



**HAL**  
open science

# Combinaison cohérente de diodes laser de luminance élevée en cavité externe

David Pabœuf

► **To cite this version:**

David Pabœuf. Combinaison cohérente de diodes laser de luminance élevée en cavité externe. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2009. Français. NNT: . tel-00438708v2

**HAL Id: tel-00438708**

**<https://pastel.hal.science/tel-00438708v2>**

Submitted on 10 Dec 2009

**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.

Université Paris Sud XI  
Faculté des Sciences d'Orsay

## **Thèse de doctorat**

SPECIALITE : PHYSIQUE

Ecole Doctorale : « Sciences et Technologies de l'Information des  
Télécommunications et des Systèmes »

présentée par : David PABŒUF

## **Sujet :** **Combinaison cohérente de diodes laser de luminance élevée en cavité externe.**

Soutenue le 17 novembre 2009 devant le jury composé de :

Jean-Michel Lourtioz	Président
Agnès Desfarges-Berthelemot	Rapporteuse
Patrick Georges	Directeur de thèse
Nicolas Guérineau	Rapporteur
Ariel Levenson	Examineur
Gaëlle Lucas-Leclin	Encadrante
Jean-Pierre Huignard	Invité



*Tout d'abord, je tiens à remercier Pierre Chavel, directeur du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et pour avoir su trouver le temps, un soir, de discuter « effet Talbot ».*

*Je remercie Nicolas Guérineau de l'ONERA à Palaiseau et Agnès Desfarges-Berthelemot de Xlim à Limoges d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce manuscrit, ainsi que les autres membres du jury Ariel Levenson du LPN à Marcoussis et Jean-Michel Lourtioz de l'IEF à Orsay et Jean-Pierre Huignard de Thales Research and Technology en face.*

*J'ai eu la chance d'être financé pendant ces trois ans par la DGA et je les en remercie.*

*Le travail présenté dans ce manuscrit a été réalisé en collaboration avec plusieurs laboratoires. J'ai, en particulier, travaillé avec l'équipe du professeur Eric Larkins de l'Université de Nottingham. Je souhaite remercier Jun, Slawek, Steve et Eric et les autres membres de cette équipe pour l'opportunité qu'ils m'ont donnée de travailler avec eux et pour l'accueil qu'ils m'ont fait pendant les dix jours que j'ai passé à Nottingham. Je remercie également Raymond Mercier et Sébastien de Rossi du groupe SCOP à l'Institut d'Optique qui ont pris le temps de remettre en route leur machine à érosion.*

*Faire partie de l'équipe ELSA, c'est faire partie d'une famille nombreuse qu'on ne quitte jamais vraiment. J'ai passé plus de trois ans inoubliables dans une équipe soudée, capable de se mobiliser en 5 minutes pour déplacer un marbre de quelques mètres pour satisfaire à mes caprices. Les quelques lignes qui suivent leur sont dédiées.*

*Mes premiers remerciements vont vers Gaëlle qui m'a activement encadré au quotidien. J'ai pu bénéficier de son expérience et de ses conseils que ce soit pour les manip ou pour interpréter les résultats des simus, pour la conception de pièces mécaniques esthétiques ou tout simplement pour le choix stratégique de la couleur (violette) de fond d'un poster. Merci Gaëlle, d'avoir été aux petits soins et autant impliquée. Il serait dommage que tu ne passes pas ton HDR très vite, penses aux futurs thésards qui mériteraient d'avoir une directrice de thèse telle que toi.*

*Evidemment, je remercie aussi Patrick, notre chef, mon directeur de thèse, le maître incontesté du laser. Merci pour la confiance que tu m'as accordée, pour tes idées nombreuses et pour tes conseils avisés pour les manip ou pour mon futur. Merci également d'avoir su gérer au mieux les aléas liés à notre collaboration avec les gens d'en face.*

*Viennent ensuite les autres permanents de l'équipe, avec en premier lieu Marc dit « le grand Marc » qui a été mon collègue de bureau pendant ces trois ans. Merci pour avoir su me faire pleinement profiter de ton vocabulaire fleuri (voire fruité) bien à toi, pour nos dialogues de sourds et pour tes délires permanents. Merci également à maman Hanna pour son taboulé très apprécié. Partager le bureau de Marc signifie également partager une annexe du bureau de Fred. Fred peut, en effet, arriver à tout moment dans le bureau pour une raison sérieuse ou pour des raisons bien moins sérieuses. Ceux qui le connaissent auront déjà deviné que la plupart du temps, il s'agit de raisons moins sérieuses. Merci Fred, pour ta bonne humeur permanente et contagieuse, pour tes blagues à la limite et pour les divers prêts de livres et de BDs.*

*Merci à François, le professeur, le (bientôt ex-)directeur des études de l'Institut d'Optique Graduate School pour m'avoir accordé le privilège d'être moniteur et d'enseigner l'Elec et le Labview. Je remercie également l'autre professeur, Arnaud, pour sa sympathie au quotidien. J'ai également une pensée pour Gérard qui profite*



*d'une retraite bien méritée et le remercie pour sa disponibilité pour les dessins de pièces mécaniques et les problèmes de plomberie.*

*Après les permanents, viennent les thésards et postdocs. Bien que chacun travaille sur une manip différente, tout le monde s'intéresse au travail des autres et est prêt à apporter son aide quand rien ne va et à se réjouir quand tout va bien. Il y a toujours une occasion à fêter (publi, anniversaire, paris idiots,...) autour d'un gâteau maison et d'une tasse de thé, un nouveau jeu ou une vidéo à tester sur Internet.*

*Je vais commencer par remercier les anciens thésards : Emilie, aussi fan que moi de séries américaines, Julien, grand maître du jeu de rôle, Pierre, le rugbyman biologiste et Justine, la gentillesse légendaire du Nord incarnée, pour l'accueil qu'ils m'ont fait quand je suis arrivé, avec une mention particulière pour Benjamin, mon partenaire de la « Semicond team » avec qui j'ai partagé la salle de manips.*

*J'ai partagé ces 3 années de thèse avec Marc dit « Marc little » qui est arrivé en stage en même temps que moi. Merci d'avoir apporté une telle animation dans l'équipe, même parfois à distance. Merci aussi pour ton extrême disponibilité dès qu'il s'agit de rendre service, pour les vacances au ski, pour les soirées Wii et pour bien d'autres choses. Au fait, une flèche en Allemand ça se dit : « ein Pfeil » !*

*L'autre membre de cette « promo ELSA 2009 » c'est Damien. Merci à toi, Damien, pour ta constante bonne humeur malgré l'adversité, pour l'après midi Lego Star Wars et pour nous faire partager régulièrement le soleil des îles. Je te souhaite de trouver rapidement le job de tes rêves et de pouvoir retourner à la Réunion.*

*Franck, Mathieu, Delphine, vous qui entamez la dernière ligne droite, je ne peux que vous souhaitez bon courage et vous dire que j'attends avec impatience d'assister à votre soutenance ! Merci Mathieu et Delphine pour les soirées jeux où nous avons de nombreuses fois sauvés le monde d'une fin certaine, pour m'avoir fait découvrir de nombreuses BDs, pour les pauses thé et pour tout le reste. Merci à Franck, pour les après-midi footing qui se transforment en soirées pizzas-Warcraft, pour ta question de 18h et pour ton aide matlabesque. Tu as réussi à me contaminer (ainsi que d'autres dans l'équipe) à la Mac attitude. Grâce à toi, j'ai la classe maintenant ☺.*

*Je remercie également Igor pour sa disponibilité précieuse, que ce soit pour un problème informatique, pour prêter une alim de diode ou pour nous faire profiter de ces multiples et surprenantes connaissances statistiques (à 45 %).*

*Merci aussi à Dimitris, futur professeur dans sa Grèce natale dont il sait régulièrement nous faire profiter des bons petits de sa Mama. Je remercie aussi Shifeng pour sa discrète gentillesse. Je n'oublie pas Mickaël et Christoph qui nous ont fait profiter de leur présence au début de ma thèse.*

*J'ai également une pensée pour les nouveaux arrivants : Louis, Sandrine, Mas, Patricia et Dong. Profitez !*

*Plusieurs stagiaires ont contribué efficacement à ces travaux en particulier pour les diverses simus Matlab. Merci à Olivier, Florian et Daniela. Je remercie également Deepak, visiteur indien du Danemark, pour avoir pris le relai en manip pendant quelques mois.*

*Pendant ces trois ans j'ai été moniteur à l'Institut d'Optique. Je remercie les différentes équipes que j'ai rejointes et avec qui j'ai eu le plaisir d'enseigner : Franck, Sylvie, Christophe, Christelle et Alpha pour l'Elec, et Fred, Christelle, Guillaume, Martin et Marc pour Labview.*

*Je remercie également Thierry, Cédric et Lionel des TPs et Gilles et Nicolas du groupe Manolia pour leur disponibilité et leur prêt ponctuel de matériel divers.*

*Merci à mes amis, pour les nombreux week-ends marseillais, bordelais ou parisiens et la semaine irlandaise qui ont émaillés ces trois années et pour leur soutien permanent.*

*Pour finir, je souhaite remercier mes parents, mes sœurs et ma famille qui, bien qu'à distance, m'ont toujours soutenu dans les choix que j'ai fait et continuent à me soutenir. Tout ce travail n'aurait pas été possible sans eux...*



<b>INTRODUCTION GENERALE.....</b>	<b>11</b>
<b>I ÉTAT DE L'ART DES DIODES LASER DE FORTE LUMINANCE ET STABILISEES EN LONGUEUR D'ONDE.....</b>	<b>15</b>
<b>I.1 Éléments de caractérisation d'une source laser de puissance .....</b>	<b>15</b>
I.1.a Champ proche .....	15
I.1.b Champ lointain .....	16
I.1.c Luminance .....	17
<b>I.2 Amélioration de la luminance d'un monoémetteur .....</b>	<b>19</b>
I.2.a Performances et limitations d'une diode monomode .....	19
I.2.b Performances et limitations d'une diode multimode .....	20
I.2.c Solutions monoémetteurs d'amélioration de la luminance.....	20
I.2.c.i Elargissement du mode laser dans la direction verticale .....	20
I.2.c.ii Elargissement du mode laser dans la direction horizontale.....	23
I.2.c.iii Synthèse des performances des solutions mono-émetteurs présentées.....	25
I.2.d Utilisation d'une cavité externe .....	25
I.2.d.i Filtrage spectral avec un réseau de diffraction.....	25
I.2.d.ii Utilisation d'un réseau de Bragg.....	26
<b>I.3 Amélioration de la luminance d'une barrette de diodes laser.....</b>	<b>29</b>
I.3.a Problématique de la luminance d'une barrette de diodes laser .....	29
I.3.b Techniques de couplage incohérent .....	31
I.3.b.i Mise en forme du faisceau .....	31
I.3.b.ii Combinaison spectrale.....	32
I.3.c Techniques de couplage cohérent.....	33
I.3.c.i Pourquoi vouloir une émission cohérente ?.....	33
I.3.c.ii Choix des critères de caractérisation du faisceau .....	34
I.3.c.iii Solutions monolithiques .....	36
I.3.c.iv Solutions mettant en œuvre une cavité externe .....	37
I.3.c.v Techniques de mise en phase active .....	45
I.3.d Synthèse sur l'amélioration de la luminance d'une barrette de diodes laser.....	47
<b>I.4 Présentation des solutions étudiées pendant cette thèse.....</b>	<b>49</b>
<b>II ETUDE THEORIQUE DE LA MISE EN PHASE D'UNE BARRETTE DE DIODES LASER DANS UNE CAVITE EXTERNE.....</b>	<b>51</b>
<b>II.1 Modélisation d'un réseau de Bragg volumique .....</b>	<b>51</b>
II.1.a Description d'un réseau de Bragg volumique .....	51
II.1.b Propriétés de diffraction d'un réseau de Bragg volumique .....	52
II.1.b.i Réseau de Bragg en réflexion ( $\varphi = 0$ ) .....	53
II.1.b.ii Réseau de Bragg en transmission ( $\varphi = \pi/2$ ) .....	55
II.1.b.iii Diffraction d'un réseau de Bragg pour un faisceau incident non collimaté.....	56
<b>II.2 Modélisation d'une barrette de diodes monomodes dans une cavité externe .....</b>	<b>57</b>
II.2.a Modes d'une barrette de diodes laser couplées.....	57
II.2.b Description du modèle .....	59
II.2.b.i Hypothèses de départ.....	59
II.2.b.ii Détermination des modes .....	60
II.2.c Cas d'une cavité Talbot .....	61
II.2.c.i Détermination de l'opérateur cavité externe.....	61
II.2.c.ii Détermination des modes de la cavité .....	62

II.2.c.iii	Mise en évidence de l'effet Talbot.....	64
II.2.c.iv	Discrimination modale .....	65
II.2.c.v	Evaluation de la sensibilité aux réglages.....	67
II.2.c.vi	Prise en compte du réseau de Bragg .....	67
II.2.d	Cas du filtrage angulaire intra-cavité.....	69
II.2.d.i	Détermination de l'opérateur cavité externe .....	70
II.2.d.ii	Sélection des modes de la cavité .....	70
II.2.d.i	Discrimination modale .....	72
II.2.d.ii	Prise en compte du réseau de Bragg .....	73
II.2.e	Comparaison cavité Talbot – filtrage angulaire intra-cavité .....	74
<b>II.3</b>	<b>Prise en compte de l'amplification dans la barrette de diodes laser pour une cavité Talbot .....</b>	<b>75</b>
II.3.a	Description du modèle .....	75
II.3.a.i	Module UNott.....	75
II.3.a.ii	Module cavité externe .....	76
II.3.b	Caractérisation des modes de la cavité .....	77
<b>II.4</b>	<b>Conclusion .....</b>	<b>81</b>
<b>III REALISATION EXPERIMENTALE DE LA MISE EN PHASE ET DE LA STABILISATION EN LONGUEUR D'ONDE D'UNE BARRETTE DE DIODES LASER 83</b>		
<b>III.1</b>	<b>Description des barrettes de diodes laser utilisées.....</b>	<b>83</b>
III.1.a	Caractéristiques de la barrette de 10 diodes laser à ruban.....	84
III.1.b	Caractéristiques de la barrette de 10 diodes laser évasées .....	84
III.1.c	Caractéristiques de la barrette de 6 diodes laser évasées adjacentes .....	85
III.1.d	Résumé des performances .....	87
<b>III.2</b>	<b>Cavités Talbot .....</b>	<b>87</b>
III.2.a	Description du montage expérimental.....	87
III.2.a.i	Rappel du principe .....	87
III.2.a.ii	Banc de caractérisation.....	88
III.2.a.iii	Mise en évidence de la mise en phase par effet Talbot.....	89
III.2.b	Cavité Talbot compacte (barrette 10IG1).....	91
III.2.b.i	Description de la cavité.....	91
III.2.b.ii	Optimisation des performances.....	92
III.2.c	Cavité Talbot avec grandissement (barrettes Spot et 6IG1 adjacents) .....	100
III.2.d	Conclusion sur les cavités Talbot.....	103
<b>III.3</b>	<b>Filtrage angulaire intra-cavité .....</b>	<b>104</b>
III.3.a	Rappel du principe de la cavité.....	104
III.3.b	Description des deux cavités étudiées .....	105
III.3.c	Caractérisation expérimentale .....	106
III.3.d	Perspectives d'améliorations et limites de cette solution.....	108
<b>III.4</b>	<b>Conclusion - Comparaison des solutions proposées .....</b>	<b>109</b>
<b>IV ÉTUDE DE LA RECOMBINAISON COHERENTE EXTRA-CAVITE AVEC UN RESEAU DE PHASE..... 111</b>		
<b>IV.1</b>	<b>Problématique/Point de départ .....</b>	<b>111</b>
<b>IV.2</b>	<b>État de l'art .....</b>	<b>112</b>
<b>IV.3</b>	<b>Détermination des profils des filtres de phase .....</b>	<b>115</b>

IV.3.a	Configuration étudiée.....	115
IV.3.b	Calcul de la diffraction d'un réseau de Dammann .....	116
IV.3.c	Détermination du profil de phase optimal.....	118
IV.3.c.i	Méthode de détermination du profil.....	118
IV.3.c.ii	Solution choisie.....	120
IV.3.c.i	Robustesse de la configuration.....	122
<b>IV.4</b>	<b>Démonstration expérimentale .....</b>	<b>124</b>
IV.4.a	Description du montage expérimental.....	124
IV.4.b	Premiers résultats .....	125
IV.4.b.i	Efficacité de recombinaison .....	125
IV.4.b.ii	Incidence de l'état de phase en champ proche .....	127
IV.4.c	Retour sur la caractérisation de l'émission cohérente d'une barrette .....	128
<b>IV.5</b>	<b>Conclusion et perspectives .....</b>	<b>129</b>
	<b>CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES.....</b>	<b>131</b>
	<b>ANNEXE 1 : COPIES DES PUBLICATIONS SUR LES TRAVAUX EFFECTUES PENDANT MON STAGE DE MASTER 2.....</b>	<b>135</b>
	<b>ANNEXE 2 : COPIE DE L'ARTICLE DE W.H.F. TALBOT SUR L'OBSERVATION DE L'EFFET TALBOT. ....</b>	<b>147</b>
	<b>ANNEXE 3: CALCUL DE L'EFFICACITE DE DIFFRACTION D'UN RESEAU DE BRAGG VOLUMIQUE .....</b>	<b>155</b>
	<b>ANNEXE 4 : PROFILS THEORIQUES EN CHAMPS LOINTAINS DES MODES PROPRES DES BARRETTES 10IG1 ET 6IG1 .....</b>	<b>161</b>
	<b>LISTE DES PUBLICATIONS DE L'AUTEUR RELATIVES A CE MANUSCRIT : .....</b>	<b>165</b>
	<b>RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES .....</b>	<b>167</b>



## Introduction générale

« Plus puissant, plus efficace, plus brillant » : telle est la devise du laseriste. La course à la puissance laser a, en effet, depuis quelques années vu émerger des systèmes aux performances record. Trois technologies s'affrontent : les lasers à fibre, les lasers à disque mince (« thin disk » en anglais) et les diodes laser. Les lasers à fibres (50 kW par IPG Photonics) et les lasers à disque mince (16 kW par Trumpf) semblent avoir distancé les systèmes à diodes laser (4 kW par Trumpf) du point de vue de la puissance brute. Cependant, les diodes laser possèdent un avantage décisif : elles n'ont pas besoin d'être pompées par diode. Au-delà de l'évidence, la phrase précédente signifie que du fait de la conversion directe puissance électrique-puissance optique qui a lieu dans une diode laser, les lasers à fibre et les lasers à disque mince ne pourront jamais être meilleurs du point de vue du rendement à la prise. De plus, de par ses possibilités de production de masse et sa compacité inégalée, la diode laser possède l'avantage d'être facilement intégrable à moindre coût dans n'importe quel système. Le dernier obstacle à franchir qui conditionnerait la victoire finale pour les diodes laser réside dans l'obtention de faisceaux de puissances élevées en limite de diffraction.

L'augmentation de la puissance disponible dans un faisceau de bonne qualité spatiale est une problématique commune à tous les lasers. La solution la plus prometteuse aujourd'hui consiste à utiliser plusieurs lasers identiques en parallèle et d'induire une cohérence entre eux. Ainsi, on dépasse les limitations propres aux émetteurs individuels (échauffement, dommages optiques) en combinant plusieurs sources de puissances modérées.

Le travail présenté dans ce manuscrit se situe dans ce cadre. Nous avons étudié des solutions de mises en phase passive de diodes laser de luminances élevées de manière à améliorer la luminance globale de la source. Nous adaptons des techniques mises en œuvre il y a une vingtaine d'années et qui connaissent aujourd'hui un regain d'intérêt grâce aux améliorations considérables démontrées en termes de puissance optique et de qualité spatiale des diodes laser.

### Contexte de l'étude

Cette thèse s'est déroulée au Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, à Palaiseau, au sein de l'équipe Lasers Solides et Applications (ELSA). Le travail présenté dans ce manuscrit a été réalisé dans le cadre d'un projet intégré financé par la communauté européenne : le projet [www.Brighter.eu](http://www.Brighter.eu) [Brighter]. Il s'agit d'une collaboration impliquant 23 partenaires académiques et industriels du monde des lasers à semiconducteur et de leurs applications. L'objectif de ce projet est le développement de sources laser à semiconducteur de forte luminance. Pour cela, des acteurs du domaine de la fabrication des diodes laser, des simulations des milieux semiconducteurs ainsi que les « utilisateurs » de ces sources sont mobilisés. Les applications visées concernent trois objectifs :

- la réalisation d'amplificateur pour les télécommunications optiques.
- le développement de sources lasers visibles soit directement soit par conversion de fréquences pour le domaine médical (diagnostics, thérapie photodynamique).
- la réalisation de sources laser visibles rouges, vertes et bleues compactes pour l'affichage (pico-projecteurs).

Le Laboratoire Charles Fabry, quant à lui s'est fixé comme rôle d'étudier des solutions de cavités externes pour améliorer les propriétés spectrales et spatiales des



diodes laser réalisées dans le cadre du projet. Pour cela, nous avons bénéficié de fortes interactions avec l'Alcatel-Thales III-V Lab, en particulier Michel Krakowski et Nicolas Michel, qui ont conçu et fait croître les diodes lasers avec lesquelles nous avons travaillé. De plus, une partie de nos modélisations a été réalisée en collaboration avec l'équipe du Professeur Eric Larkins de l'Université de Nottingham. Ce travail s'inscrit dans la continuité des travaux démarrés il y a plusieurs années lors d'un précédent projet ([www.Bright.eu](http://www.Bright.eu)) et de la thèse de Sylvie Yiou.

J'ai bénéficié pendant ces trois ans d'un financement de la Mission pour la Recherche et l'Innovation Scientifique (MRIS) de la DGA.

## Présentation du manuscrit

Ce manuscrit décrit les travaux réalisés pendant cette thèse. L'objectif était d'évaluer plusieurs techniques de mise en phase, grâce à une cavité externe, adaptées aux diodes laser de fortes luminances.

Dans le premier chapitre, nous effectuons un état de l'art des diodes laser de forte luminance (monoémetteurs et barrettes de diodes). Nous portons également l'accent sur les possibilités de stabilisation en longueur d'onde de ces sources. Afin de caractériser ces sources, nous définissons des critères d'évaluation de la qualité du faisceau émis par un ensemble d'émetteurs cohérents. En effet, dans ce cas le critère usuel du facteur de qualité  $M^2$  n'est plus applicable du fait du caractère multifaisceau de l'émission laser. Nous proposons donc différents critères permettant de prendre en compte la spécificité de la source et d'évaluer la qualité de la mise en phase. A partir de l'état de l'art, nous identifions deux solutions de cavités externes passives, permettant de réaliser un montage à la fois simple et compact. Ces deux solutions mettent à profit les propriétés de filtrage angulaire et spectral des réseaux de Bragg volumiques.

Le chapitre II constitue la partie théorique de ce manuscrit. Tout d'abord, les propriétés de filtrage spectral et spatial des réseaux de Bragg sont décrites et modélisées afin de pouvoir les prendre en compte par la suite. Nous présentons ensuite un modèle général de couplage des émetteurs monomodes transverses dans une cavité externe. Ce modèle est appliqué aux deux solutions identifiées au chapitre I. Ces modélisations nous ont permis de mettre en évidence les propriétés de discrimination entre les modes de la cavité et de déterminer les plages de fonctionnement optimal des cavités externes. Nous avons pu également évaluer l'effet du réseau de Bragg sur le fonctionnement de nos cavités. Enfin, nous nous sommes attachés à modéliser, en collaboration avec l'Université de Nottingham, la propagation optique à l'intérieur des diodes laser de manière à simuler la cavité externe dans son intégralité. Cela nous a permis de caractériser notre cavité du point de vue des pertes par propagation et du gain laser et ainsi d'identifier certaines limites de notre solution.

Dans le chapitre III, nous évaluons expérimentalement les deux solutions que nous avons proposées. Plusieurs barrettes avec des émetteurs de géométries différentes ont été testées. Pour chacune une cavité externe spécifique a été réalisée. Nous observons un fonctionnement cohérent des émetteurs dans tous les cas et identifions la géométrie la mieux adaptée à chaque configuration. Nous avons également évalué l'influence des différents paramètres de la cavité sur la mise en phase des émetteurs et sur la puissance de sortie. En particulier, l'influence bénéfique du réseau de Bragg volumique sur le spectre ainsi que sur l'établissement de la cohérence entre les diodes laser est mis en évidence explicitement. Les faisceaux laser sont caractérisés à l'aide des critères définis au premier chapitre ;

nous évaluons ainsi l'amélioration effective de la luminance des sources laser étudiées. Toutefois, les barrettes utilisées ont un faible taux de remplissage, ce qui conduit à un profil spatial en champ lointain fortement multilobe.

C'est pourquoi dans le dernier chapitre de ce manuscrit nous effectuons une étude à la fois théorique et expérimentale de l'addition cohérente extra-cavité des faisceaux provenant des différents émetteurs à l'aide de filtres de phase. Cela permet de convertir le faisceau laser en un mode gaussien et de le rendre ainsi directement utilisable, pour le focaliser dans une fibre optique monomode par exemple. Dans un premier temps, nous décrivons et concevons les filtres de phase adaptés à notre configuration. Nous réalisons ensuite l'expérience et démontrons les possibilités de cette technique. Cette technique de conversion de mode est également utilisée pour effectuer une mesure effective et rigoureuse de la cohérence du faisceau laser.



# I État de l'art des diodes laser de forte luminance et stabilisées en longueur d'onde

Le but de ce chapitre sera dans un premier temps de définir certaines notions de caractérisation d'une source laser de puissance en général, en insistant sur les particularités liées aux diodes laser. Il s'agira en particulier de définir la luminance d'un laser et de donner des éléments de caractérisation de la qualité spatiale d'un faisceau laser. Ensuite, nous effectuerons un état de l'art non exhaustif des diodes laser de forte luminance. Nous nous sommes limités pour cet état de l'art aux sources laser émettant dans le proche infrarouge (800 – 980 nm). Nous nous intéresserons d'abord aux solutions n'impliquant qu'une seule diode laser puis nous présenterons la problématique spécifique de la luminance pour une barrette de diodes laser et décrirons quelques solutions développées pour l'amélioration de la brillance d'une barrette de diodes laser. A chaque fois que cela est possible, nous décrirons également les possibilités de stabilisation en longueur d'onde. A la fin de ce chapitre, nous présenterons les solutions qui ont été étudiées au cours de cette thèse.

## I.1 Éléments de caractérisation d'une source laser de puissance

### I.1.a Champ proche

Nous appellerons champ proche la répartition de puissance d'un faisceau laser dans le plan de son « waist » (ou littéralement plan du « rayon de col » en français), c'est-à-dire là où le front d'onde est plan. Pour une diode laser, le plan du waist est généralement situé au niveau de la facette de sortie ; le champ proche consiste donc directement en la répartition transverse de puissance à la sortie de la diode.

Le champ proche d'un faisceau laser est caractérisé par sa largeur. La norme ISO 11146 stipule que cette largeur doit se mesurer en évaluant le moment d'ordre 2 de l'intensité laser, de la manière suivante :

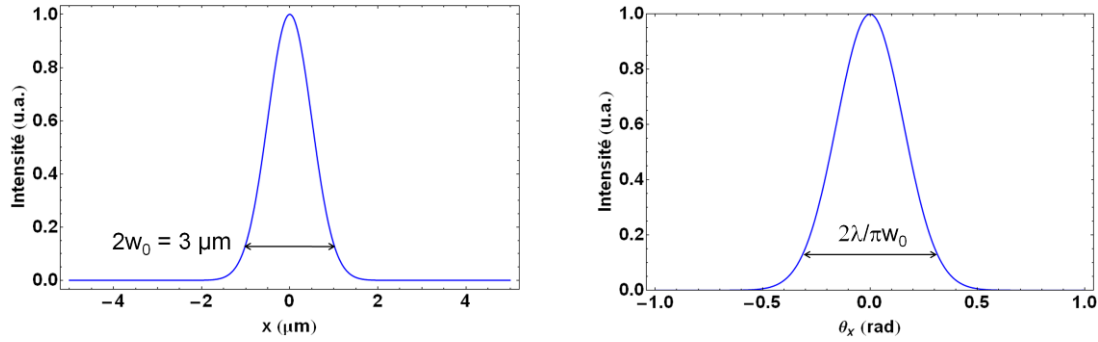
$$w_x = 2\sigma_x = 2 \times \sqrt{\frac{\iint (x - \bar{x})^2 I(x, y) dx dy}{\iint I(x, y) dx dy}} \quad (\text{I-1})$$

où  $w_x$  représente ici la demi-largeur dans la direction  $x$ ,  $I(x, y)$  la répartition d'intensité dans le plan considéré et  $\bar{x}$  le barycentre de cette répartition d'intensité. De façon symétrique, la même définition s'applique pour  $w_y$ .

Pour un faisceau gaussien, l'intensité peut s'écrire :

$$I(x) = I_0 e^{-\frac{2x^2}{w_0^2}} \quad (\text{I-2})$$

La demi-largeur définie en (I-1) est alors égale à  $w_0$ , c'est-à-dire à l'écart spatial entre le point d'éclairement maximal  $I_0$  et le point d'éclairement  $I_0/e^2$ . On parle de demi-largeur à  $1/e^2$ . Pour un faisceau gaussien, il est donc très simple de mesurer la largeur du champ proche. Pour un faisceau non gaussien, la définition (I-1) prévaut. Cependant, pour un « faisceau d'allure gaussienne », mesurer la largeur à  $1/e^2$  d'un faisceau possède un vrai sens physique et permet d'évaluer simplement la largeur de ce faisceau.



**Figure I-1 : Champ proche (gauche) et champ lointain (droite) d'un faisceau gaussien –  $\lambda = 976 \text{ nm}$ .**

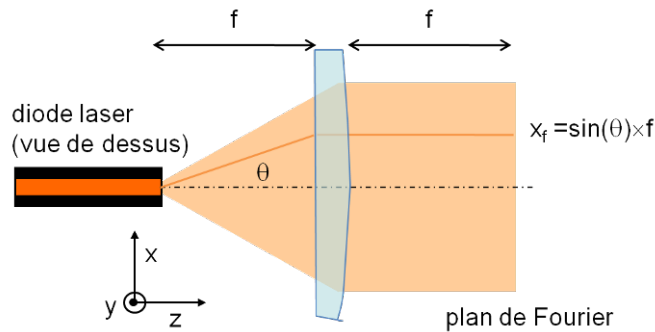
### I.1.b Champ lointain

Le champ lointain d'un faisceau laser est défini comme le profil de répartition angulaire de ce faisceau. De la même manière que pour le champ proche, on peut définir la largeur du champ lointain à partir de son moment d'ordre deux :  $\theta_x = 2\sigma_\theta$ .

La relation entre champ lointain et champ proche peut être explicitée, en se plaçant dans l'approximation paraxiale, de la manière suivante qui découle directement de l'optique de Fourier [Goodman] :

$$E_{CL}(\theta_x, \theta_y, z) = \frac{i}{\lambda z} e^{-ikz} \iint E_{CP}(x, y) e^{-ik \sin(\theta_x)x} e^{-ik \sin(\theta_y)y} dx dy \quad (\text{I-3})$$

où  $E_{CL}$  et  $E_{CP}$  représentent les champ lointain et champ proche respectivement et  $\lambda$  la longueur d'onde. On en déduit que le champ lointain est directement proportionnel à la transformée de Fourier du champ proche. Le champ lointain peut donc s'observer dans le plan de Fourier d'une lentille de collimation comme illustré sur la Figure I-2. La relation entre la position  $x_f$  mesurée dans le plan de Fourier et l'angle d'émission est alors donnée par  $x_f = \sin(\theta) \times f$ . A titre d'exemple, la Figure I-2 montre les champs proche et lointain d'un faisceau gaussien de largeur  $2w_0 = 3 \mu\text{m}$ . La largeur du champ lointain est alors donnée par la largeur à  $1/e^2$  égale ici à  $2\theta_0 = 2\lambda/\pi w_0 = 0,4 \text{ rad}$ .



**Figure I-2 : Schéma de principe de la mesure de champ lointain<sup>1</sup>.**

Le moyen le plus répandu de caractériser un faisceau laser est d'évaluer son facteur de qualité  $M^2$ . La norme ISO 11146 définit ce facteur à partir des moments d'ordre deux des champs proche et lointain d'un faisceau de la manière suivante<sup>1</sup> :

<sup>1</sup> Dans la suite de ce manuscrit nous adopterons les conventions de la Figure I-2. La direction  $x$  correspond à la direction horizontale, parallèle à la jonction ou « lente », la direction  $y$  est la direction verticale, perpendiculaire à la jonction ou « rapide ».  $z$  est la direction de propagation du faisceau laser.

$$M_x^2 = \frac{4\pi}{\lambda} \sigma_x \sigma_\theta \quad (\text{I-4})$$

que l'on peut exprimer en fonction des demi-largeurs  $w_x$  et  $\theta_x$  :

$$M_x^2 = \frac{\pi}{\lambda} w_x \theta_x \quad (\text{I-5})$$

Dans le cas où le faisceau est gaussien, la relation entre divergence et rayon de waist est déterminée par  $\theta_0 = \lambda / \pi w_0$ , et le facteur de qualité vaut alors 1. Mesurer le facteur de qualité d'un faisceau revient donc à comparer celui-ci à un faisceau gaussien dont le champ proche aurait la même largeur. Un faisceau dont le facteur  $M^2$  vaut 10 est 10 fois plus divergent qu'un faisceau gaussien.

A partir de cette définition du  $M^2$ , on peut réécrire la loi de l'évolution longitudinale de la largeur d'un faisceau laser quelconque au cours de sa propagation en s'inspirant de celle valable pour un faisceau gaussien :

$$w_x(z) = \sqrt{w_{x0}^2 + \left( \frac{M_x^2 \lambda z}{\pi w_{x0}} \right)^2} \quad (\text{I-6})$$

où l'on suppose que le champ proche du laser, de demi largeur  $w_{x0}$ , est localisé en  $z = 0$ . Cette relation peut être utilisée pour déterminer simplement le facteur de qualité d'un faisceau laser quelconque. Il suffit pour cela de mesurer l'évolution de la largeur du faisceau au cours de sa propagation et d'effectuer un ajustement. Lorsque le faisceau laser est proche d'un faisceau gaussien, on mesurera la largeur du faisceau en prenant sa largeur à  $1/e^2$ .

### I.1.c Luminance

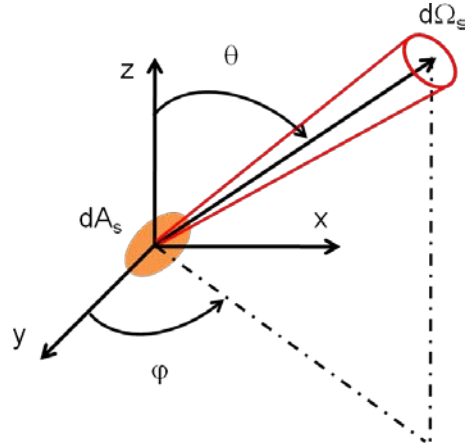
La luminance est une grandeur photométrique qui caractérise la manière dont un flux lumineux est émis. Elle s'exprime en  $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$  et est définie en chaque point de la surface émissive et pour chaque direction de propagation comme le rapport entre l'intensité lumineuse émise en ce point dans les directions de propagation et étendue géométrique considérées [Meyzonnette 03]:

$$L(x, y, \theta, \varphi) = \frac{d^2 F_s(x, y, \theta, \varphi, d\Omega_s)}{dA_s \cos(\theta) d\Omega_s} \quad (\text{I-7})$$

où  $d^2 F_s$  est le flux lumineux (en Watts) émis dans l'unité de surface  $dA_s$  et dans la direction  $(\theta, \varphi)$  captée dans l'angle solide  $d\Omega_s$  (Figure I-3).

---

<sup>1</sup> Nous ne considérons ici qu'une seule direction transverse (la direction x). Le raisonnement est le même dans l'autre direction.



**Figure I-3 : Paramètres de définition de la luminance d'une source lumineuse.**

Cette définition n'est valable que dans le cadre de l'optique géométrique et n'est pas applicable dans le cas d'un faisceau laser. On peut cependant définir la luminance d'un faisceau laser en assimilant celui-ci au rayonnement émis par un disque qui aurait pour diamètre la largeur en champ proche du faisceau et une luminance  $L$  uniforme à l'intérieur du cône de demi-divergences ( $\theta_x$  et  $\theta_y$ ) du faisceau [Mezonnette 03]. Cela conduit à la définition suivante :

$$L = \frac{P}{S\Delta\Omega} \quad (\text{I-8})$$

où  $S$  est la surface émettrice et  $\Delta\Omega$  l'angle solide d'émission du faisceau laser et  $P$  la puissance optique. Il est d'usage d'exprimer la luminance en  $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$

Dans le cas d'un faisceau gaussien circulaire, la surface émettrice vaut, en reprenant les notations de l'équation (I-2),  $S = \pi w_0^2$  et l'angle solide d'émission  $\Delta\Omega = \frac{\lambda^2}{\pi w_0^2}$ . La luminance d'un faisceau laser gaussien s'écrit donc :

$$L_{\text{gaussienne}} = \frac{P}{\lambda^2} \quad (\text{I-9})$$

L'étendue géométrique ( $S \times \Delta\Omega$ ) étant conservée à travers tout système optique, la luminance est donc une grandeur intrinsèque à un faisceau laser, qui ne dépend pas du système optique utilisé pour focaliser le faisceau laser dès lors que celui ne dégrade pas la qualité spatiale.

Dans le cas général d'un faisceau non gaussien et elliptique, en définissant deux facteurs de qualité:  $M_x^2$  et  $M_y^2$  dans les 2 directions  $x$  et  $y$ , on peut alors donner une définition alternative de la luminance [Wenzel 03]:

$$L = \frac{P}{M_x^2 M_y^2 \lambda^2} \quad (\text{I-10})$$

Augmenter la luminance d'une source laser revient donc à s'assurer d'obtenir des faisceaux de forte puissance et ayant des facteurs de qualité les plus possibles proches de 1. Pour une diode laser, le guide dans la direction verticale étant dans son immense généralité monomode, on considère que  $M_y^2$  est toujours égal à 1. Dans la suite de ce manuscrit, sauf mention contraire, seules les valeurs de  $M^2$  dans la direction horizontale seront données.

## I.2 Amélioration de la luminance d'un monoémetteur

### I.2.a Performances et limitations d'une diode monomode

De nombreuses diodes laser monomodes sont disponibles commercialement ; un rapide coup d'œil dans n'importe quel catalogue de fournisseur de matériel optique suffit pour s'en convaincre. Il s'agit, la plupart du temps, de diodes laser de surface émettrice  $1 \times 3 \mu\text{m}^2$ . La puissance en sortie de ces diodes laser est relativement peu élevée. En effet, les meilleurs composants disponibles dans le commerce délivrent des puissances de quelques centaines de milliwatts autour de 980 nm et 800 nm [Intense; JDSU]. Du fait de la faible largeur du guide d'onde, l'émission laser est monomode transverse dans les deux directions x et y. Ces diodes laser présentent donc des facteurs de qualité égaux à 1 dans les deux directions, ce qui correspond à des luminances de l'ordre de  $20 \text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$  (pour une puissance de 200 mW).

Notons qu'il est possible de stabiliser la longueur d'onde d'émission de ces composants en inscrivant un réseau d'indice de type réseau de Bragg à l'intérieur du matériau semiconducteur. Deux technologies existent : les diodes laser DFB (« Distributed FeedBack ») et les diodes laser DBR (« Distributed Bragg Reflector ») (Figure I-4). Ce type de diodes est généralement conçu pour des applications en spectroscopie où, non seulement il est nécessaire d'avoir un spectre stabilisé mais également une très faible largeur spectrale. Commercialement, Eagleyard et Sacher Lasertechnik, par exemple, proposent des diodes laser de ce type avec des puissances de l'ordre de 150 mW et des largeurs spectrales autour de 5 MHz à 980 nm [Eagleyard; Sacher]. On peut également mentionner les très bonnes performances obtenues à 894 nm à partir d'une diode DFB au Ferdinand Braun Institut für Höchstfrequenztechnik (FBH) avec une puissance de 250 mW et une largeur de raie de 360 kHz réalisant ainsi une source laser tout à fait adaptée à l'interrogation d'atomes de Césium [Klehr 07].

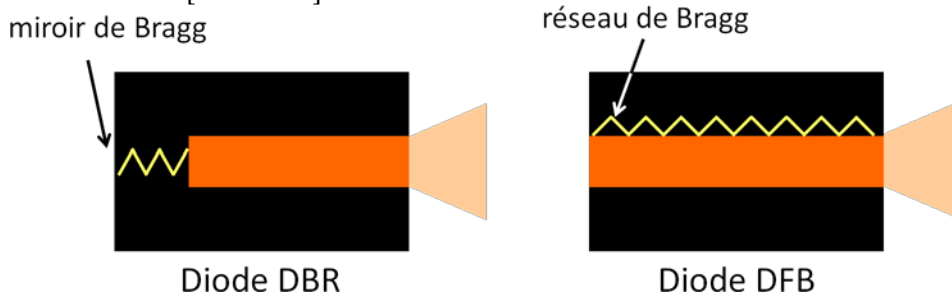


Figure I-4 : Schéma de principe d'une diode DBR et d'une diode DFB.

Le paramètre limitant la montée en puissance des diodes laser est le seuil de dommage aux facettes (COD pour « Catastrophic Optical Damages » en anglais). Ce seuil correspond à la densité de puissance limite que les facettes de sortie des diodes peuvent accepter avant d'être irrémédiablement détruites. Les valeurs de seuil de COD varient en fonction des matériaux utilisés pour la structure semiconductrice. Ils sont par exemple de l'ordre de  $10 \text{ MW.cm}^{-2}$  pour une structure en AlGaAs pour des diodes émettant vers 800 nm [Wenzel 03]. Il s'agit de la limite ultime à la montée en puissance des diodes laser. Pour un seuil de dommage  $I_{COD}$  donné, la puissance maximale atteignable est donnée par :

$$P_{\max} = S \times \frac{1-R}{1+R} \times I_{COD} \quad (\text{I-11})$$

où R est le coefficient de réflexion de la facette de sortie et S la surface effective du mode laser. Avec la valeur de seuil précédente et en supposant un coefficient de



réflexion  $R$  de 4%, on obtient une puissance maximale de 280 mW pour une diode laser de surface émettrice  $1 \times 3 \mu\text{m}^2$ .

La principale cause d'apparition de ces dommages aux facettes est l'échauffement induit par l'absorption des photons à l'interface entre le matériau à gain et le miroir de la diode. Il y a, en effet, à l'interface une perturbation de l'agencement cristallin qui génère une absorption plus élevée qu'à l'intérieur de la diode. De plus, il s'agit d'un phénomène en cascade puisque l'échauffement généré par l'absorption modifie le gap, ce qui exacerbe cette absorption [Tomm 00].

### I.2.b Performances et limitations d'une diode multimode

L'une des solutions pour augmenter la puissance émise consiste à élargir la facette de sortie dans la direction horizontale<sup>1</sup>. De cette manière, on réduit la densité de puissance en sortie ce qui permet d'atteindre de plus fortes puissances tout en restant sous le seuil de COD. On peut gagner de cette manière un facteur 50 sur la puissance. Cependant, cette montée en puissance se fait au détriment de la montée en luminance. En effet, lorsque l'on élargit la surface émettrice dans la direction  $x$ , le guide d'onde devient multimode, ce qui dégrade fortement la qualité spatiale du faisceau. On obtient très rapidement des facteurs de qualité  $M_x^2$  de l'ordre de 50. Commercialement, JDSU propose des diodes produisant une puissance de 10 W à 980 nm sur une surface émettrice de largeur  $2w_x = 100 \mu\text{m}$  et 8,5 W à 800 nm pour une largeur de 200  $\mu\text{m}$  [JDSU]. Les facteurs de qualités respectifs sont de 20 et 50 et les luminances correspondantes sont de l'ordre de 50  $\text{MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$  et 25  $\text{MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ . En ce qui concerne les meilleures performances réalisées en laboratoire, on peut citer le FBH qui a récemment présenté une puissance de 20 W avec une diode de 96  $\mu\text{m}$  de large à la longueur d'onde de 980 nm résultant en une luminance de 90  $\text{MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$  [Crump 09]. Malgré le fort gain en puissance, ces valeurs de luminance sont du même ordre que celle d'une diode monomode. L'intérêt de ce genre de source est donc grandement limité du point de vue de la luminance. Elles sont cependant très utilisées pour le pompage optique de fibres ou de cristaux lasers pour lesquels les technologies se sont adaptées à la mauvaise qualité spatiale.

### I.2.c Solutions monoémetteurs d'amélioration de la luminance

Pour obtenir de fortes luminances à partir d'une diode laser, il faut donc concevoir une diode laser avec une large facette de sortie, pour rester en dessous du seuil de dommage, et dont la structure guidante permettrait de conserver un faisceau monomode dans les deux directions. De nombreux efforts sont portés en ce sens, en particulier dans le cadre du projet européen [www.BRIGHTER.eu](http://www.BRIGHTER.eu) [Brighter].

#### I.2.c.i *Elargissement du mode laser dans la direction verticale*

Il est possible d'augmenter la section verticale du mode laser en élargissant le guide d'onde dans cette direction. On parle de cavité optique large ou LOC pour « Large Optical Cavity » [Diehl]. Le guide d'onde est alors tel que plusieurs modes peuvent s'y propager. La sélection du mode fondamental se fait en optimisant le

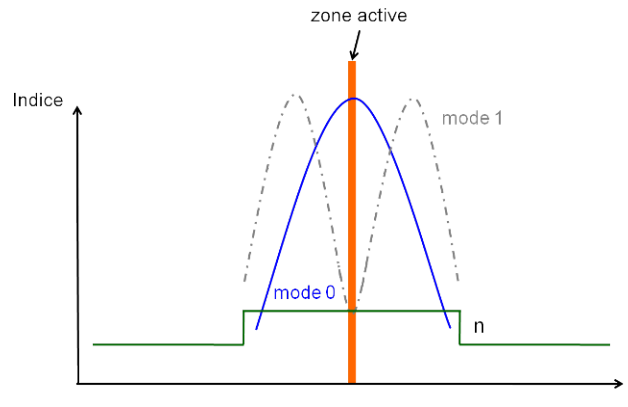
---

<sup>1</sup> L'autre solution consiste à réaliser des traitements de passivation sur les facettes de manière à réduire l'absorption de photons et de minimiser l'échauffement des miroirs [Diehl]. La société Intense développe également une technologie dite de « Quantum-well intermixing » pour la zone de gain, ce qui permet également de réduire l'absorption des photons [Intense]. Cela permet effectivement d'atteindre de plus fortes puissances mais l'on ne fait que décaler le problème et les puissances atteintes restent limitées.

facteur de recouvrement entre la zone de gain et le mode fondamental pour maximiser son gain. Il faut également adapter la largeur de la LOC pour que les pertes linéiques de propagation subies par les modes d'ordre supérieur soient suffisantes pour les empêcher d'atteindre le seuil [Auzanneau thèse 02]. En effet, pour une longueur de diode  $L_d$  et des coefficients de réflexion  $R_1$  et  $R_2$  donnés, le gain laser au seuil du mode  $n$ , en fonction des pertes internes linéiques  $\alpha_n$  et du facteur de recouvrement  $\Gamma_n$ , s'exprime de la manière suivante :

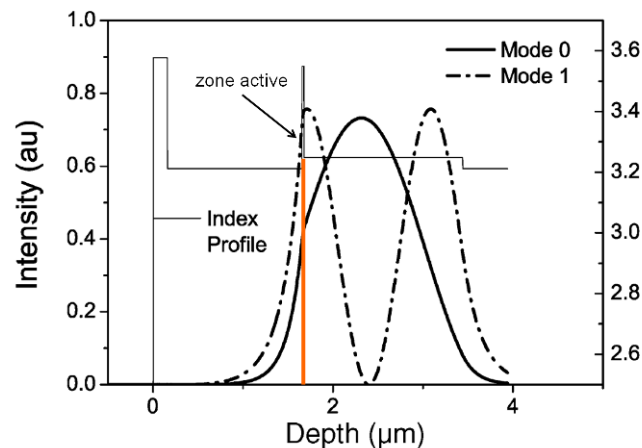
$$g_n L_d \Gamma_n = \alpha_n L_d - \frac{1}{2} \ln(R_1 R_2) \quad (\text{I-12})$$

Il suffit donc de trouver le triplet ( $L_d$ ,  $\Gamma_n$ ,  $\alpha_n$ ) qui permet d'obtenir le seuil le moins élevé pour le mode fondamental. A titre d'exemple, la Figure I-5 présente le profil d'indice ainsi que les modes pouvant être guidés dans une telle structure. Il est clair sur cette figure que le mode d'ordre 1 a un facteur de recouvrement quasi nul avec la zone de gain, il ne peut donc pas atteindre le seuil laser. Cette technique permet de doubler la taille du mode dans la direction verticale et d'atteindre des largeurs de  $2 \mu\text{m}$ .



**Figure I-5 : Profil d'indice dans la direction verticale d'une LOC et profils d'intensité des modes guidés – mode 0 : mode fondamental (trait plein bleu), mode 1 : mode d'ordre supérieur (pointillé gris).**

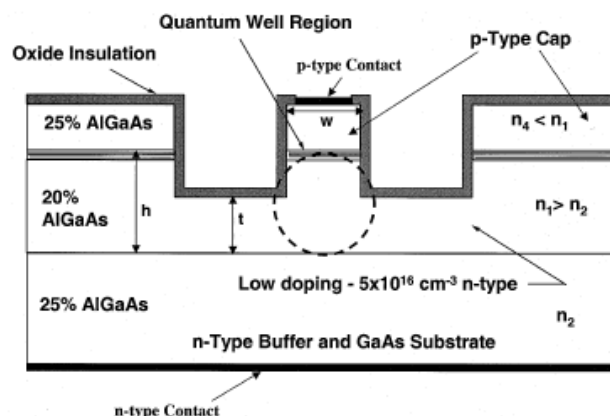
Une variante consistant à asymétriser la cavité est développée au Tyndall National Institute [Corbett 07]. La zone active est placée sur le bord du guide d'onde. Le mode fondamental (mode 0) a alors un faible facteur de recouvrement avec la zone active (Figure I-6). Cependant, le guide est suffisamment long (5 mm) pour que les pertes par propagation induites sur le mode d'ordre supérieur soient suffisantes pour l'empêcher d'atteindre le seuil laser. Seul le mode fondamental peut ainsi osciller. Ce mode laser possède une largeur d'environ  $2 \mu\text{m}$ .



**Figure I-6 : Profil d'indice dans la direction verticale d'une LOC asymétrique et profils d'intensité des modes guidés – mode 0 : mode fondamental, mode 1 mode d'ordre supérieur [Corbett 07].**

Une autre solution consiste à ajouter à la cavité optique large des tranchées sur les côtés du guide dans la direction horizontale [Wenzel 08]. On favorise de cette manière un mode laser quasi-circulaire de quelques microns de diamètre. Une puissance de 2 W a été ainsi démontrée à la longueur d'onde de 1064 nm.

De manière similaire, le Massachusetts Institute of Technologies (MIT) a développé une structure appelée SCOWL pour « Slab-Coupled Optical Waveguide Laser » que l'on pourrait traduire par laser à guide d'onde couplé par la tranche [Donnelly 03; Huang 03]. Une diode laser de ce type est constituée d'un guide d'onde circulaire large (diamètre de 3-4  $\mu\text{m}$ ) sur le bord duquel la zone active est inscrite (Figure I-7). Le couplage du mode avec la zone de gain se fait par ondes évanescentes. Le choix judicieux des paramètres  $w$  (largeur du guide),  $h$  (hauteur du guide), et  $t$  (profondeur de la tranche) permet d'obtenir une oscillation laser selon le mode fondamental. On peut ainsi atteindre de fortes puissances dans un mode fondamental circulaire avec une très bonne qualité spatiale. A la différence des structures précédentes, le taux de recouvrement entre la zone de gain et le mode fondamental est très faible (de l'ordre de 0,005). Il faut donc des guides très longs (jusqu'à 1 cm) pour que le gain intégré ( $\Gamma \times g \times L_d$ ) soit suffisamment élevé et qu'une oscillation laser puisse s'établir. Des puissances de l'ordre du Watt à 915 et 980 nm avec des  $M^2 \sim 1$  conduisant à des luminances de l'ordre de  $90 \text{ MW} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$  ont été démontrées.



**Figure I-7 : Schéma de principe d'un SCOWL [Donnelly 03].**

Ces solutions supposent, comme on vient de le voir, d'élargir le guide d'onde dans la direction verticale. Cependant, mis à part pour le SCOWL, cela revient à élargir la jonction P-N de la diode, ce qui augmente la résistance série de la diode et donc risque de réduire l'efficacité laser. On ne peut donc pas élargir le guide indéfiniment. C'est pour cela que, jusqu'à présent, les largeurs typiques de mode laser dans cette direction ne dépassent pas quelques microns. La solution du SCOWL est prometteuse, cependant pour l'instant les puissances obtenues avec un seul émetteur sont limitées à 1 W. De plus, la technologie mise en œuvre est complexe.

### I.2.c.ii Elargissement du mode laser dans la direction horizontale

Les lasers à semiconducteur dits évasés sont composés de deux sections : une première section droite de type ruban monomode (« ridge ») puis une section évasée (Figure I-8). Le ridge, du fait de sa faible largeur joue le rôle de filtre spatial et force l'émission laser à être monomode transverse tandis que la section évasée assure l'amplification du signal [Wenzel 03]. Les modes d'ordres supérieurs n'étant pas guidés à l'intérieur de la section ridge, ils ne peuvent pas exister. Il est donc possible d'obtenir de fortes puissances de sortie tout en conservant un faisceau monomode.

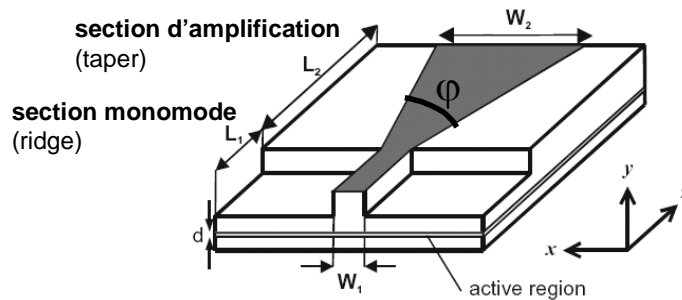


Figure I-8 : Schéma de principe d'une diode laser évasée [Kelemen 05].

Mon travail de thèse s'étant concentré sur l'utilisation de ce type de laser de forte luminance, je donne ici quelques éléments sur les points clés de conception d'une diode laser évasée :

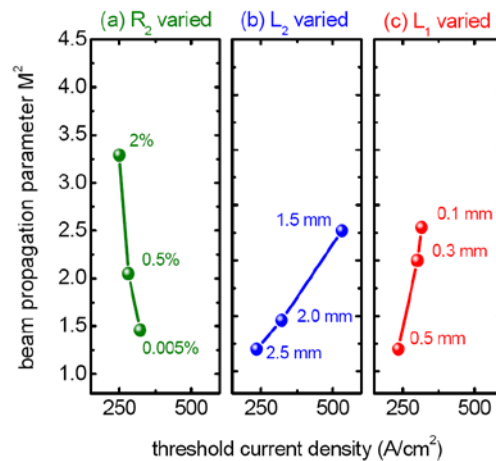
- Type de guidage

Il existe deux écoles pour la conception de la zone évasée. Soit l'angle d'évasement est faible ( $0,7 - 1^\circ$ ) et l'onde est guidée par l'indice tout le long de la diode, soit l'angle d'évasement est large ( $4 - 6^\circ$ ) et l'onde est guidée par le gain dans la section évasée. Dans le cas d'un angle d'évasement faible, la surface d'émission n'est large que de quelques dizaines de microns. Cette technologie est en particulier développée au Alcatel-Thales III-V Lab (III-V Lab). Avec des angles d'évasement plus larges, on peut fortement augmenter la surface d'émission. Le FBH et le Fraunhofer Institut für Angewandte Festkörperphysik (IAF) réalisent des composants avec des angles d'évasement de  $4$  à  $6^\circ$  et des surfaces d'émission de  $200$  à  $350 \mu\text{m}$  de large et obtiennent ainsi des puissances de plusieurs Watts dans un faisceau proche de la limite de diffraction ( $M_x^2 \sim 1$ ) [Kelemen 05].

- Influence des paramètres de la cavité laser

Des études comparatives sur l'influence de la valeur de l'angle d'évasement ont été réalisées par Sophie-Charlotte Auzanneau au cours de sa thèse au III-V Lab [Auzanneau thèse 02] dans le cas d'un guidage par l'indice. Elle a observé qu'un élargissement de l'angle d'évasement au-delà de  $0,64^\circ$  entraînait une dégradation de

la qualité spatiale du faisceau. Cette dégradation est principalement due à des phénomènes de filamentation ou d'auto-focalisation à l'intérieur du guide. Dans le cas d'un guidage par le gain, la filamentation est également l'un des facteurs limitant. Pour éviter ce phénomène, il est nécessaire d'avoir une bonne gestion de la thermique. De plus, dans le cas d'un guidage par le gain, l'influence de la géométrie de la cavité a également été étudiée (Figure I-9). Cette étude a montré que la section ridge doit être suffisamment longue pour induire un filtrage efficace et permettre une émission monomode. La longueur optimale se situe entre 500 et 1000  $\mu\text{m}$  [Bachmann]. Une section ridge plus longue peut conduire à de trop fortes densités de puissance sur la face arrière et dégrader la qualité du faisceau [Wenzel 03]. Il est également possible d'alimenter séparément les deux sections. On peut ainsi adapter la valeur du courant dans la section ridge pour optimiser la qualité spatiale du faisceau en accentuant l'effet de filtrage du ridge [Paschke 05].



**Figure I-9 : Evolution du facteur de qualité  $M^2$  d'une diode laser évasée à guidage par le gain avec un angle d'évasement élevé ( $6^\circ$ ) émettant à 980 nm en fonction du coefficient de réflexion de la face avant  $R_2$  pour une longueur de ridge  $L_1 = 0,5$  mm et une longueur de section évasée  $L_2 = 2$  mm (cf. définitions Figure I-8) (a), de la longueur de la section évasée  $L_2$  pour  $L_1 = 0,5$  mm (b) et de la longueur du ridge  $L_1$  pour  $L_2 = 0,5$  mm (c) – données IAF [Brighter].**

La qualité de faisceau s'améliore également avec une longue section évasée et un très faible coefficient de réflexion sur la face avant, ce qui va dans le bon sens puisque cela permet d'avoir une plus forte amplification et d'extraire plus de puissance.

- Performances d'une diode laser évasée

Les puissances obtenues avec un guidage par l'indice sont de l'ordre du Watt [Krakowski 03]. La montée en puissance est limitée, dans ce cas, par les facettes de sortie relativement étroites ( $2w_x \sim 30 \mu\text{m}$ ). Avec le guidage par le gain, une puissance de 4,4 W avec un  $M^2$  de 1,9 a été obtenue à 808 nm [Dittmar 06] et plus de 8 W à 976 nm [Kelemen 05] avec des luminances de 300 à 600  $\text{MW.cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$  respectivement. Le guidage par le gain semble donc être la technique permettant d'obtenir les plus fortes luminances. Cependant, la géométrie particulière entraîne un astigmatisme du faisceau en sortie de l'ordre de quelques centaines de microns qui peut compliquer l'utilisation de ces sources laser.

Il faut également ajouter que cette technologie de diode laser évasée est tout à fait adaptable à l'utilisation de DBR ou de DFB pour la stabilisation en longueur d'onde. Le réseau de Bragg est alors situé au niveau de la section ridge. Le FBH a ainsi démontré une puissance de 12 W stabilisée à la longueur d'onde de 979 nm

[Fiebig 08] ainsi qu'à celle de 1064 nm [Sumpf 09] avec des largeurs spectrales comprises entre 5 et 10 pm. Les applications visées dans ce cas sont la production de longueurs d'onde visibles par génération de second harmonique dans un cristal non-linéaire.

### I.2.c.iii Synthèse des performances des solutions mono-émetteurs présentées

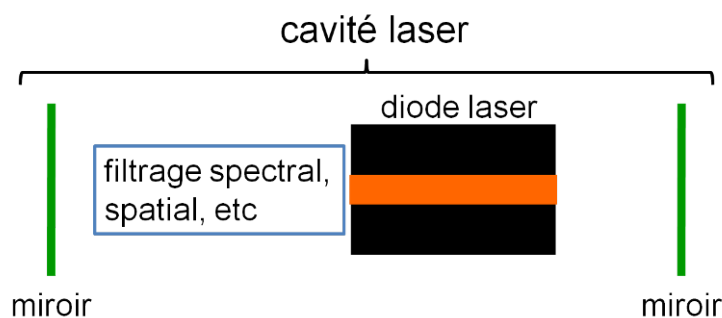
Type de diode	$P$	$M^2$	$L$	fabricants/références
monomode	200 mW	1	20 MW.cm <sup>-2</sup> .sr <sup>-1</sup>	Intense
multimode	10 W	15	60 MW.cm <sup>-2</sup> .sr <sup>-1</sup>	JDSU
SCOWL	1 W	<1,1	90 MW.cm <sup>-2</sup> .sr <sup>-1</sup>	[Huang 03]
évasée	12 W	<1,2	1 GW.cm <sup>-2</sup> .sr <sup>-1</sup>	[Fiebig 08]

**Tableau I-1 : Résumé des performances obtenues avec différentes technologies monolithiques de diodes laser.**

### I.2.d Utilisation d'une cavité externe

Les solutions présentées ci-dessus, bien que très prometteuses, demandent de forts investissements technologiques qui peuvent rendre leur fabrication coûteuse. Une autre possibilité consiste à essayer d'améliorer la qualité spatiale et/ou le spectre de diodes laser en agissant en dehors de la structure semiconductrice à l'aide d'une cavité externe.

Le principe général d'une cavité externe est rappelé sur la Figure I-10. La diode laser est utilisée comme milieu à gain à l'intérieur d'une cavité formée soit par un miroir externe et l'une des facettes de la diode soit par deux miroirs externes. On peut alors placer tous les éléments optiques que l'on souhaite à l'intérieur de la cavité de manière à assurer un contrôle de l'émission laser.



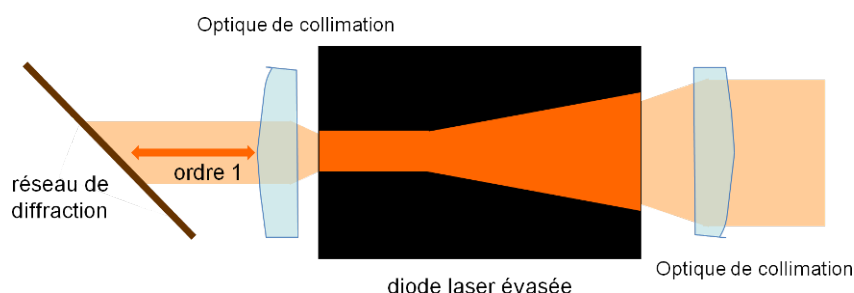
**Figure I-10 : Schéma de principe d'une diode laser en cavité externe.**

Dans la suite de cette partie, nous proposons de détailler quelques schémas de cavité externes visant la stabilisation en longueur d'onde et/ou l'amélioration de la luminance de diodes laser.

### I.2.d.i Filtrage spectral avec un réseau de diffraction

La cavité Littrow est l'archétype de la cavité externe pour la stabilisation en longueur d'onde [Fleming 81; De Labacherie 85]. Un réseau de diffraction sert de miroir de fond de cavité. Ce réseau est orienté de manière à ce que l'ordre 1 de

diffraction soit renvoyé vers la diode laser. De cette manière, une seule longueur d'onde est autorisée à osciller à l'intérieur de la cavité. Un exemple avec une diode laser évasée est détaillé sur la Figure I-11. La cavité externe est réalisée du côté de la section ridge et la sortie laser se fait du côté de la face avant. L'intérêt de cette cavité est que l'on peut finement accorder la longueur d'onde d'émission sur toute la plage spectrale de gain en adaptant l'orientation du réseau de diffraction. Cette configuration, très simple de mise en œuvre est très populaire (tests des réseaux télécoms et spectroscopie) et est en général utilisée avec des diodes laser monomode à ruban classiques [Sacher]. Il est cependant possible de l'adapter à d'autres types de diodes laser [Chi 05; Stry 06]. En particulier avec des diodes laser évasées, une puissance de 2 W a été obtenue par Chi *et col.* avec une accordabilité de 30 nm autour de 808 nm et une largeur spectrale totale à mi-hauteur de 4 pm dans un faisceau limité par diffraction [Chi 05].



**Figure I-11 : Schéma de principe d'une diode laser évasée en cavité Littrow.**

### I.2.d.ii Utilisation d'un réseau de Bragg...

Depuis quelques années, de par l'extension de sa disponibilité commerciale et sa simplicité d'utilisation, le réseau de Bragg volumique est devenu le composant optique incontournable pour la stabilisation en longueur d'onde de lasers. Il s'agit d'un morceau de verre photo-thermo-réfractif dans lequel une modulation d'indice a été inscrite par des techniques holographiques<sup>1</sup>. Ces composants sont conçus pour ne diffracter qu'une seule longueur d'onde en fonction de l'angle d'incidence du faisceau selon la relation dite « relation de Bragg » suivante<sup>2</sup>:

$$\cos(\theta_B - \varphi) = \frac{\lambda_B}{2n_0\Lambda} \quad (\text{I-13})$$

où  $\theta$ ,  $\varphi$  et  $\Lambda$  sont respectivement l'angle d'incidence du faisceau, l'angle d'inclinaison des franges et l'interfrange comme explicité sur la Figure I-12 ;  $n_0$  est l'indice moyen du matériau. L'angle d'incidence  $\theta_B$  et la longueur d'onde  $\lambda_B$  répondant à cette relation sont appelés angle de Bragg et longueur d'onde de Bragg respectivement. Suivant l'orientation des franges, un réseau de Bragg volumique peut fonctionner soit en réflexion, soit en transmission (Figure I-12).

Un réseau de Bragg volumique permet de réaliser à la fois la fonction de filtre spectral et de filtre angulaire avec de très fortes sélectivités ( $\Delta\lambda < 300$  pm et  $\Delta\theta < 1^\circ$ ). Le succès de ces composants provient également du fait que la gamme de longueurs

<sup>1</sup> Des détails sur les matériaux utilisés et sur les techniques d'enregistrement des franges d'indice peuvent être trouvés sur les sites web des trois principaux fabricants [Ondax; Optigrate; PD-LD].

<sup>2</sup> Des réseaux de Bragg ayant été particulièrement utilisés au cours de cette thèse, une étude de leurs propriétés fait l'objet d'un paragraphe dans le chapitre II de ce manuscrit.



d'onde accessibles est très large (typiquement de 350 nm à 2700 nm, sur la bande de transparence du matériau) et que l'on peut obtenir des efficacités de diffraction allant de quelques pourcents à quasiment 100%.

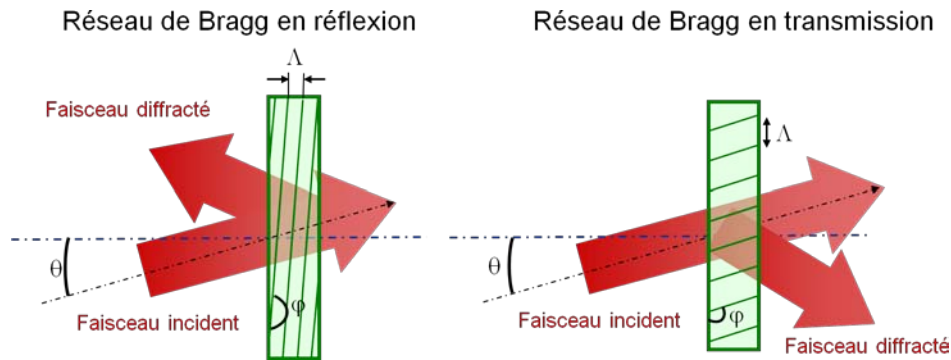


Figure I-12 : Schéma de principe d'un réseau de Bragg en réflexion (gauche) et d'un réseau de Bragg en transmission (droite).

- ... pour la stabilisation en longueur d'onde

La plupart des configurations de stabilisation en longueur d'onde d'une diode laser utilise un réseau de Bragg en réflexion. Le réseau est alors tout simplement placé devant la facette de sortie (Figure I-13 – a). Le coefficient de réflexion du réseau de Bragg est optimisé pour induire un retour suffisant (autour de 15 % [Moser 08]) et forcer l'oscillation selon la longueur d'onde de Bragg tout en permettant une extraction suffisante de puissance. Cette configuration est très simplement adaptable à la stabilisation d'une barrette de diodes ou d'un empilement de barrettes (« stack »). Les largeurs de raie ainsi obtenues se situent en général autour de quelques centaines de picomètres à fortes puissances [Volodin 04; Venus 05]. De plus, la dépendance avec la température de la longueur d'onde émise est très faible.

Contrairement à la configuration Littrow, il n'est pas possible d'accorder la longueur d'onde mais pour des applications telles que le pompage optique où la longueur d'onde d'absorption est fixée ou encore la conversion non linéaire de puissance, l'utilisation d'un réseau de Bragg peut suffire. Ainsi certaines entreprises comme Nlight ou Dilas développent des sources de pompe de forte puissance stabilisées à des longueurs d'onde spécifiques intégrant des réseaux de Bragg volumiques [Köhler 09; Leisher 09]. Il faut noter qu'il est également possible d'inscrire directement le réseau de Bragg à l'intérieur de la lentille de collimation de l'axe rapide (VHG-FAC sur la Figure I-13 – b) [Ingeneric]. Cela permet d'améliorer grandement la compacité [Schnitzler 07].

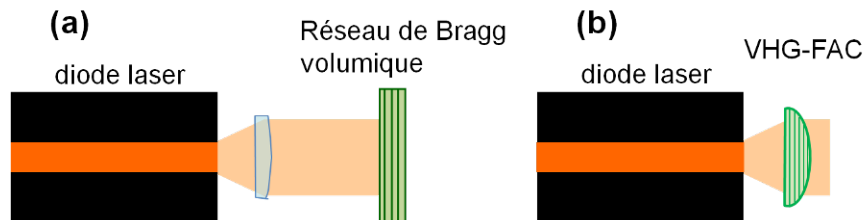
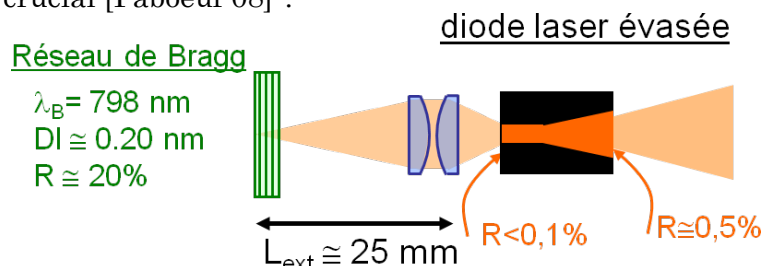


Figure I-13 : Stabilisation en longueur d'onde d'une diode laser avec un réseau de Bragg – (a) cavité standard, (b) utilisation d'un VHG-FAC.



Des travaux en ce sens ont également été menés au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique. Il s'agit des prémices des travaux présentés dans ce manuscrit et auxquels j'ai participé en partie pendant mon stage de Master 2. L'objectif était de stabiliser une diode laser évasée avec un réseau de Bragg volumique. Le laser est décrit sur la Figure I-14. La cavité externe est réalisée du côté ridge de la diode laser évasée, ce qui présente l'avantage de ne pas utiliser le réseau de Bragg comme coupleur de sortie et donc de ne pas induire de pertes laser. La particularité principale de cette cavité est que le faisceau est focalisé sur le réseau de Bragg en configuration « œil de chat ». Cela permet d'assurer une meilleure stabilité par rapport aux instabilités mécaniques ainsi qu'aux éventuels effets de lentille thermique lors de la montée en puissance. Plusieurs cavités à différentes longueurs d'onde autour de 800 nm ont été réalisées. Les meilleurs résultats sont une puissance de 2,5 W à la longueur d'onde de 798 nm avec un facteur de qualité  $M_x^2$  inférieur à 3. La longueur d'onde est stabilisée sur toute la gamme de fonctionnement avec une largeur spectrale inférieure à 100 pm [Lucas-Leclin 08]. Les très bonnes qualités spatiales et spectrales de ces sources ont été mises à profit pour générer un faisceau à 405 nm par doublement de fréquence extra cavité et pour réaliser le premier pompage par diode d'un cristal de Nd:ASL sur une transition à trois niveaux pour laquelle la luminance de la source de pompe est donc un paramètre crucial [Paboeuf 08]<sup>1</sup>.



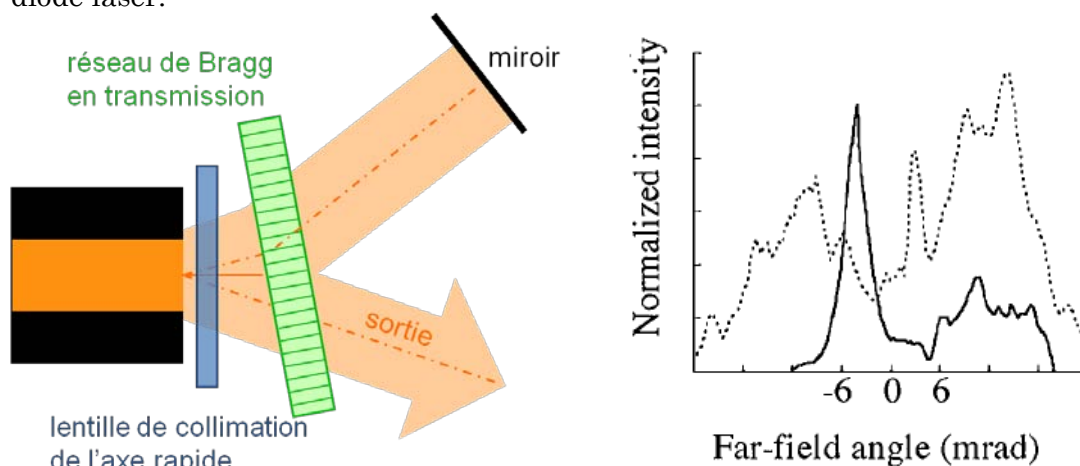
**Figure I-14 : Schéma expérimental de la cavité externe avec un réseau de Bragg placé du côté ridge d'une diode laser évasée.**

- ... pour le filtrage angulaire

Le principe général réside dans le filtrage angulaire intra-cavité d'une diode laser multimode. Le but est de forcer la diode laser à fonctionner selon un mode laser d'ordre supérieur particulier dont le profil angulaire présente deux lobes distincts. Pour cela la cavité externe réalise un retour sélectif angulairement, selon l'une des directions privilégiées de ce mode, la sortie laser s'effectuant selon la direction symétrique. Ces travaux ont été réalisés par Sylvie Yiou pendant sa thèse au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique dans notre équipe [Yiou thèse 03]. Le principe de la cavité est présenté sur la Figure I-15 – gauche. La diode laser est une diode laser multimode de largeur  $2w_x = 100 \mu\text{m}$ . Un réseau de Bragg en transmission est utilisé pour filtrer angulairement une partie du faisceau laser qui est renvoyée sur elle-même par un miroir. En choisissant la position angulaire du réseau de Bragg pour diffracter dans la direction de propagation de l'un des lobes du mode souhaité, on maximise le retour pour ce mode particulier et l'on force donc la diode laser à osciller préférentiellement sur ce mode. La sortie laser s'effectue alors dans la direction symétrique sur l'autre lobe. Celui-ci ne satisfait pas à la relation de Bragg et n'est donc pas diffracté par le réseau. Une puissance d'environ 100 mW est ainsi obtenue, dans un faisceau proche de la limite de diffraction. Le champ lointain

<sup>1</sup> Les copies de ces deux articles auxquels j'ai participé mais dont le propos ne constitue pas le cœur des travaux présentés dans ce manuscrit sont insérées en Annexe 1.

est constitué d'un pic principal contenant 70 % de la puissance totale émise. La luminance est améliorée d'un facteur 6 par rapport à la diode seule et atteint  $25 \text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ . Le principal paramètre limitant les performances est la forte compétition entre le mode de la cavité externe et le fonctionnement propre de la diode laser.



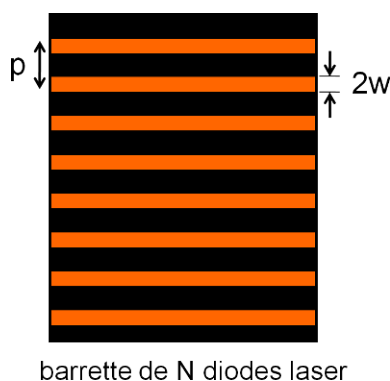
**Figure I-15 : gauche : schéma de principe de la cavité externe avec un réseau de Bragg en transmission.**

**droite : Profil en champ lointain obtenu, pointillés – champ lointain de la diode seule, trait plein – champ lointain en cavité externe [Yiou 03].**

Il est donc possible d'obtenir, à partir d'une seule diode laser, un faisceau laser de très bonnes qualités spatiale et spectrale. La limite principale à la montée en puissance reste toujours le seuil de dommage aux facettes. Pour aller plus loin, la solution consiste à utiliser plusieurs diodes laser.

### I.3 Amélioration de la luminance d'une barrette de diodes laser

#### I.3.a Problématique de la luminance d'une barrette de diodes laser



**Figure I-16 : Schéma d'une barrette de N diodes laser ; définitions des paramètres  $p$  : pas inter-émetteur,  $2w$  : largeur d'un émetteur.**

Une barrette, ou réseau, de diodes laser consiste en plusieurs diodes laser adjacentes (typiquement entre 10 et 80) réalisées à partir de la même structure d'épitaxie sur le même substrat (Figure I-16). Il s'agit du moyen le plus simple pour augmenter fortement la puissance d'une source à base de diodes laser. D'ailleurs, l'intégralité des modules commerciaux délivrant plus de 20 W est basée sur

l'utilisation de ces composants. Cependant, si l'on augmente facilement la puissance de sortie avec une barrette de  $N$  diodes laser par rapport à une seule diode laser, on n'augmente pas la luminance. En effet, le profil transverse en champ proche d'une barrette de diodes laser est beaucoup plus large que celui d'une seule diode laser. A l'inverse, le profil angulaire en champ lointain d'une barrette est aussi large que celui d'une seule diode car il résulte de la superposition incohérente des champs lointains de chacun des émetteurs. Tout ceci est illustré sur la Figure I-17. En reprenant les notations de cette figure on peut comparer les luminances dans les deux cas. Pour une barrette de  $N$  diodes laser caractérisées par  $(w_x, w_y, \theta_x, \theta_y)$  de puissance  $P_{opt}$  et espacées d'un pas  $p$ , la luminance s'écrit :

$$L^{barrette} = \frac{P^{barrette}}{S^{barrette} \Omega^{barrette}} \approx \frac{N \times P_{opt}}{\pi \left( \frac{(N-1)p}{2} w_y \right) \times \pi \theta_x \theta_y} \quad (I-14)$$

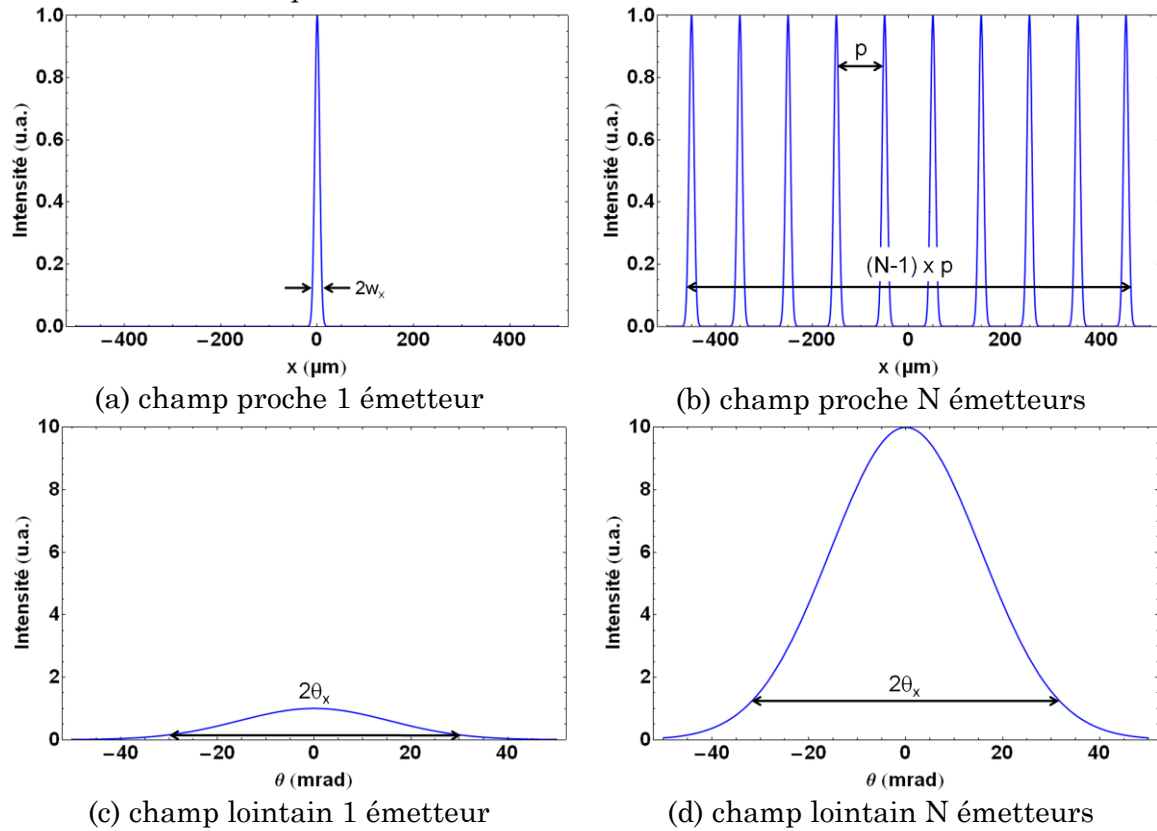
alors que pour un émetteur seul de puissance  $P_{opt}$ , la luminance vaut :

$$L^{diode} = \frac{P_{opt}}{\pi w_x w_y \times \pi \theta_x \theta_y} \quad (I-15)$$

On peut donc exprimer la luminance de la barrette comme :

$$L^{barrette} = \frac{N \times 2w_x}{(N-1)p} \times L^{diode} \leq L^{diode} \quad (I-16)$$

Cela signifie donc, que même si l'on augmente la puissance en sortie d'un facteur  $N$ , la luminance n'est pas augmentée en conséquence, au contraire. Elle est limitée par le taux de remplissage  $f = 2w_x/p$  de la barrette. On peut, au mieux, espérer atteindre la même luminance que celle d'une seule diode laser.



**Figure I-17 : Comparaison des profils en champ proche et champ lointain d'une diode laser seule et d'une barrette de  $N$  diodes laser de même puissance espacées d'un pas  $p$ . On suppose ici que les diodes laser ont des profils gaussiens –  $N = 10$ ,  $p = 100 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 976 \text{ nm}$ ,  $2w_x = 20 \mu\text{m}$  et  $2\theta_x = 2\lambda/\pi w_x = 60 \text{ mrad}$ .**

Il est donc nécessaire de développer des techniques visant à faire en sorte que la luminance d'une barrette de diodes laser corresponde idéalement à la somme des luminances de tous les émetteurs de la barrette. Dans la suite de cette partie, nous détaillons quelques techniques mises en œuvre pour atteindre cet objectif. Ces techniques peuvent être classées selon deux catégories : les techniques dites de couplage incohérent et les techniques dites de couplage cohérent<sup>1</sup>.

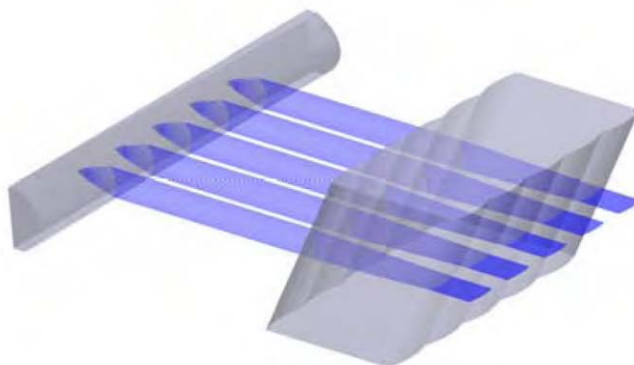
### I.3.b Techniques de couplage incohérent

#### I.3.b.i *Mise en forme du faisceau*

- Symétrisation du faisceau

Il ne s'agit pas dans ce cas d'améliorer la luminance au sens propre du terme mais de rendre le faisceau laser plus utilisable. En effet, le faisceau émis par une barrette de diodes laser est très elliptique, ce qui rend difficile le couplage dans une fibre optique. Les modules commerciaux fibrés intègrent donc des éléments optiques pour circulariser et homogénéiser le faisceau avant le couplage dans la fibre. Du point de vue de la luminance globale, il n'y a aucun changement, la luminance dans la direction horizontale étant améliorée tandis que celle dans la direction verticale est dégradée.

Il existe autant de configurations différentes qu'il existe de modules commerciaux. De nombreux exemples peuvent être trouvés dans [Bachmann]. Attardons-nous sur un exemple d'un élément optique qui permet de simplement tourner le faisceau de chaque diode laser de  $90^\circ$  (Figure I-18). Cet élément appelé « Beam Twister » est commercialisé par la société Limo [Limo]. Il s'agit d'une lentille de collimation dans la direction verticale suivie d'un réseau de lentilles prismatiques de collimation dans la direction horizontale. Ainsi, chaque diode laser est collimatée dans les deux directions et les profils en champ lointain sont permutés dans les directions x et y.



**Figure I-18 : Ensemble lentille de collimation de l'axe vertical et réseau de lentilles prismatiques rotateurs de faisceau [Limo].**

- Couplage par polarisation

Le principe du couplage par polarisation est décrit sur la Figure I-19. Il s'agit de superposer deux faisceaux laser dont les polarisations sont orthogonales à l'aide d'un cube polariseur [Diehl]. On obtient en sortie la superposition des deux faisceaux

<sup>1</sup> Il est important de noter que les techniques de couplage présentées ci-dessous ne sont pas réservées aux seules diodes laser. D'ailleurs, le plus souvent, les premières démonstrations ont été faites avec des lasers CO<sub>2</sub> ou des lasers à fibre.

laser. La luminance totale est donc la somme des luminances des deux diodes laser. Cette technique est limitée puisque qu'elle ne permet de superposer que deux faisceaux laser. Elle mérite cependant d'être mentionnée car c'est un moyen très simple de multiplier la luminance par deux et, à ce titre, est donc très souvent utilisée en fin de chaîne dans les systèmes commerciaux.

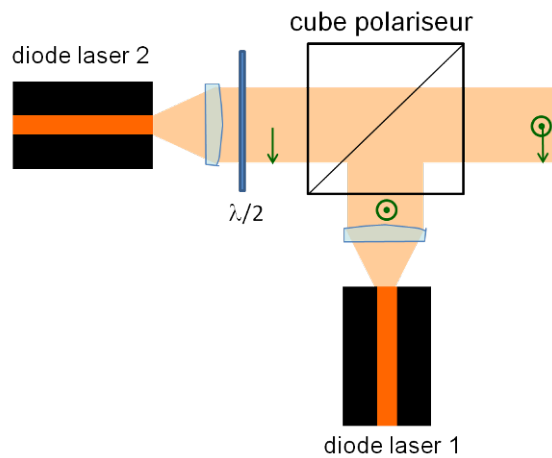


Figure I-19 : Schéma de principe du couplage par polarisation.

### I.3.b.ii Combinaison spectrale

Une autre solution pour superposer de manière incohérente plusieurs faisceaux laser consiste à effectuer du multiplexage en longueur d'onde. Ce type de techniques a été principalement développé dans le domaine des télécommunications, le but dans ce cas étant de coupler plusieurs canaux sur une même fibre optique. Parmi les techniques de multiplexage existantes celles reposant sur l'utilisation de miroirs dichroïques [Nosu 79] ou d'éléments dispersifs (réseau de diffraction, prisme) [Chann 06] sont facilement adaptables à la problématique d'augmentation de la luminance à l'aide de plusieurs lasers. La Figure I-20 présente les deux schémas de principe.

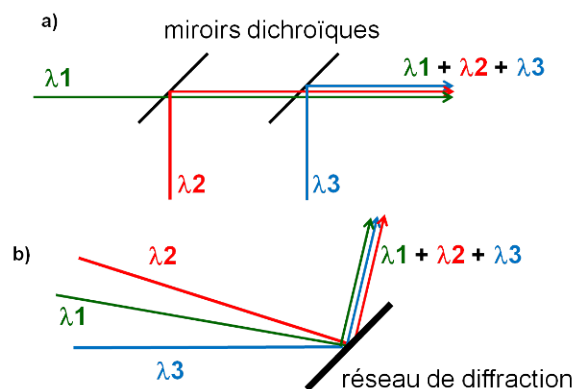


Figure I-20 : Schéma de principe de multiplexage en longueur d'onde avec : a) des miroirs dichroïques, b) un réseau de diffraction.

Dans le cas de miroirs dichroïques, il faut que les traitements sur les miroirs réfléchissent une longueur d'onde particulière et laissent passer toutes les autres. Dans le cas où l'on utilise un réseau de diffraction, les longueurs d'onde et angle d'incidence des faisceaux doivent être choisis pour que tous les faisceaux soient diffractés dans la même direction. Pour que cela fonctionne, il est nécessaire que

chacun des lasers émette à une longueur d'onde fixe et connue. Cela impose donc d'avoir un contrôle de l'émission de chacun des lasers [Chann 06].

Il est possible de s'affranchir de ce problème de stabilisation en longueur d'onde en intégrant l'élément recombinaut à l'intérieur d'une cavité externe (Figure I-21). Dans ce cas, le miroir qui referme la cavité est placé après le réseau de diffraction de manière à sélectionner une seule direction de diffraction. Ainsi, chaque diode laser subit un retour différent en longueur d'onde selon la loi de diffraction des réseaux :

$$\sin(\theta_n) + \sin(\theta_{out}) = \frac{\lambda_n}{a} \quad (I-17)$$

où  $a$  est le pas du réseau,  $\theta_{out}$  l'angle de sortie et  $\theta_n$  et  $\lambda_n$  sont respectivement les angles d'incidence et les longueurs d'onde des faisceaux de chacune des diodes. La longueur d'onde d'émission de chaque diode est donc auto-adaptée pour qu'en sortie tous les faisceaux soient superposés. A ce jour, les meilleures performances obtenues à partir de cette configuration correspondent à une puissance de 9 W en régime continu avec 12 diodes laser multimodes à 980 nm pour une luminance de 79 MW.cm<sup>-2</sup>.sr<sup>-1</sup> [Vijayakumar 09] et de 50 W en régime quasi-continu avec 100 émetteurs de type SCOWLs à 970 nm [Huang 07]. Dans ce dernier cas, les émetteurs étant monomodes, la luminance vaut alors 3,6 GW.cm<sup>-2</sup>.sr<sup>-1</sup>. Avec cette technique, on peut superposer les faisceaux d'un très grand nombre de diodes laser comme en témoignent les travaux réalisés par Aculight qui a combiné 1400 diodes laser monomodes pour obtenir une puissance d'environ 25 W [Hamilton 04].

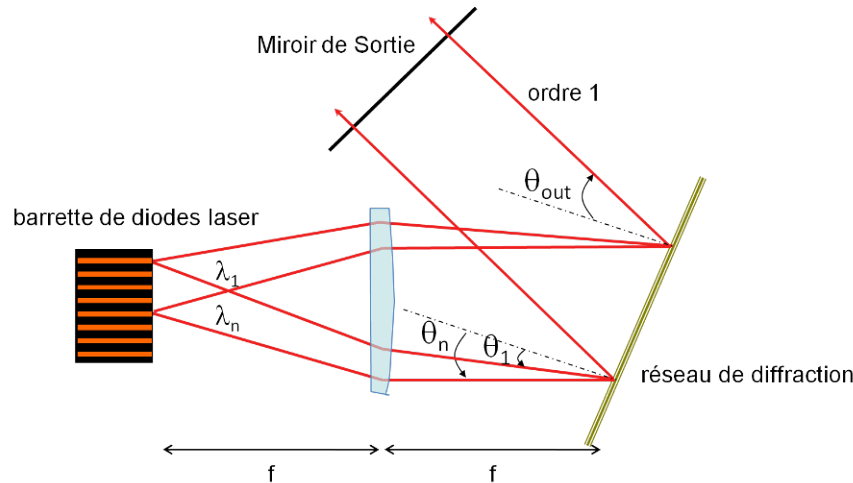


Figure I-21 : Schéma de principe de combinaison spectrale en cavité externe.

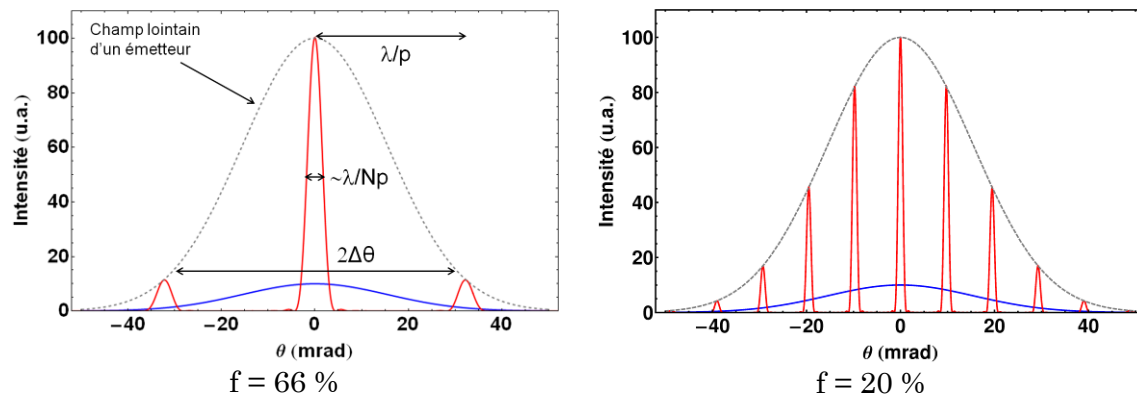
L'un des inconvénients majeurs de la combinaison spectrale est que, par définition, le spectre d'émission est constitué d'autant de longueurs d'onde qu'il y a de lasers. L'écart entre les longueurs d'ondes extrêmes peut atteindre jusqu'à 30 nm [Vijayakumar 09]. Ces sources ne sont donc pas adaptées dans les cas où l'on souhaite obtenir un spectre étroit.

### I.3.c Techniques de couplage cohérent

#### I.3.c.i Pourquoi vouloir une émission cohérente ?

L'autre catégorie de techniques d'amélioration de la luminance d'une barrette de diodes laser consiste à réaliser une combinaison cohérente des faisceaux de chaque diode laser. Il s'agit d'induire une relation de phase constante entre les différents émetteurs. La Figure I-22 compare, pour une barrette de  $N = 10$  émetteurs

gaussiens au pas  $p = 30 \mu\text{m}$ , le champ lointain dans le cas où tous les émetteurs ont la même phase à celui résultant d'une addition incohérente des faisceaux laser. Comme nous l'avons vu dans la section I.3.a, le champ lointain dans le cas d'une addition incohérente est aussi large que le champ lointain d'un seul émetteur. Le champ lointain cohérent est quant à lui constitué de pics d'interférence répartis à l'intérieur d'une enveloppe gaussienne de même largeur  $2\theta_x$  que le champ lointain d'un émetteur. La séparation angulaire entre deux pics est  $\lambda/p$  et chaque pic présente une largeur totale à mi-hauteur proche de  $\lambda/Np$ , soit la limite de diffraction pour une ouverture rectangulaire correspondant approximativement à la zone d'émission.



**Figure I-22 : Comparaison des champs lointains d'une barrette cohérente (courbe rouge) et d'une barrette incohérente (courbe bleu). Paramètres des barrettes considérées :  $2\theta_x = 60 \text{ mrad}$ ,  $N = 10$ ,  $\lambda = 976 \text{ nm}$ ,  $p = 30 \mu\text{m}$  (gauche) et  $p = 100 \mu\text{m}$  (droite).**

### I.3.c.ii Choix des critères de caractérisation du faisceau

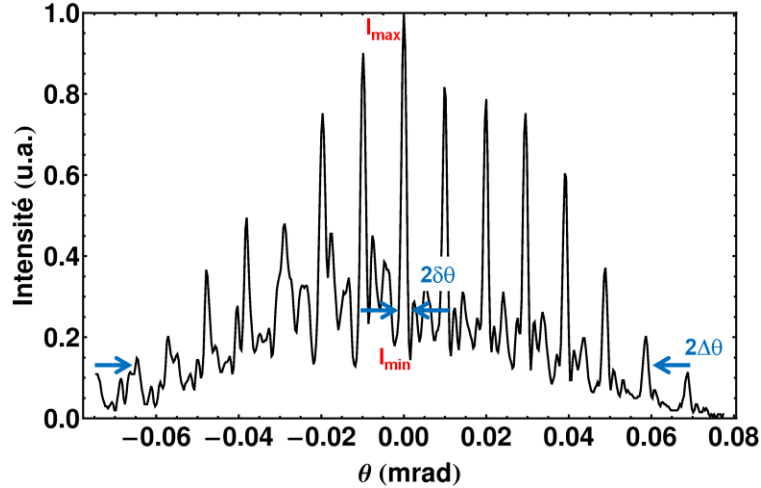
L'allure du champ lointain d'une barrette de diodes laser en phase est entièrement déterminée par la géométrie de la barrette. En particulier, le nombre de pics d'interférence que l'on peut observer dépend directement du facteur de remplissage  $f = 2w/p$ . Ceci est illustré sur la Figure I-22 où l'on compare les profils en champ lointain en fonction du facteur de remplissage de la barrette. Pour des facteurs de remplissage élevés<sup>1</sup>, on n'observe qu'un lobe principal au centre qui contient la majorité de la puissance laser. Dans ce cas, l'amélioration de la luminance de la barrette est évidente, puisque la divergence est fortement réduite. Après filtrage du pic central, on obtiendrait un facteur de qualité  $M^2$  très proche de 1. Dans le cas où le facteur de remplissage est faible, la puissance laser est répartie sur plusieurs pics. L'amélioration de la qualité spatiale semble moins évidente et mesurer un facteur de qualité pour ce faisceau n'a pas vraiment de sens. Cependant, il s'agit bien d'une émission monomode transverse au sens où la barrette fonctionne selon son mode fondamental, ce qui signifie que l'on peut utiliser un masque de phase pour superposer tous les faisceaux provenant de chaque laser et donc obtenir un faisceau de forte luminance. Nous y reviendrons au chapitre IV.

Afin de comparer les différents résultats de mise en phase présentés dans cet état de l'art, nous devons définir plusieurs critères. Par la suite, nous appliquerons ces critères à nos résultats expérimentaux. En pratique, plusieurs contributions peuvent dégrader les profils en champ lointain que l'on mesure par rapport au profil

<sup>1</sup> Un taux de remplissage supérieur à 63 % permet de réduire le nombre de pics secondaires en champ lointain à 2 avec une intensité inférieure à  $1/e^2$  du maximum.



théorique que l'on obtiendrait avec des émetteurs monomodes parfaitement mis en phase. D'une part, l'émission propre des diodes laser génère un fond continu incohérent qui vient s'ajouter au profil cohérent. D'autre part, si les émetteurs ne sont pas strictement monomodes transverses, l'enveloppe du champ lointain est plus large que la largeur théorique, ce qui peut faire apparaître des pics supplémentaires. Finalement, s'il y a des défauts de mise en phase (émetteur incohérent, émission multimode transverse, ...), les pics d'interférence sont élargis. Tous ces défauts ont *a priori* un impact direct sur l'efficacité de recombinaison ainsi que sur la qualité spatiale du faisceau que l'on peut espérer obtenir après recombinaison.



**Figure I-23 : Définition des paramètres de caractérisation du champ lointain d'une barrette mise en phase (voir chapitre III).**

Afin de caractériser un faisceau cohérent, nous proposons d'utiliser 3 critères à partir des grandeurs définies sur la Figure I-23:

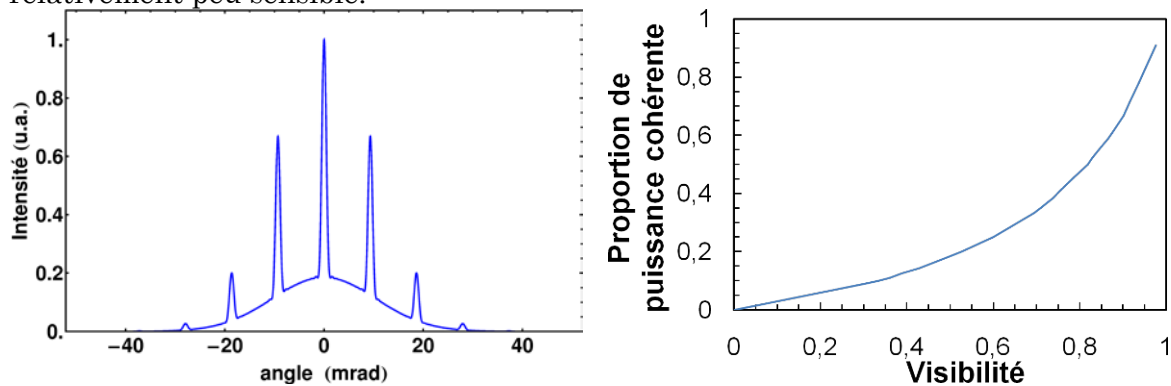
- le facteur de qualité équivalent d'un émetteur :  $M_{em}^2 = \Delta\theta \pi w / \lambda$  qui caractérise la largeur de l'enveloppe par rapport à la largeur théorique,  $\Delta\theta$  étant la demi-largeur à  $1/e^2$  de l'enveloppe du champ lointain. Cette largeur étant directement liée aux facteurs de qualité des émetteurs, il s'agit en fait de mesurer un facteur de qualité  $M^2$  équivalent des émetteurs.

- le facteur de qualité équivalent de la barrette :  $M_{bar}^2 = 2\delta\theta N p / \lambda$  qui caractérise l'état de phase des émetteurs,  $2\delta\theta$  étant la largeur totale du pic central. Cette grandeur peut être assimilée à un facteur de qualité de la barrette puisque l'on compare ici la largeur du pic central à la limite de diffraction de la barrette. Cela permet de prendre en compte le nombre d'émetteurs cohérents dans la barrette.

- la visibilité :  $V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$  qui quantifie la cohérence du faisceau,  $I_{\max}$  et  $I_{\min}$  étant les intensités maximale et minimale autour du pic central. Sur la Figure I-24 – droite, nous avons tracé la relation entre la visibilité et la proportion de puissance contenue dans le mode cohérent par rapport à la puissance totale du faisceau. Pour cela nous avons calculé les profils en champ lointain du mode en phase dans le cas particulier d'une barrette de  $N = 10$  émetteurs gaussiens de largeur totale à  $1/e^2$   $2w = 30 \mu\text{m}$  et espacés de  $p = 100 \mu\text{m}$ , auquel nous ajoutons un fond continu gaussien correspond à l'émission incohérente, de même demi-largeur  $\lambda/\pi w$  que l'enveloppe, dont la puissance est variable. Un exemple de profil en champ lointain considéré est montré sur la Figure I-24 – gauche pour une proportion de puissance cohérente de 30%. La visibilité  $V$  associée à ce profil est alors de 0,7. En fait, comme on peut le constater, la proportion de puissance cohérente diminue très rapidement avec la visibilité. Pour avoir plus de 90 % de puissance cohérente, il faut



une visibilité supérieure à 0,98. La visibilité est donc un critère simple à évaluer expérimentalement, directement lié à la perte de cohérence du faisceau, mais relativement peu sensible.



Puissance cohérente : 30%,  $V = 0,7$

**Figure I-24 : gauche : Profil en champ lointain du mode en phase avec un fond incohérent.**

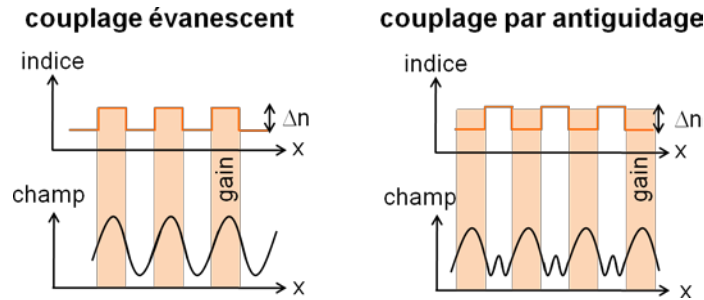
**droite : Evolution de la proportion de puissance cohérente en fonction de la visibilité, paramètres de simulation :  $N = 10$ ,  $2w = 30\mu\text{m}$ ,  $p = 100\mu\text{m}$ ,  $\lambda = 976\text{ nm}$ .**

Différents moyens pour forcer une émission cohérente entre les émetteurs d'une même barrette ont été développés. La plupart des techniques existantes consistent à induire un couplage, c'est-à-dire un échange de photons, entre les émetteurs de la barrette. On parle alors de techniques passives. Parmi les techniques passives, on distingue les solutions monolithiques où la structure interne de la barrette est conçue pour favoriser un couplage entre les émetteurs, et les solutions utilisant une cavité externe pour induire un couplage diffractif entre les émetteurs. Il existe également des techniques dites actives où une boucle de rétroaction est utilisée de manière à adapter de façon itérative la phase de chaque émetteur.

### *1.3.c.iii Solutions monolithiques*

Il existe plusieurs possibilités pour induire un couplage entre les émetteurs d'une barrette de diodes laser. La première et la plus simple consiste à positionner les émetteurs suffisamment proches les uns des autres de telle sorte que les ondes évanescentes qui « débordent » de chaque guide d'onde puissent se recouvrir (Figure I-25 – gauche). On parle alors de couplage par ondes évanescentes. Le pas entre émetteurs est typiquement de quelques microns. Le principal inconvénient de cette méthode est qu'elle ne fonctionne bien qu'autour du seuil. Pour de fortes puissances laser, l'état de phase entre les émetteurs bascule dans un mode où deux émetteurs adjacents sont déphasés de  $\pi$  l'un par rapport à l'autre, ce qui conduit à l'apparition de lobes supplémentaires dans le champ lointain et donc à une dégradation de la qualité spatiale du faisceau [Ackley 83; Botez].

Une technique plus efficace et plus stable que la précédente consiste à réaliser un couplage par ondes de fuites entre les diodes laser. Pour cela, la zone de gain et la zone de guidage sont anti-coïncidentes (Figure I-25 – droite). On parle d'antiguillage [Scifres 78; Nesnidal 98]. L'onde laser est guidée par le gain dans chacune des diodes laser. Le couplage entre les émetteurs s'effectue grâce aux ondes de fuite qui sont induites par la structure antiguidante. Ce couplage est d'autant plus fort que la différence d'indice entre la zone de gain et la zone de couplage est élevée. D'autres solutions plus exotiques basées sur des jonctions en Y [Chen 85] ou des guides incurvés [Elarde 08] ont également été démontrées.



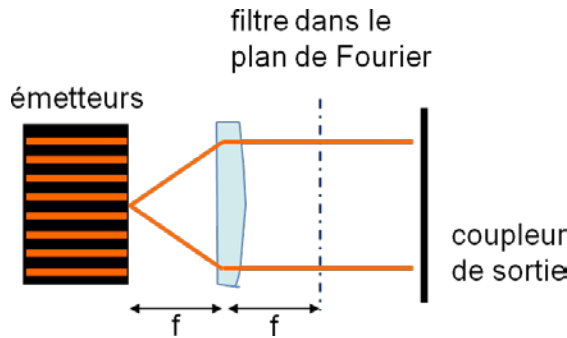
**Figure I-25 : Profils d'indice et allure des modes dans le cas du couplage évanescent (gauche) et du couplage par antiguidage (droite). Les zones colorées représentent les zones actives.**

Les performances de ces barrettes de diodes laser couplées à l'intérieur de la structure sont limitées à quelques centaines de milliwatts [Botez]. La principale raison à cela est leur très forte instabilité à puissance élevée. La moindre inhomogénéité entre émetteurs, qu'elle soit thermique ou liée au gain, peut conduire à un basculement de l'état de phase de la barrette.

*I.3.c.iv Solutions mettant en œuvre une cavité externe*

- Filtrage angulaire dans le plan de Fourier

Il s'agit de l'une des méthodes les plus courantes dans la littérature. Elle consiste à effectuer un filtrage angulaire sur le champ lointain de la barrette à l'intérieur d'une cavité externe. Pour cela, une lentille de collimation est utilisée pour former une image du champ lointain dans le plan de Fourier et de ne transmettre que les composantes du spectre angulaire que l'on souhaite. Le mode pouvant osciller dans la cavité externe étant le mode subissant le moins de pertes, la cavité fonctionnera uniquement selon ce mode.

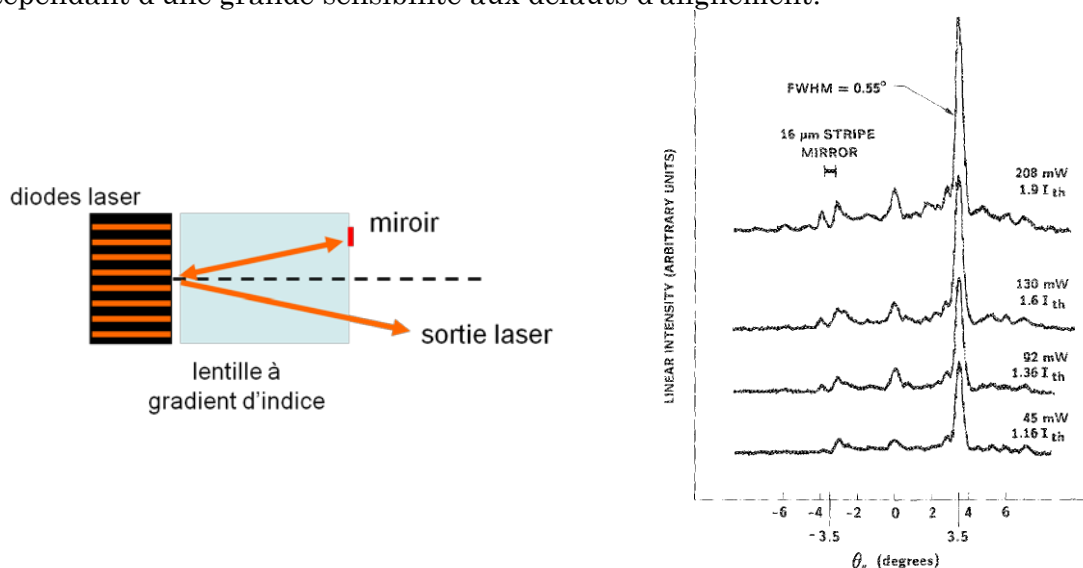


**Figure I-26 : Schéma de principe d'une cavité externe avec filtrage dans le plan de Fourier.**

L'une des premières configurations de ce type à été développée au MIT [Rediker 85]. Connaissant *a priori* la forme du champ lointain de la barrette dans le cas où tous les émetteurs sont en phase, un filtre spatial correspondant à ce profil est placé dans le plan de Fourier de manière à forcer la cavité à osciller selon ce mode (Figure I-26). La mise en phase d'une barrette de 5 diodes laser a ainsi été réalisée. Cependant, les performances sont assez limitées puisque la puissance de sortie ne dépasse pas 40% de la somme des puissances émises par chacun des émetteurs. Ceci est principalement dû aux pertes par diffraction à l'intérieur de la cavité induite par

le filtre spatial, ainsi qu'au coefficient de réflexion potentiellement élevé du coupleur de sortie<sup>1</sup>.

Une autre configuration, plus compacte, a été proposée [Chang-Hasnain 87]. Une lentille à gradient d'indice (GRIN) est placée en sortie de la barrette. De par la conception de la lentille GRIN, le plan de Fourier est localisé sur sa face de sortie. Un miroir en or est placé hors axe et accolé à la lentille (Figure I-27). La position et la largeur du miroir sont choisies pour sélectionner seulement une partie du champ lointain qui va être renvoyée dans les émetteurs et amplifiée. On sélectionne donc le mode de moindres pertes dont le champ lointain possède un maximum au niveau de la position du miroir. La sortie de la cavité se fait alors sur le lobe symétrique. Ce dispositif a permis d'obtenir un faisceau laser proche de la limite de diffraction à partir d'une barrette de 10 diodes laser multimodes espacées de 10  $\mu\text{m}$ . Une puissance de 200 mW dans un faisceau monolobe avec un facteur de qualité  $M^2_{\text{bar}}$  égal à 1,4 a en effet été ainsi obtenue. La luminance vaut alors environ 70  $\text{MW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$ . Cette configuration a l'avantage d'être très compacte ; elle souffre cependant d'une grande sensibilité aux défauts d'alignement.



**Figure I-27 : gauche – Schéma de principe de la cavité de Chang-Hasnain  
droite – Profils en champ lointain [Chang-Hasnain 87].**

D'autres dispositifs du même type ont été développés depuis [Barthelemy 92], utilisant un miroir concave hors axe pour fermer la cavité. Les meilleurs résultats, avec un réseau de 20 diodes laser au pas de 10  $\mu\text{m}$ , ont conduit en sortie à un lobe central unique contenant 45% de la puissance totale soit 580 mW avec un facteur de qualité  $M^2_{\text{bar}}$  égal à 1,25, ce qui correspond à une luminance de 70  $\text{MW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$ . Il est également possible de remplacer le miroir concave par un ensemble lentille-réseau de diffraction monté en configuration Littrow de manière à affiner le spectre d'émission. Une stabilisation du spectre avec une accordabilité de 10 nm a ainsi été démontrée.

Une étude semblable a été réalisée par Sylvie Yiou pendant sa thèse dans notre équipe, reprenant le principe du filtrage angulaire intra-cavité avec un réseau de Bragg volumique en transmission et une barrette de diodes laser (mini-barre Thales TH-C1420-S) [Yiou thèse 03]. Un affinement notable du champ lointain a été observé. La luminance de la barrette est améliorée d'un facteur trois ( $L \sim 2 \text{MW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$ ).

<sup>1</sup> Rediker *et col.* ne mentionnent pas la valeur de la réflexion du miroir de sortie.

- Cavités auto-Fourier

Le fonctionnement d'une telle cavité est décrit sur la Figure I-28. La lentille de focale  $f$  est positionnée à une distance  $f/2$  de telle sorte que le faisceau qui effectue un aller-retour dans la cavité externe soit collimaté et que le plan de Fourier correspondant, après un aller-retour, soit situé exactement au niveau de la sortie des lasers. Pour qu'une oscillation laser puisse avoir lieu, il faut que le profil spatial du champ renvoyé par la cavité externe après un aller-retour soit exactement identique au champ de sortie de la barrette. Il s'agit, donc, de faire fonctionner le réseau de lasers selon un mode dit « auto-Fourier », c'est-à-dire un mode qui est identique à sa propre transformée de Fourier [Corcoran 05-a].

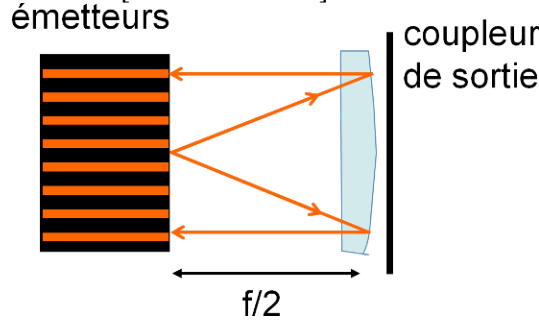


Figure I-28 : Schéma de principe d'une cavité auto-Fourier.

Une cavité auto-Fourier est basée sur la propriété mathématique que la transformée de Fourier d'un peigne de gaussiennes dans une enveloppe gaussienne est également un peigne de gaussiennes dans une enveloppe gaussienne comme illustré sur la Figure I-29. En effet, la transformée de Fourier de :

$$E(x) = e^{-\frac{x^2}{w_1^2}} \sum_n e^{-\frac{(x-np)^2}{w_2^2}} \quad (I-18)$$

s'écrit à un facteur multiplicatif près :

$$\tilde{E}(\nu) \propto e^{-\pi^2 w_2^2 \nu^2} \sum_n e^{-\pi^2 w_1^2 \left(\nu - \frac{n}{p}\right)^2} \quad (I-19)$$

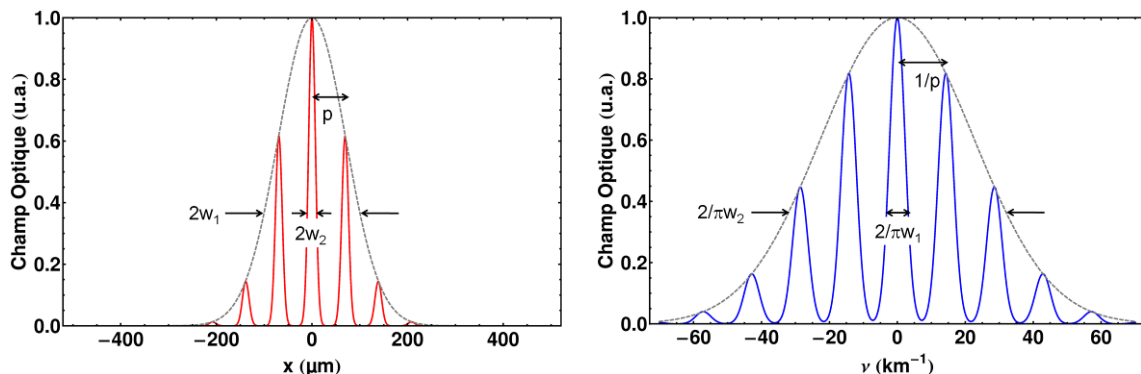


Figure I-29 : Illustration des relations de transformées de Fourier pour un peigne de gaussiennes dans une enveloppe gaussienne – droite : champ optique, gauche : transformée de Fourier –  $w_1 = 100 \mu\text{m}$ ,  $w_2 = 10 \mu\text{m}$ ,  $p = 70 \mu\text{m}$ . Il s'agit ici du champ optique, les largeurs  $w_1$  et  $w_2$  correspondent donc aux largeurs à  $1/e$ .

Pour que cette fonction soit auto-Fourier, il faut que les paramètres  $w_1$ ,  $w_2$  et  $p$  soient bien choisis. En prenant en compte la conversion espace-fréquence effectuée par la lentille, le profil spatial  $E(x)$  est auto-Fourier s'il satisfait l'équation :

$$\tilde{E}\left(\frac{2x}{f\lambda}\right) \propto E(x) \quad (\text{I-20})$$

Si on considère des émetteurs gaussiens de demi-largeur à  $1/e^2$   $w$  espacés d'un pas  $p$ , la seule solution à cette équation est :

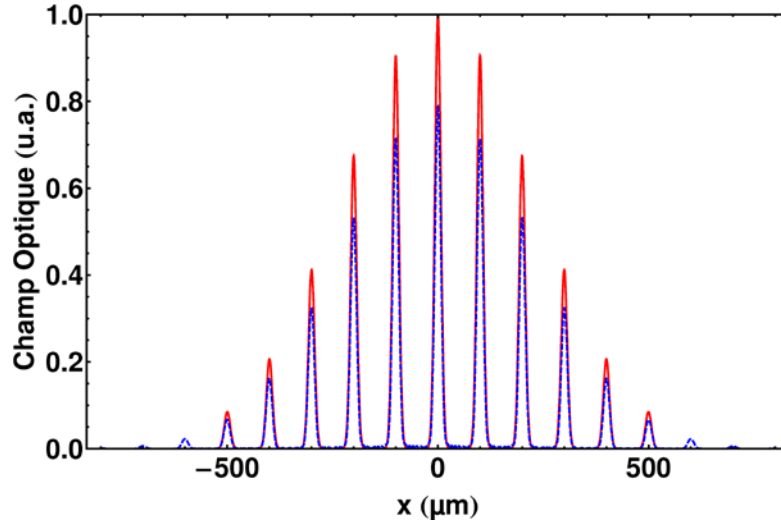
$$E(x) = e^{-\left(\frac{2\pi w}{f\lambda}\right)^2 x^2} \sum_n e^{-\frac{(x-np)^2}{w^2}} \quad (\text{I-21})$$

La focale de la lentille doit être choisie de telle sorte que :

$$f = \frac{2p^2}{\lambda} \quad (\text{I-22})$$

Remarquons que dans l'équation (I-22), la largeur de l'enveloppe n'est autre que la largeur du champ lointain de la barrette imagé par une lentille de focale  $f/2$  :  $f\lambda/2\pi w$ , ce qui est, d'un point de vue optique, évident.

La Figure I-30 montre un exemple d'un profil d'intensité auto-Fourier en sortie et celui renvoyé par la cavité externe dans le cas d'un réseau de 11 lasers gaussiens de demi-largeur  $w = 10 \mu\text{m}$ , espacés de  $p = 100 \mu\text{m}$  et émettant à  $976 \text{ nm}$ . Le retour par la cavité externe est un peu atténué du fait du caractère fini du réseau de lasers. On voit en effet apparaître des images parasites sur les bords.



**Figure I-30 : Profils en champ proche du mode auto-Fourier (trait plein rouge) et du retour par la cavité externe (pointillés bleus) dans le cas d'un réseau de 11 lasers –  $w = 10 \mu\text{m}$ ,  $p = 100 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 976 \text{ nm}$ ,  $f = 20 \text{ mm}$ .**

Ce type de cavité est particulièrement bien adapté à la mise en phase de lasers à fibres car on peut, dans ce cas, facilement adapter le profil d'intensité des différents lasers pour qu'il se rapproche le plus possible du profil auto-Fourier en jouant sur le gain de chacun des lasers. Ainsi, la mise en phase de 7 lasers à fibre a été démontrée avec une très bonne stabilité [Corcoran 05-b].

Bien que jusqu'à présent, les cavités auto-Fourier ont été uniquement décrites pour la mise en phase de lasers à fibre, il est tout à fait imaginable, sous certaines conditions, d'adapter le principe pour la mise en phase d'une barrette de diodes laser. Il faut en effet une géométrie de barrette adaptée (nombre d'émetteurs, pas inter-émetteur, largeur d'un émetteur).

- Utilisation d'un réseau de phase

Le couplage diffractif entre les émetteurs peut également être réalisé à l'intérieur d'une cavité externe par un réseau de phase [Leger 86]. Le réseau est constitué de motifs binaires de phase ( $0, \pi$ ) et fonctionne en transmission. Il existe plusieurs dénominations équivalentes. On parle de réseau de Dammann ou d'élément diffractif optique (DOE pour « diffractive optical element ») [Dammann 71]. Ce réseau est placé dans le plan de Fourier d'une lentille de collimation (Figure I-31). Il est conçu pour diffracter selon autant d'ordres qu'il y a de diodes laser avec une efficacité uniforme, les phases relatives des différents faisceaux étant fixées par le profil du réseau. Il est en fait utilisé en sens inverse de manière à recombinaison l'ensemble des faisceaux émis par les différents émetteurs en un seul. Un diaphragme est utilisé pour filtrer les ordres de diffraction résiduels et la cavité laser est refermée par un miroir concave partiellement réfléchissant. Le fonctionnement en cavité laser assure alors l'auto-adaptation des phases des diodes laser pour maximiser l'efficacité de diffraction dans un seul faisceau, ce qui minimise les pertes globales de la cavité. Remarquons que ce sont les interférences constructives entre tous les faisceaux diffractés par le réseau qui conduisent à favoriser une direction de diffraction dans l'axe de la cavité laser ; la puissance diffractée dans les autres directions est minimisée.

Cette cavité présente le double avantage d'assurer un couplage efficace et quasiment uniforme entre les émetteurs et de superposer tous les faisceaux sur eux-mêmes, si bien que l'on peut directement obtenir en sortie un faisceau quasi-gaussien quel que soit le facteur de remplissage de la barrette. Leger *et col.* ont démontré la superposition des faisceaux d'une barrette de 6 diodes laser. Environ 70 % de la puissance totale était comprise dans un seul lobe en champ proche.

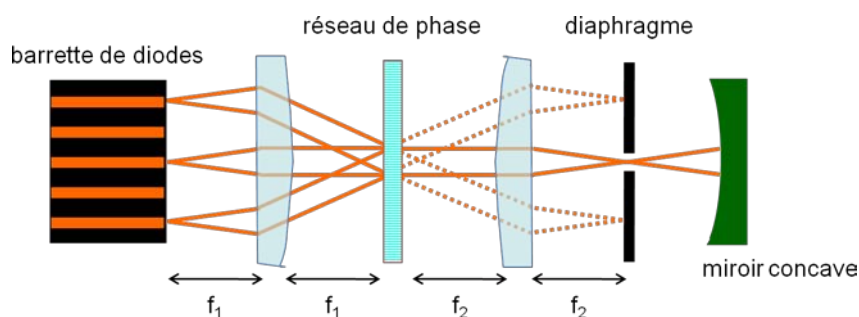


Figure I-31 : Schéma de principe d'une cavité externe utilisant un réseau de phase [Leger 86].

- Cavités Talbot

Un autre type de cavités qui a retenu notre attention est celui des cavités utilisant l'effet Talbot. Ce dernier, mis en évidence par William Henry Fox Talbot en 1836, est un effet purement diffractif d'auto-imagerie [Talbot 1836].

– *Explication de l'effet Talbot*

A l'origine, Talbot a observé qu'un réseau de fentes éclairé par une source lumineuse pouvait se réimager périodiquement le long de son axe de propagation<sup>1</sup>. Plus de 40 ans plus tard, Lord Rayleigh montra que la distance entre 2 plans d'auto-

<sup>1</sup> Une reproduction de l'article original de W.H.F. Talbot, publié en 1836 est donnée en Annexe 2

imagerie était définie par  $Z_T=2p^2/\lambda$  avec  $p$  le pas entre les fentes et  $\lambda$  la longueur d'onde [Rayleigh 1881]. Il ne s'agit, en fait, pas d'une image au sens géométrique du terme car il n'y a pas de relation de conjugaison point par point entre cette image et le champ initial.

La démonstration de cet effet d'auto-imagerie peut se faire en utilisant l'optique de Fourier et est illustrée sur la Figure I-32. Le champ optique émis par l'objet périodique infini peut se décomposer en série de Fourier de la manière suivante :

$$E(x, z = 0) = \sum_{q=-\infty}^{+\infty} a_q e^{i2\pi \frac{qx}{p}} \quad (\text{I-23})$$

Ce qui revient, en fait, à décomposer le champ en ondes planes dont les directions de propagation sont les différents ordres de diffraction du réseau définies par  $\sin(\theta_q) = q\lambda/p$ . Au cours de la propagation, chacune de ces ondes planes acquiert une phase différente définie par la projection du vecteur d'onde dans la direction  $z$ . En s'arrêtant au premier ordre, le déphasage entre l'ordre  $q$  et l'ordre zéro s'écrit :

$$\Delta\varphi_{q0} = \frac{2\pi}{\lambda} z (1 - \cos(\theta_q)) \approx \frac{\pi q^2 \lambda}{p^2} z \quad (\text{I-24})$$

et le champ en  $z$  s'écrit alors:

$$E(x, z) = e^{i\frac{2\pi z}{\lambda}} \times \sum_{q=-\infty}^{+\infty} a_q e^{i2\pi \frac{qx}{p}} e^{i\frac{\pi q^2 \lambda z}{p^2}} \quad (\text{I-25})$$

Pour  $z = Z_T = 2p^2/\lambda$ , le déphasage entre les ondes planes est un multiple de  $2\pi$ , ce qui fait que l'on retrouve, par interférences constructives, l'objet initial. Ce phénomène est généralisable à tous types d'émetteurs périodiques et en particulier aux barrettes de diodes laser. Cet effet optique possède également de nombreuses applications en imagerie, par exemple pour la réalisation d'illuminateurs périodiques [Leger 90; Lohmann 90] ou pour de l'imagerie sans optique [Guérineau 99].

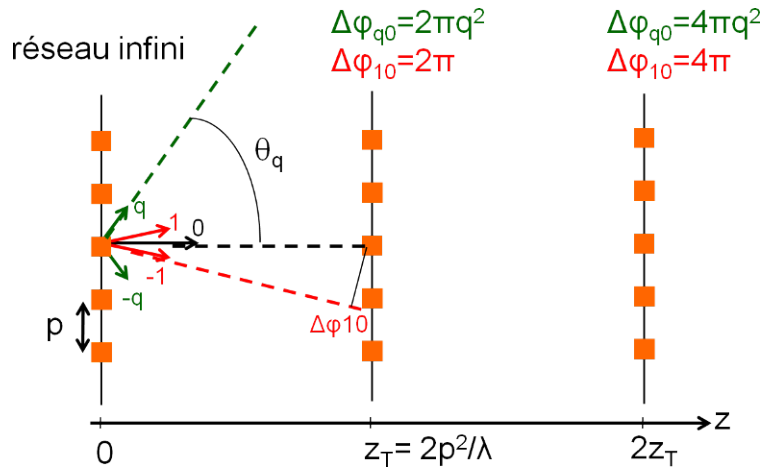


Figure I-32 : Illustration de la démonstration de l'effet Talbot.

#### - Principe d'une cavité Talbot

Une cavité Talbot utilise le fait qu'après une propagation sur une distance  $Z_T$ , le champ émis par le réseau d'émetteurs (en phase et en amplitude) est globalement réimagé, chaque "image" d'un émetteur étant composée d'un mélange des champs émis par tous les émetteurs (Figure I-33). Ainsi en réalisant une cavité externe dont la longueur sur un aller-retour est  $Z_T$ , on maximise le renvoi de lumière dans le



réseau et donc le couplage entre les émetteurs. De cette manière, on force un fonctionnement cohérent de la barrette.

En particulier, deux modes correspondant à deux états de phase différents ont exactement le même taux de couplage : le mode en phase (tous les émetteurs ont la même phase) et le mode hors phase (chaque émetteur est déphasé de  $\pi$  par rapport à l'émetteur adjacent). Ces deux modes entrent en compétition et rendent la cavité instable. Il est cependant possible de discriminer ces deux modes en utilisant le fait qu'à des fractions de distance Talbot :  $Z_T/n$ , le mode en phase et le mode hors phase ne se réimagent pas de la même manière (Figure I-33). Ainsi, après une distance de propagation de  $Z_T/2$ , le mode en phase se reproduit mais avec un décalage transverse de la moitié du pas inter-émetteur tandis que le mode hors phase est lui réimagé de manière identique. Une solution compacte pour sélectionner le mode en phase consiste à réaliser une cavité de longueur  $Z_T/4$  fermée par un miroir incliné d'un angle  $\lambda/2p$  de manière à renvoyer sur la barrette d'émetteurs l'image du mode en phase en compensant le décalage transverse (Figure I-34).

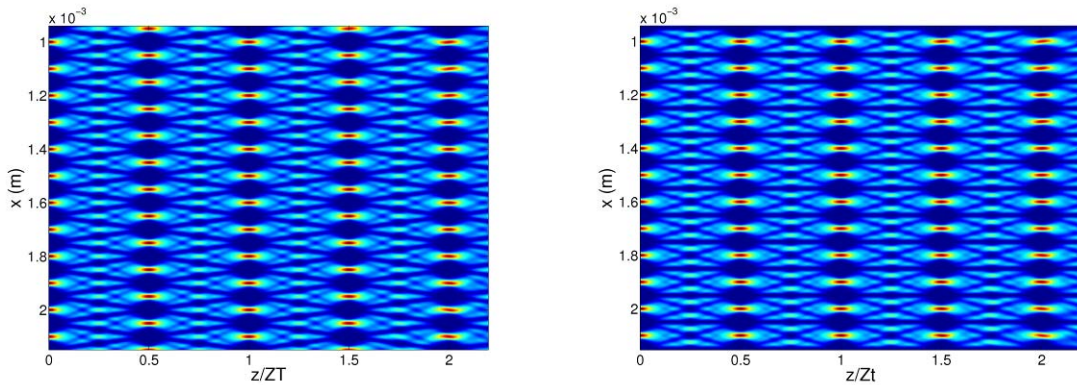


Figure I-33 : Carte d'intensité de la propagation du mode en phase (gauche) et du mode hors phase (droite).

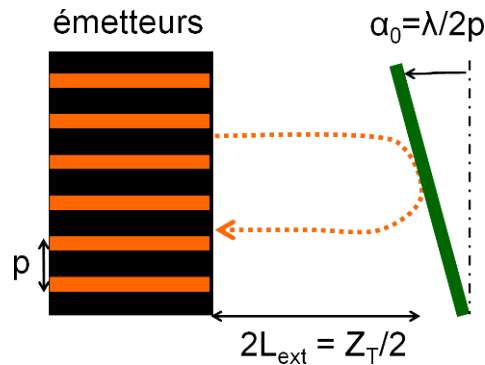


Figure I-34 : Schéma de principe d'une cavité Talbot.

– Résultats

La technique présentée sur la Figure I-34 a été mise en œuvre avec succès par plusieurs équipes [Waarts 91; Apollonov 98; Huang 08]. En particulier, Huang *et col.* ont démontré la mise en phase d'une barrette de 10 émetteurs de type SCOWLs fonctionnant autour de 980 nm. Le pas entre les émetteurs étant de 100  $\mu\text{m}$ , la distance Talbot vaut alors 20 mm ; le miroir refermant la cavité est donc distant de 5 mm de la facette de sortie des diodes laser. Une puissance de plus de 7 W dans le mode en phase a été obtenue. La Figure I-35 montre les profils en champ lointain obtenus ainsi que l'évolution du spectre avec la montée en puissance. A faible



puissance, le champ lointain présente une visibilité proche de un. Le spectre est constitué d'une seule longueur d'onde. Il ne fait donc aucun doute de l'émission en phase de la barrette. Lorsque la puissance augmente, les pics en champ lointains s'élargissent et la visibilité est réduite. Le spectre quant à lui présente plusieurs raies, témoins d'une émission multimode. Ces résultats restent cependant les meilleurs pour de telles puissances de sortie. Citons, également les travaux d'Imen Hassiaoui au III-V Lab qui a travaillé sur la mise en phase d'une barrette de 10 diodes laser évasées émettant à 980 nm au pas de 100  $\mu\text{m}$  dans une cavité similaire [Hassiaoui thèse 08]. Une puissance d'environ 1 W a été obtenue dans le mode en phase.

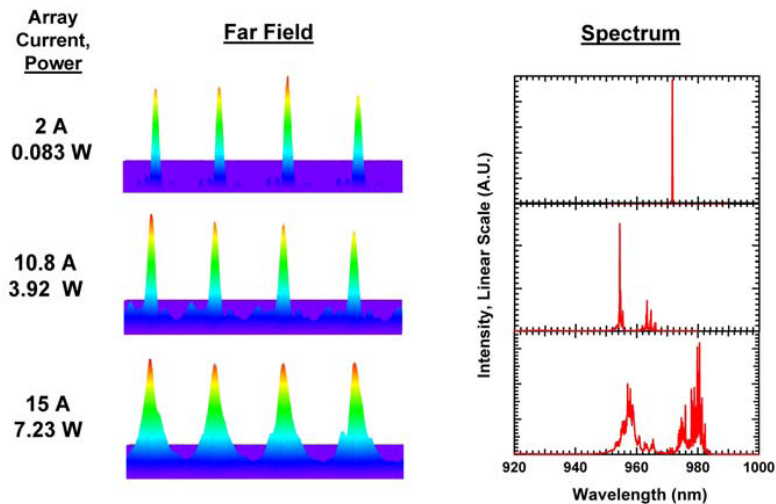


Figure I-35 : Profils en champ lointain (gauche) et spectre d'émission (droite) du mode en phase en fonction du courant d'alimentation [Huang 08].

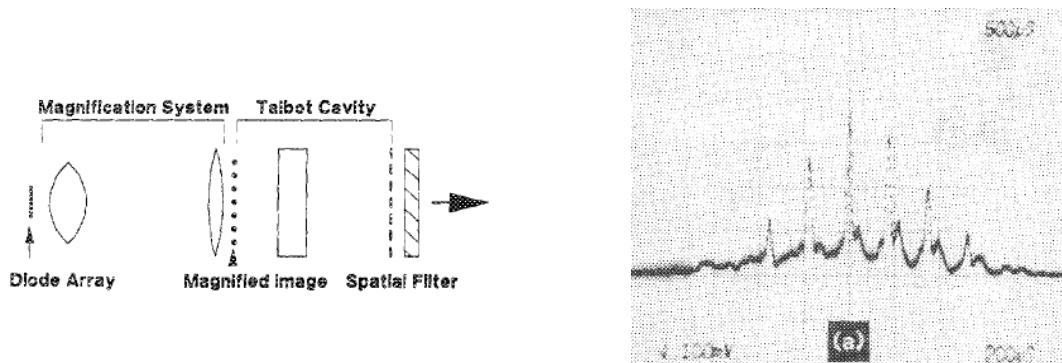
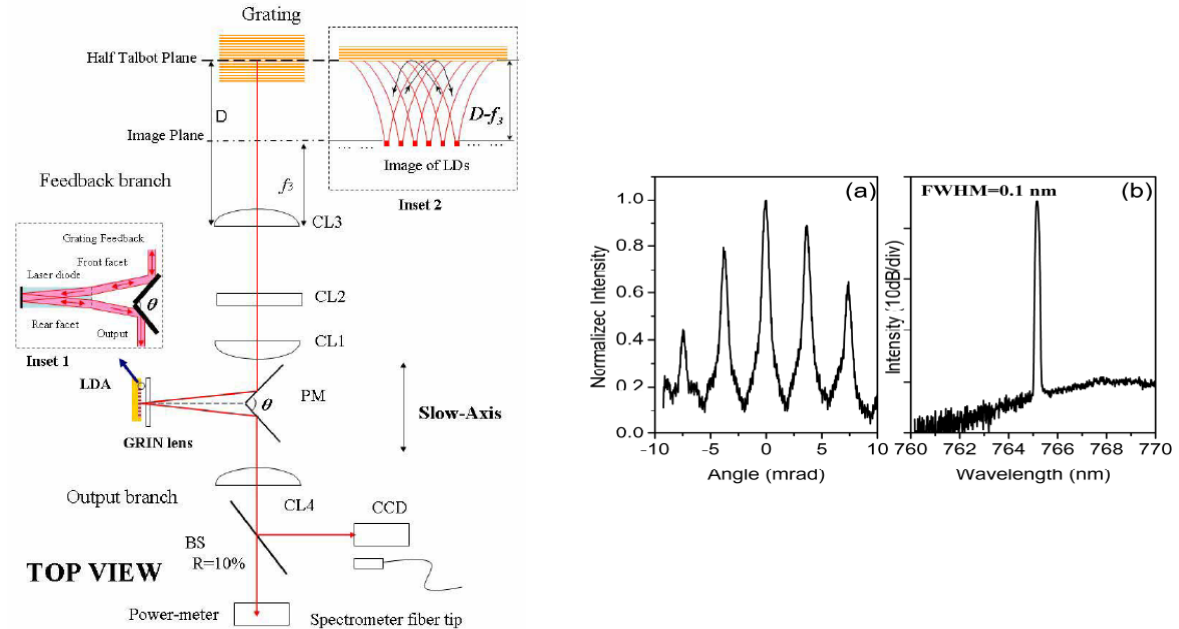


Figure I-36 – gauche : schéma expérimental de la cavité réalisée par [D'Amato 89] droite : Profil en champ lointain<sup>1</sup>.

Il est également possible d'utiliser un filtre binaire d'amplitude placé en  $Z_T/2$  dans une cavité externe de longueur aller-retour de  $Z_T$  [D'Amato 89] (Figure I-36). Le filtre coupe le mode hors phase pour ne transmettre que le mode en phase. Les meilleurs résultats en fonctionnement cohérent ont donné des pics d'interférence dont la largeur valait 3 fois la limite de diffraction. Les performances sont limitées puisque seulement 30 % de la puissance totale émise correspond à une émission cohérente, le reste étant l'émission laser propre incohérente de chaque émetteur. D'autres solutions utilisant des filtres de phase et donnant des résultats similaires

<sup>1</sup> Les auteurs ne mentionnent pas les conditions de mesure de ce profil en champ lointain (courant, puissance).

ont aussi été développées [Leger 93]. Le principal inconvénient des techniques de filtrage réside dans le fait que l'ajout des filtres dans la cavité engendre beaucoup de pertes et surtout une plus forte sensibilité de la cavité aux instabilités mécaniques. Il vaut mieux privilégier les montages les plus compacts et avec le moins d'éléments possible.



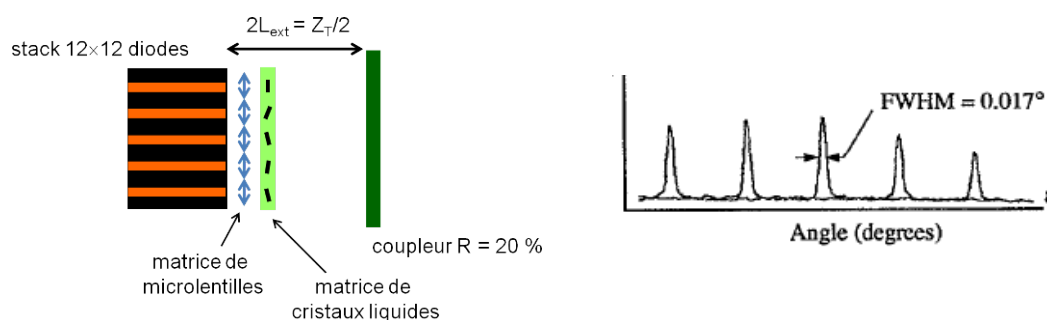
**Figure I-37 – gauche : schéma expérimental de la cavité réalisée par [Liu 08]  
droite : Profil en champ lointain et spectre d'émission en fonctionnement cohérent  
– I = 50 A, P = 9 W.**

Très récemment, l'utilisation d'un réseau de diffraction à l'intérieur d'une cavité Talbot a été décrite [Liu 08]. La barrette de diodes laser est constituée de 49 émetteurs multimodes de largeurs  $2w_x = 100 \mu\text{m}$ . La cavité est décrite sur la Figure I-37 – gauche. Le faisceau est séparé en deux à l'aide d'un dièdre. La cavité Talbot est réalisée sur une voie avec un réseau de diffraction placé en configuration Littrow. L'autre voie sert de sortie laser. Les résultats montrent à la fois un fonctionnement cohérent pour la barrette de diodes laser avec une stabilisation en longueur d'onde autour de 765 nm et une largeur de raie de 100 pm (Figure I-37 – droite). Une puissance de 9 W dans le mode en phase pour un courant d'alimentation de 50 A a ainsi été obtenue. A partir du profil en champ lointain de la Figure I-37 – droite, on peut évaluer un facteur de qualité  $M^2_{\text{bar}}$  égal à 16 et une visibilité de 0,82. Ces résultats récents constituent l'une des premières démonstrations d'une cavité Talbot stabilisée en longueur d'onde. Il s'agit cependant d'une cavité compliquée comprenant beaucoup d'éléments optiques, ce qui limite l'intérêt de cette solution. De plus, le fait d'utiliser des diodes laser multimodes, bien que permettant d'atteindre de fortes puissances laser, limite fortement la qualité spatiale que l'on peut espérer obtenir au final.

### *I.3.c.v Techniques de mise en phase active*

Une solution différente pour induire un fonctionnement cohérent d'une barrette de diodes laser consiste à réaliser un contrôle actif sur la phase de chaque diode. Pour cela, on peut agir de manière externe en corrigeant à la sortie de chaque diode laser la phase du faisceau émis. Cela a été réalisé à l'aide d'une matrice de

cristaux liquides placée à l'intérieur d'une cavité Talbot pour compenser les déphasages entre émetteurs pour une barrette de 20 diodes laser monomodes au pas de  $50\ \mu\text{m}$  émettant autour de  $800\ \text{nm}$  [Cassarly 92] et pour un « stack » de  $12 \times 12$  diodes monomodes au pas de  $300\ \mu\text{m}$  dans les deux directions et émettant à  $960\ \text{nm}$  [Sanders 94] (Figure I-38). La phase de chaque émetteur est adaptée pour maximiser la puissance dans le lobe central du profil en champ lointain. Une puissance de  $1,4\ \text{W}$  pour un courant d'alimentation de  $8\ \text{A}$  a ainsi été obtenue en fonctionnement pulsé pour un « stack » de  $12 \times 12$  diodes laser en phase. Le champ lointain est composé de plusieurs pics d'interférences de largeur totale à mi-hauteur  $0,017^\circ$ , ce qui correspond à la limite de diffraction du laser utilisé ( $M^2_{\text{bar}} = 1$ ).



**Figure I-38 : Schéma expérimental (gauche) de la cavité réalisée par [Sanders 94] et champ lointain (droite) mesuré pour  $I = 8\ \text{A}$  et  $P = 1,4\ \text{W}$ .**

Une autre solution très ambitieuse, financée par la DARPA, est en cours de développement au MIT [Huang 09]. Le principe est décrit sur la Figure I-39. Il s'agit d'utiliser une matrice de 100 émetteurs de type SCOWLs en configuration amplificateur. Le faisceau d'une diode laser monomode, stabilisée en longueur d'onde par un réseau de Bragg, est injecté à l'aide d'un élément diffractif optique (DOE pour « Diffractive Optical Element ») dans les 100 amplificateurs. Le faisceau est réfléchi et effectue donc un aller-retour dans les amplificateurs, puis est recombinaison par le DOE. Le profil en champ lointain sera alors constitué d'un seul lobe contenant toute la puissance provenant de chaque amplificateur. Un algorithme de rétroaction sur le courant d'alimentation de chaque SCOWL sera utilisé pour adapter la phase relative de chacun des amplificateurs de manière à maximiser la puissance dans ce lobe central. L'objectif affiché est d'atteindre  $100\ \text{W}$  dans faisceau ayant un  $M^2$  de 1 et stabilisé en longueur d'onde. La puissance obtenue avec un SCOWL étant de  $1\ \text{W}$ , un objectif de  $100\ \text{W}$  avec 100 SCOWLs semble tout à fait réalisable. Il s'agit donc d'un projet très ambitieux, cependant sa mise en œuvre semble complexe.

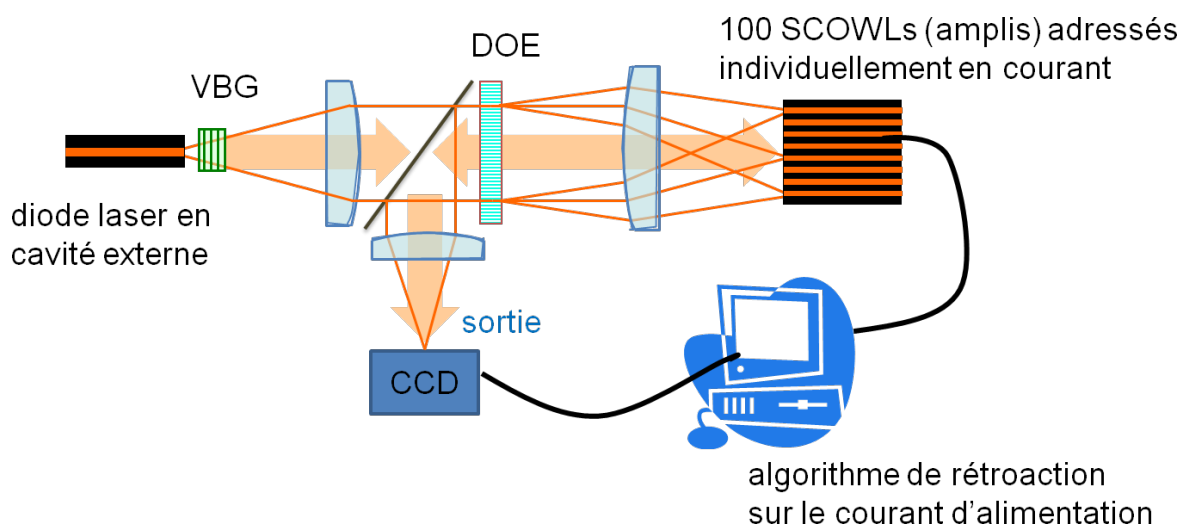


Figure I-39 : Schéma de principe de la configuration de [Huang 09].

### I.3.d Synthèse sur l'amélioration de la luminance d'une barrette de diodes laser

Le Tableau I-2 présente une synthèse des travaux décrits dans cette partie d'état de l'art sur l'amélioration de la luminance d'une barrette de diodes laser. Les premiers travaux sur l'amélioration de diodes laser ont eu lieu à la fin des années 80. On observe aujourd'hui un regain d'intérêt pour ces techniques lié aux nombreux et importants progrès dans la réalisation de monoémetteurs de forte luminance. La technique qui conduit aux plus fortes puissances laser est la combinaison spectrale. Cependant, le spectre d'émission dans ce cas est fortement élargi puisque chaque diode laser oscille à sa propre longueur d'onde. Deux méthodes permettant d'obtenir à la fois une forte luminance et une stabilisation de la longueur d'onde se détachent : la cavité Talbot et le filtrage angulaire intra-cavité.

Les cavités Talbot semblent mieux adaptées pour des barrettes d'émetteurs monomodes. Les performances obtenues avec des émetteurs multimodes sont en effet limitées par la mauvaise qualité spatiale des émetteurs qui contribue à l'augmentation de la divergence de la barrette et du nombre de lobes dans le profil en champ lointain. Pour ce qui concerne le filtrage angulaire intra-cavité, l'utilisation d'émetteurs monomodes ne semble pas nécessaire, puisque la sortie laser est constituée d'un seul lobe limité par diffraction. Les seuls travaux publiés à notre connaissance ont utilisé des barrettes avec un faible pas entre les émetteurs et des composants non standards.

La difficulté majeure dans une cavité externe est d'imposer l'oscillation laser que l'on souhaite à des courants élevés, loin du seuil d'oscillation laser. En effet, la principale limitation est la compétition entre l'oscillation imposée par la cavité externe avec l'oscillation propre des émetteurs de la barrette de diodes laser qui rajoute un fond incohérent à l'émission et réduit la visibilité comme on peut le voir sur les performances à fortes puissances présentées dans le Tableau I-2. Il est donc nécessaire d'utiliser un très bon traitement antireflet sur la facette de sortie de la barrette pour augmenter le plus possible le seuil.

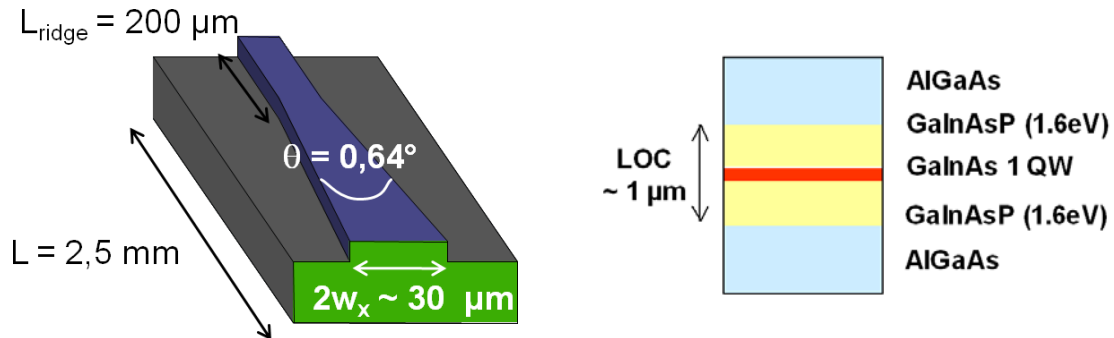
<i>cavité</i>	<i>type de diodes</i>	<i>caractéristiques des diodes</i>	<i>puissance</i>	<i>qualité du faisceau<sup>1</sup></i>	<i>spectre stabilisé ?</i>	<i>références</i>
Talbot	évasées	N = 10, p = 100 μm, 2w = 25 μm, λ = 980 nm	100 mW @ 0,9 A	V = 0,77 M <sup>2</sup> <sub>em</sub> = 1,8 M <sup>2</sup> <sub>bar</sub> = 3,0	non	[Hassiaoui thèse 08]
			1 W @ 2 A	V = 0,54 M <sup>2</sup> <sub>em</sub> = 2,3 M <sup>2</sup> <sub>bar</sub> = 17		
	SCOWL	N = 10, p = 100 μm, 2w = 6 μm, λ = 960 nm	4 W @ 10,8 A	V ~ 1* M <sup>2</sup> <sub>em</sub> = 1,1* M <sup>2</sup> <sub>bar</sub> = 2,4	non	[Huang 08]
			7 W @ 15 A	V ~ 1* M <sup>2</sup> <sub>em</sub> = 1,1* M <sup>2</sup> <sub>bar</sub> = 6,3		
	multimode	N = 49, p = 200 μm, 2w = 100 μm, λ = 765 nm	9 W @ 50 A	V = 0,82 M <sup>2</sup> <sub>em</sub> > 7* M <sup>2</sup> <sub>bar</sub> = 16	oui	[Liu 08]
	filtrage angulaire	multimode	N = 10, p = 10 μm, 2w = 6 μm, λ = 840 nm	700 mW @ 0,8 A	M <sup>2</sup> <sub>bar</sub> = 1,4	non
multimode		N = 20, p = 10 μm, λ = 804 nm	580 mW @ 1,7 A	M <sup>2</sup> <sub>bar</sub> = 1,3	oui	[Barthelemy 92]
combinaison spectrale	multimode	N = 19, p = 500 μm, 2w = 500 μm, λ = 980 nm	9 W @ 30 A	M <sup>2</sup> <sub>bar</sub> = 6,4	non	[Vijayakumar 09]
	SCOWL	N = 10×10, p = 100 μm, 2w = 6 μm, λ = 970 nm	50 W @ 140 A (impulsionnel)	M <sup>2</sup> <sub>bar</sub> = 1,2	non	[Huang 07]

**Tableau I-2 : Résumé des performances obtenues pour différentes solutions de mise en phase cohérente passive. Les critères de qualité de faisceau sont ceux définis en I.3.c.i. Dans le cas du filtrage angulaire, le profil en champ lointain étant constitué d'un seul lobe, nous n'utilisons que le facteur de qualité de la barrette.**

<sup>1</sup> Certaines publications n'étant pas toujours très explicites, les valeurs mises en évidence par un astérisque sont des valeurs estimées (et probablement sous-estimées) à partir des quelques informations données dans le texte.

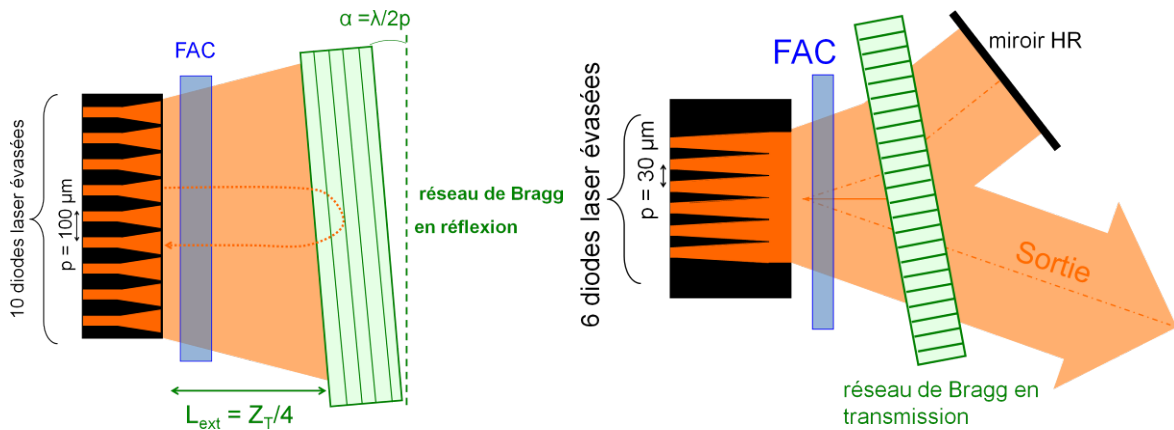
## I.4 Présentation des solutions étudiées pendant cette thèse

Pendant cette thèse, nous nous sommes intéressés à diverses solutions de mise en phase passive, en cavité externe, de barrette de diodes laser évasées. Nous avons cherché à mettre au point des solutions compactes, en limitant le nombre d'éléments optiques, pour simplifier la cavité externe et assurer ainsi une meilleure stabilité mécanique. De plus, nous avons exploité les propriétés des réseaux de Bragg.



**Figure I-40 : Caractéristiques d'une diode laser évasée guidée par l'indice du III-V Lab.**

Nous avons utilisé des barrettes de 6 à 10 diodes laser évasées à guidage par l'indice réalisées au III-V Lab (cf. paragraphe I.2.c.ii). La couche active des diodes laser est constituée d'un puits quantique en GaInAs intégré à l'intérieur d'une cavité optique large en GaInAsP/AlGaAs d'environ 1  $\mu\text{m}$  de large. Dans la direction longitudinale, le « ridge » mesure 200  $\mu\text{m}$  de long pour une longueur totale de la cavité de 2500  $\mu\text{m}$ . L'angle total d'évasement mesure 0,64°, ce qui correspond à une largeur de facette de sortie d'environ 30  $\mu\text{m}$  (Figure I-40) [Krakowski 03].



**Figure I-41 : Schéma de principe des deux solutions présentées dans ce manuscrit (FAC : « fast axis collimator », lentille cylindrique de collimation de la direction verticale) – gauche : cavité Talbot, droite : filtrage angulaire intra-cavité.**

La première solution que nous avons étudiée consiste en une cavité Talbot refermée par un réseau de Bragg en réflexion. Le réseau assure alors la double fonction de miroir de renvoi et de filtre spectral. La seconde cavité que nous avons réalisée est, comme nous le verrons par la suite, particulièrement adaptée aux barrettes ayant un fort taux de remplissage. Il s'agit d'une adaptation de la cavité

réalisée par Sylvie Yiou pendant sa thèse [Yiou thèse 03] à une barrette de diodes laser. La description de ce travail fait l'objet des chapitres suivants.

## II Etude théorique de la mise en phase d'une barrette de diodes laser dans une cavité externe

Le chapitre précédent a permis de déterminer deux solutions de cavité externe pour l'amélioration de la luminance d'une barrette de diodes laser. Il s'agit de la cavité Talbot et du filtrage angulaire intra-cavité. Nous présentons dans ce chapitre une étude théorique du fonctionnement de ces cavités. Le but est de définir les critères de fonctionnement de nos cavités et d'en déterminer leurs éventuelles limites.

Le réseau de Bragg volumique étant l'un des éléments clefs que nous avons utilisés, nous présentons tout d'abord leurs principales caractéristiques. Nous étudions, en particulier les propriétés de diffraction d'un tel composant face à un faisceau divergent. Ensuite, nous détaillons un modèle général permettant de simuler le fonctionnement d'un ensemble de lasers monomodes soumis à un couplage dans une cavité externe. Ce modèle est appliqué aux deux solutions que nous avons étudiées de manière à caractériser leur fonctionnement modal. A la fin de ce chapitre, nous présentons les simulations que nous avons effectuées en collaboration avec l'Université de Nottingham. Ce modèle prend en compte la propagation des ondes à l'intérieur des diodes laser évasées qui ont été utilisées expérimentalement. Nous avons ainsi pu simuler de manière fine la cavité Talbot que nous avons réalisée.

### II.1 Modélisation d'un réseau de Bragg volumique

#### II.1.a Description d'un réseau de Bragg volumique

Le terme réseau de Bragg désigne, de manière générale, une modulation périodique des propriétés d'un matériau le long de la direction de propagation d'une onde électro-magnétique. Cette dénomination provient des travaux éponymes sur la diffraction de rayons X dans des cristaux par William Henry Bragg et William Lawrence Bragg au début du XX<sup>ème</sup> siècle [Bragg 13] qui leur ont valu le prix Nobel en 1915.

En optique, un réseau de Bragg volumique est un morceau de verre photo-thermo-réfractif dont l'épaisseur peut varier de quelques centaines de microns à plusieurs centimètres et dans lequel une modulation d'indice a été inscrite. A la différence des réseaux de Bragg qui peuvent être inscrits dans une fibre optique, un réseau de Bragg volumique est un composant massif dont les dimensions transverses peuvent être très grandes : jusqu'à plusieurs centimètres. Le développement relativement récent des réseaux de Bragg volumiques est dû aux découvertes toutes aussi récentes de matériaux photo-thermo-réfractifs de longue durée de vie [Stokey 49; Glebov 92]. Le matériau le plus couramment utilisé est un verre composé d'un mélange  $\text{Na}_2\text{O} - \text{ZnO} - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2 - \text{NaF} - \text{KBr}$  dopé avec des ions argent et cérium ( $\text{Ag}_2\text{O} - \text{CeO}_2$ ) [Efimov 99; Volodin 04]. Ce matériau présente le grand intérêt d'être quasi-transparent sur une très large bande de longueurs d'onde (350 – 4100 nm). Les franges d'indice sont réalisées en faisant interférer deux faisceaux laser UV à 325 nm (laser He – Cd). Le réseau est ensuite stabilisé et rendu permanent par des techniques de recuit [Ondax; Optigrate; PD-LD].

Ces réseaux de Bragg volumiques ont également un excellent comportement thermique. Ils peuvent supporter des intensités de l'ordre de quelques centaines de  $\text{kW.cm}^{-2}$  [Hellström 07] et restent stables du point de vue de l'efficacité de diffraction



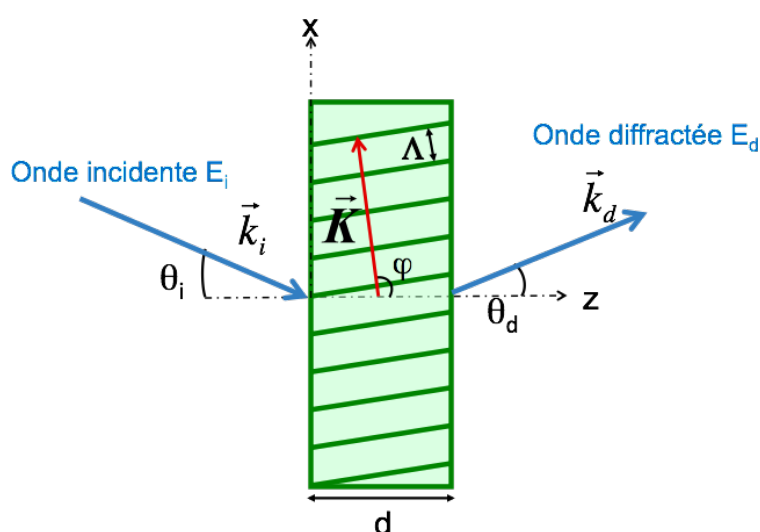
jusqu'à 400 °C [Efimov 99]. Les variations d'indice et coefficient d'expansion avec la température sont très faibles, seulement  $8,4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  et  $0,05 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  respectivement [Jacobsson thèse 08].

### II.1.b Propriétés de diffraction d'un réseau de Bragg volumique

La loi de Bragg définit les couples angle d'incidence – longueur d'onde :  $(\theta_i, \lambda)$  pour lesquels le réseau peut diffracter :

$$\cos(\varphi - \theta_i) = \frac{\lambda}{2n_0\Lambda} \quad (\text{II-1})$$

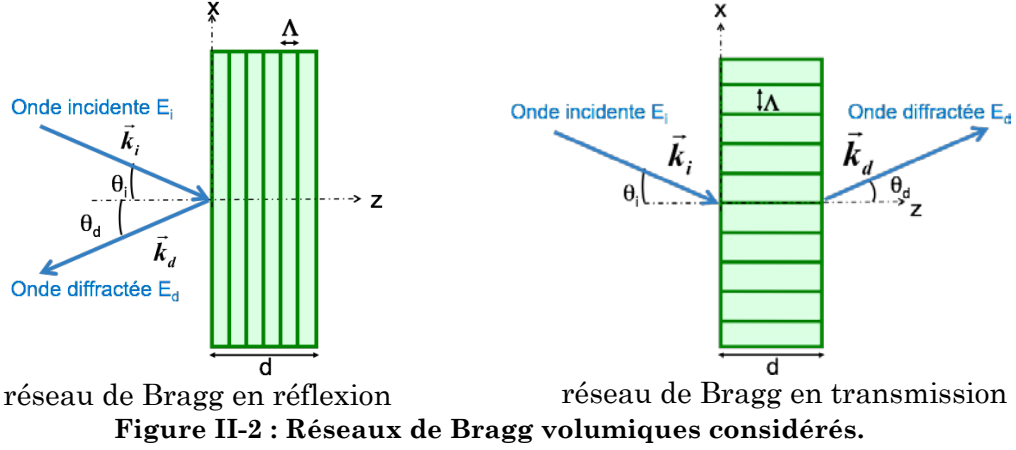
où  $n_0$  est l'indice moyen du matériau dans lequel le réseau est inscrit et  $\Lambda$  le pas des franges d'indice ;  $\varphi$  est l'angle d'inclinaison des franges d'indice (Figure II-1). En général, un réseau de Bragg volumique est conçu pour un couple  $(\theta_B, \lambda_B)$  particulier vérifiant la loi de Bragg. Ces paramètres sont appelé angle de Bragg et longueur d'onde de Bragg.



**Figure II-1 : Définition des paramètres du réseau de Bragg volumique – d : épaisseur du réseau,  $\varphi$  angle d'inclinaison des franges d'indice,  $\theta_i$  et  $\theta_d$  angles d'incidence et de diffraction du faisceau**

Les propriétés de diffraction d'un réseau de Bragg volumique ont été étudiées selon un modèle d'ondes couplées dans le cas d'une onde plane incidente [Kogelnik 69]. De l'inclinaison des franges dépend le type de réseau de Bragg. Lorsque les franges sont quasi-perpendiculaires à l'axe optique, on réalise un réseau de Bragg en réflexion et lorsqu'elles sont quasi-parallèles, on réalise un réseau de Bragg en transmission. La démonstration du calcul de l'efficacité de diffraction d'un réseau de Bragg volumique est détaillée en Annexe 3 dans le cas général.

Dans la suite, nous nous placerons dans deux cas particulier pour l'inclinaison des franges d'indice, correspondant aux deux cas pratiques les plus souvent rencontrés (cf. Figure II-2). Pour le réseau de Bragg en réflexion, les franges sont perpendiculaires à l'axe optique et pour le réseau de Bragg en transmission, elles sont parallèles à l'axe optique. Cela permet de simplifier les formules sans perdre beaucoup en généralité.



### II.1.b.i Réseau de Bragg en réflexion ( $\varphi = 0$ )

Pour un réseau de Bragg en réflexion, le coefficient de réflexion en amplitude du faisceau réfléchi dans la direction  $\theta_d$  en fonction de l'angle d'incidence  $\theta_i$  et la longueur d'onde de l'onde plane incidente s'écrit :

$$r_{RdB}(\lambda, \theta_i) = \frac{1}{i \frac{\xi}{\nu} + \sqrt{1 - \frac{\xi^2}{\nu^2}} \coth(\sqrt{\nu^2 - \xi^2})} \quad (\text{II-2})$$

où  $\nu$  et  $\xi$  sont définis comme :

$$\xi = \frac{\left( \frac{2\pi}{\Lambda} \cos(\theta_i) - \frac{\pi\lambda}{\Lambda^2 n_0} \right) d}{2 \cos(\theta_i)} \quad (\text{II-3})$$

$$\nu = \frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos(\theta_i)}$$

avec  $n_1$  l'amplitude de modulation des franges d'indice et  $d$  l'épaisseur du réseau. L'efficacité de diffraction du réseau de Bragg est alors donnée par :

$$R_{RdB}(\lambda, \theta_i) = \frac{1}{1 - \frac{\xi^2}{\nu^2} + \frac{\xi^2}{\nu^2} \sinh^2(\sqrt{\nu^2 - \xi^2})} \quad (\text{II-4})$$

Dans cette formule, le désaccord à la loi de Bragg intervient au travers du terme  $\xi$ . Lorsque  $\xi$  est nul,  $R_{RdB}$  est maximal. L'efficacité de diffraction maximale vaut ( $\xi = 0$ ):

$$R_{RdB}^{\max} = \tanh^2(|\nu|) = \tanh^2\left(\frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos(\theta_i)}\right) \quad (\text{II-5})$$

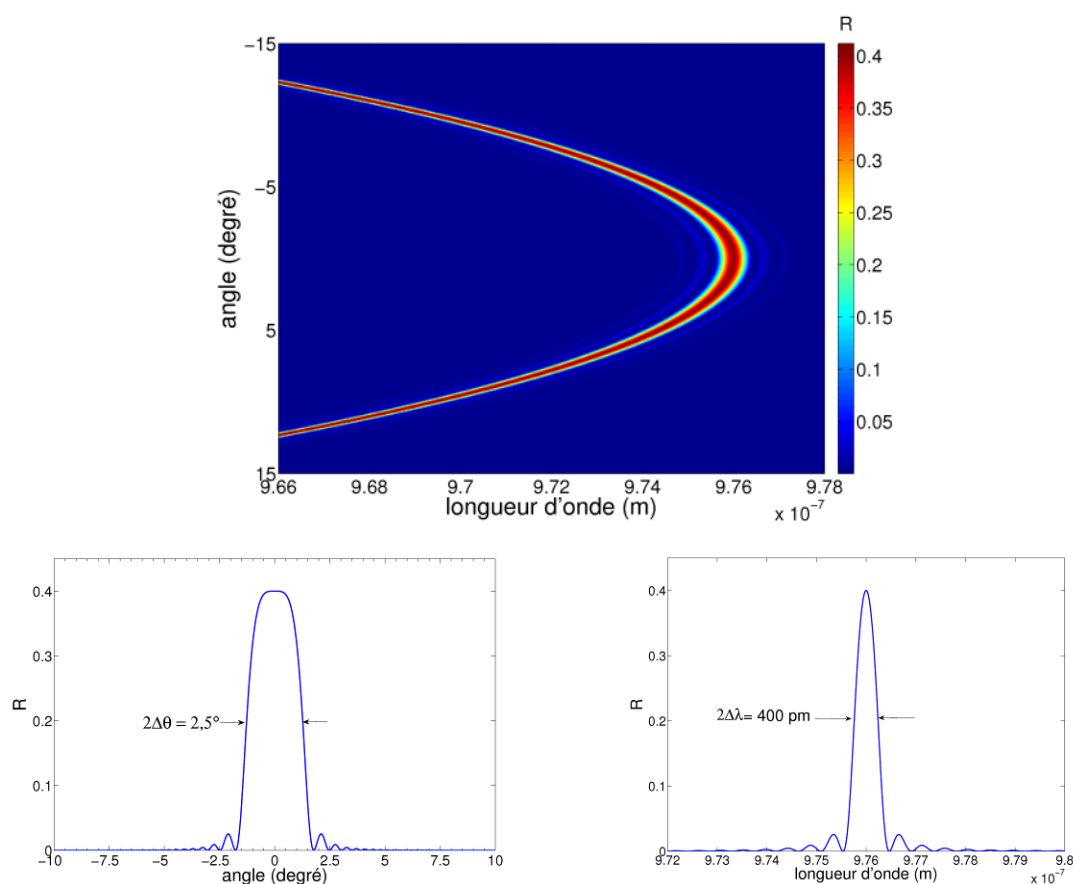
$\nu$  caractérise donc la force de diffraction du réseau. Pour atteindre de fortes efficacités de diffraction, il faut un réseau très épais et/ou une forte modulation d'indice. Par exemple, pour réaliser un réseau de Bragg réfléchissant 99% à 976 nm en incidence normale  $\theta_i = 0^\circ$ , on peut utiliser une modulation d'indice  $n_1 = 1,9 \cdot 10^{-4}$  dans un réseau d'épaisseur  $d = 5$  mm.

Un exemple d'évolution de l'efficacité de diffraction  $R_{RdB}(\lambda, \theta_i)$  d'un réseau de Bragg en réflexion en fonction de l'angle d'incidence et de la longueur d'onde du faisceau est présenté sur la Figure II-3. Les paramètres du réseau considéré sont

détaillés dans le Tableau II-1. La relation de Bragg est illustrée sur cette figure par la forme d'arche sur laquelle l'efficacité de diffraction est maximale. Les dépendances de  $R$  avec  $\theta_i$  et  $\lambda$  autour des conditions de Bragg ( $\theta_i = 0^\circ$ ,  $\lambda_B = 976$  nm) sont présentées sur les figures du bas. On obtient une acceptation angulaire d'environ  $2,5^\circ$  et une acceptation spectrale de 400 pm à mi-hauteur. Un réseau de Bragg en réflexion est donc un très bon filtre spectral et un relativement mauvais filtre angulaire.

$\lambda_B$	$\theta_B$	$d$	$n_0$	$n_1$	$\Lambda$	$R_{RdB}$	$2\Delta\theta_{RdB}$
976 nm	$0^\circ$	0,7 mm	1,50000	$3,3 \cdot 10^{-4}$	325 nm	40 %	$2,5^\circ$

**Tableau II-1 : Caractéristiques du réseau de Bragg en réflexion considéré pour les simulations<sup>1</sup>**



acceptance angulaire à  $\lambda_B = 976$  nm

acceptance spectrale à  $\theta_i = 0^\circ$

**Figure II-3 : Efficacité de diffraction d'un réseau de Bragg en réflexion (caractéristiques données dans le Tableau II-1) et mise en évidence des acceptances angulaire (bas – gauche) et spectrale (bas – droite)**

Il est possible de donner une estimation des acceptances angulaires et spectrales totales à mi-hauteur en fonction des paramètres du réseau<sup>1</sup> [Kogelnik 69]:

<sup>1</sup> Nous avons essayé de nous rapprocher le plus possible des caractéristiques réelles d'un des réseaux de Bragg que nous avons utilisés expérimentalement. Les seuls paramètres auxquels les fabricants ne donnent pas accès et qui ne sont pas simplement mesurables sont l'indice moyen du matériau  $n_0$  et la modulation d'indice  $n_1$ . Nous avons donc supposé un indice moyen de 1,5 et déterminé la modulation d'indice à partir de l'efficacité de diffraction selon la relation (II-5).

$$\begin{cases} 2\Delta\theta_{RdB} \approx \frac{\Lambda}{d} \\ 2\Delta\lambda_{RdB} \approx \cotan(\theta_i) \frac{\Lambda\lambda}{d} \end{cases} \quad (\text{II-6})$$

Pour un réseau de Bragg en réflexion, les relations (II-6) sont valables uniquement sur les bords de l'arche (Figure II-3), pour des angles d'incidence non nuls. Lorsqu'on se rapproche de l'incidence nulle, l'acceptance angulaire est élargie.

### II.1.b.ii Réseau de Bragg en transmission ( $\varphi = \pi/2$ )

L'amplitude de l'onde diffractée dans la direction  $\theta_a$  par le réseau de Bragg en transmission de la Figure II-2 s'écrit :

$$t_{RdB}(\lambda, \theta_i) = -i \frac{e^{-i\xi} \sin(\sqrt{v^2 - \xi^2})}{\sqrt{1 - \frac{\xi^2}{v^2}}} \quad (\text{II-7})$$

Les termes  $\xi$  et  $v$  ont les mêmes propriétés que précédemment mais sont définis comme :

$$\xi = -\text{signe}(\theta_i) \frac{\left( \frac{2\pi}{\Lambda} \sin(\theta_i) - \frac{\pi\lambda}{\Lambda^2 n_0} \right) d}{2\cos(\theta_i)} \quad (\text{II-8})$$

$$v = \frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos(\theta_i)}$$

Finalement, l'efficacité de diffraction en intensité d'un réseau de Bragg volumique en transmission s'exprime comme :

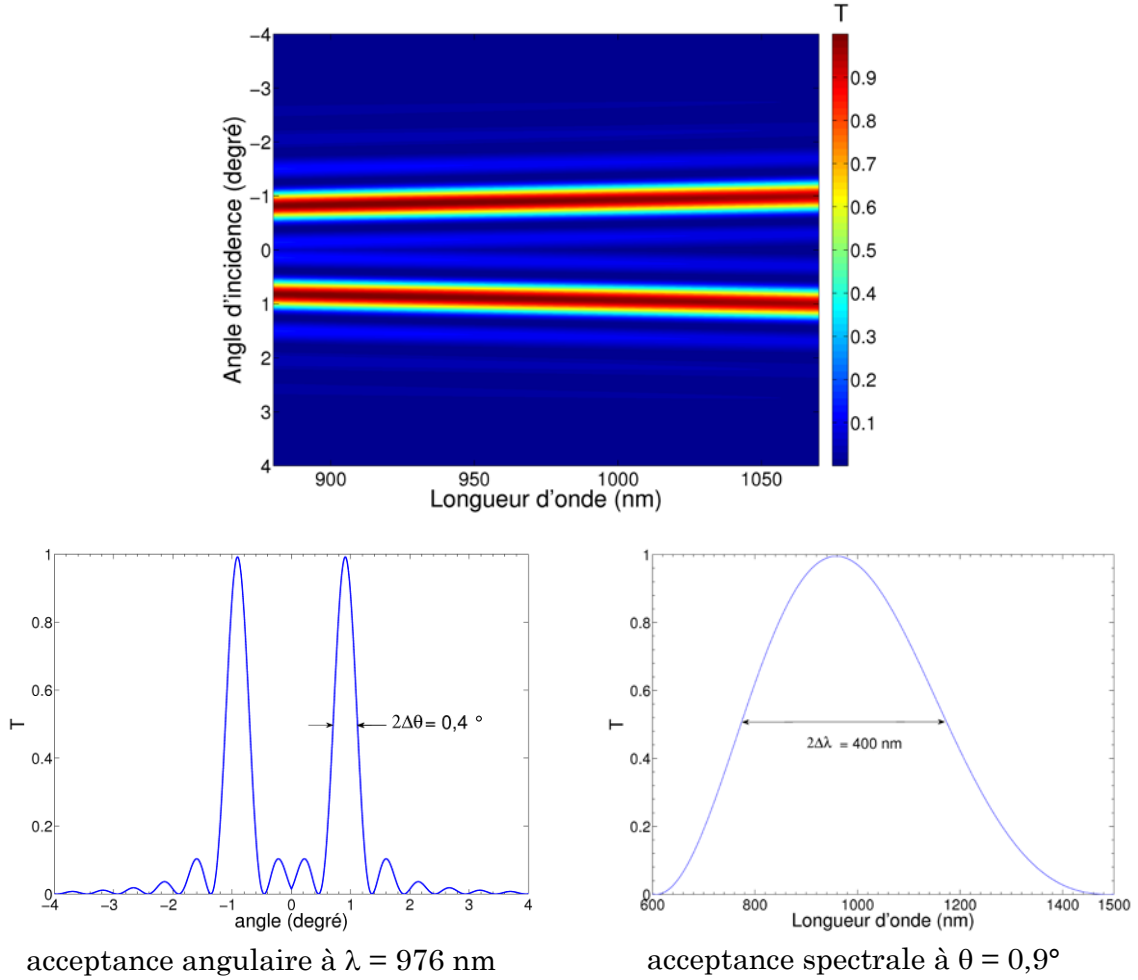
$$T_{RdB}(\lambda, \theta_i) = \frac{\sin^2(\sqrt{v^2 - \xi^2})}{1 + \frac{\xi^2}{v^2}} \quad (\text{II-9})$$

La Figure II-4 montre l'efficacité de diffraction du réseau de Bragg en transmission défini sur le Tableau II-2. On voit clairement sur la figure du haut les deux conditions de Bragg symétriques à  $\pm\theta_B$ . L'acceptance angulaire de ce réseau vaut  $0,4^\circ$ , ce qui est très fin. A l'inverse l'acceptance spectrale est très large, environ 400 nm. Un réseau de Bragg volumique en transmission est donc un excellent filtre angulaire mais un très mauvais filtre spectral.

$\lambda_B$	$\theta_B$	d	$n_0$	$n_1$	$\Lambda$	$T_{RdB}$	$2\Delta\theta_{RdB}$
976 nm	$0,9^\circ$	2,3 mm	1,50000	$2,0 \cdot 10^{-4}$	20 $\mu\text{m}$	99 %	$0,4^\circ$

**Tableau II-2 : Caractéristiques du réseau de Bragg en transmission considéré pour les simulations**

<sup>1</sup> Comme pour un réseau de diffraction, où la résolution spectrale dépend du nombre de traits éclairés, les acceptances spectrale et angulaire sont directement liées au nombre de franges d'indice éclairées ( $\sim d/\Lambda$ ).



**Figure II-4 : Efficacité de diffraction du réseau de Bragg en transmission défini sur le Tableau II-2 en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence ; en bas, acceptances angulaires et spectrales.**

### II.1.b.iii Diffraction d'un réseau de Bragg pour un faisceau incident non collimaté

Toutes les formules qui ont été données ci-dessus sont uniquement valables pour une onde plane incidente. Dans le cas où le faisceau incident contient plusieurs composantes angulaires, l'efficacité de diffraction globale du réseau pour l'ensemble du faisceau incident est réduite. Pour la déterminer, il faut appliquer la formule d'efficacité de diffraction à toutes les composantes angulaires du faisceau incident [Ciapurin 06], ce qui donne, par exemple, dans le cas d'un réseau en réflexion<sup>1</sup> :

$$R_{RdB} = \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} R_{RdB} \left( \lambda, \sqrt{\theta_x^2 + \theta_y^2} \right) G(\theta_x, \theta_y) d\theta_x d\theta_y \quad (\text{II-10})$$

où  $G(\theta_x, \theta_y)$  est la répartition angulaire dans les deux directions du faisceau incident.

<sup>1</sup> Pour un réseau de Bragg en transmission, du fait de l'orientation particulière des franges d'indice, seul l'angle dans la direction perpendiculaire aux franges est utile et il suffit de substituer  $\text{Tr}_{RdB}(\lambda, \theta_x)$  à  $R_{RdB} \left( \lambda, \sqrt{\theta_x^2 + \theta_y^2} \right)$ .

A titre d'exemple, la Figure II-5, montre l'efficacité de diffraction du réseau en réflexion du Tableau II-1 en fonction de la largeur angulaire d'un faisceau gaussien circulaire incident. Rappelons que ce réseau est conçu pour réfléchir 40% dans les conditions de Bragg avec une acceptation angulaire totale de  $2,5^\circ$ . La réflectivité du réseau à la longueur d'onde de Bragg décroît très rapidement avec la largeur angulaire du faisceau incident. En effet, elle suit une allure exponentiellement décroissante. Pour l'exemple considéré, la réflectivité diminue de moitié pour un faisceau de 60 mrad de demi-divergence, soit environ  $3,5^\circ$ . Les caractéristiques angulaires du faisceau incident doivent donc être adaptées aux caractéristiques du réseau de Bragg si l'on souhaite conserver une efficacité de diffraction correcte.

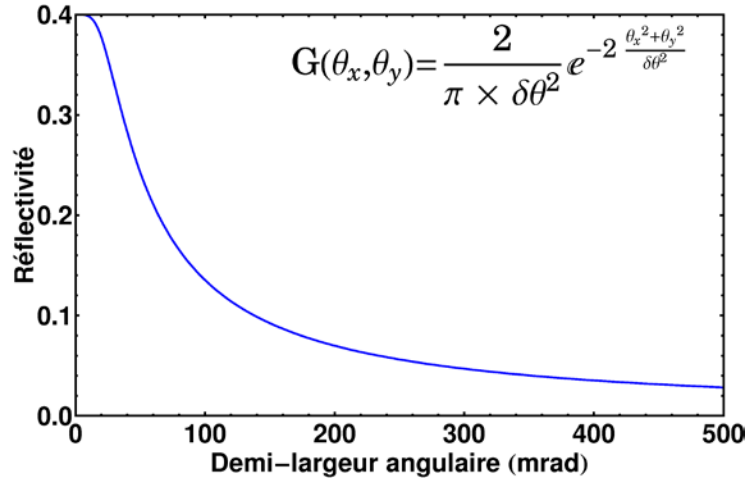


Figure II-5 : Efficacité de diffraction d'un réseau de Bragg (cf. Tableau II-1) en réflexion sous incidence gaussienne circulaire en fonction de la demi-largeur angulaire du faisceau gaussien à  $1/e^2$ . La définition de  $G(\theta_x, \theta_y)$  est donnée en encart.

## II.2 Modélisation d'une barrette de diodes monomodes dans une cavité externe

L'objectif de cette section est de donner un modèle général permettant de déterminer les profils des modes d'une barrette de diodes laser monomodes couplées dans une cavité externe. En effet, qu'ils s'agissent de laser à ruban ou évasés, ce sont avec des barrettes de ce type que nous avons travaillé pour bénéficier *a priori* de la très bonne qualité spatiale de ces émetteurs individuels. Nous appliquerons ensuite ce modèle aux deux cavités qui ont été étudiées pendant cette thèse de manière à vérifier leur comportement modal et à déterminer les meilleurs points de fonctionnement.

### II.2.a Modes d'une barrette de diodes laser couplées

De manière générale, une barrette de  $N$  diodes laser monomodes couplées peut osciller selon  $N$  modes qui correspondent à  $N$  profils d'intensité et de phase différents. On parle des supermodes de la barrette. Le profil de ces supermodes dépend du type de couplage entre les émetteurs.

Dans le cas simple où le couplage ne se fait qu'entre émetteurs adjacents<sup>1</sup>, le profil du champ optique en champ proche du  $k^{\text{ième}}$  mode est donné par [Butler 84]:

<sup>1</sup> Comme par exemple dans le cas du couplage évanescent (cf. Chap. I : § I.3.c.iii)

$$E_k(x, z=0) = \sum_{n=1}^N \sin\left(\frac{k\pi}{(N+1)}n\right) e^{-\frac{\left(x+\left(\frac{N+1}{2}-n\right)p\right)^2}{w^2}}, \quad 1 \leq k \leq N \quad (\text{II-11})$$

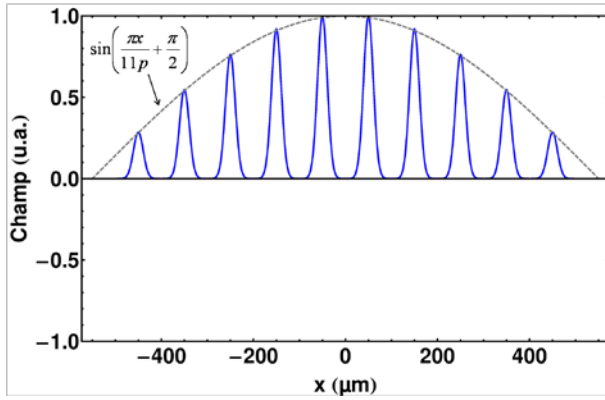
On suppose ici que les émetteurs ont un profil gaussien, de largeur totale à  $1/e^2$   $2w$  et qu'ils sont séparés d'un pas  $p$ . L'origine,  $x = 0$ , est située au centre de la barrette. A chaque mode correspond une enveloppe sinusoidale différente dont la fréquence spatiale augmente avec l'ordre du mode. Les modes sont numérotés en fonction du nombre d'annulations de la sinusoïde, la sinusoïde du mode d'ordre  $n$  s'annulant  $n-1$  fois. Le mode d'ordre 1 est dit « mode en phase » et correspond au mode où tous les émetteurs sont en phase. Le mode d'ordre le plus élevé ( $N$ ) pour lequel les émetteurs sont déphasés de  $\pi$  deux à deux est dit « mode hors phase ».

Les profils d'intensité en champ lointain de ces modes sont donnés par<sup>1</sup> :

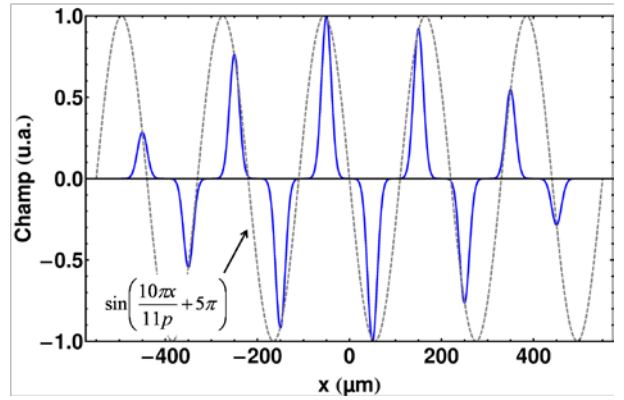
$$I_k(\theta) \propto e^{-\frac{2\pi^2 w^2 (\sin(\theta))^2}{\lambda^2}} \left( \frac{\sin\left(\frac{N}{2}\left(\frac{2\pi p}{\lambda} \sin(\theta) + \frac{k\pi}{N+1}\right)\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}\left(\frac{2\pi p}{\lambda} \sin(\theta) + \frac{k\pi}{N+1}\right)\right)} - (-1)^k \frac{\sin\left(\frac{N}{2}\left(\frac{2\pi p}{\lambda} \sin(\theta) - \frac{k\pi}{N+1}\right)\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}\left(\frac{2\pi p}{\lambda} \sin(\theta) - \frac{k\pi}{N+1}\right)\right)} \right)^2 \quad (\text{II-12})$$

A titre d'exemple, la Figure II-6 montre les profils en champ proche et champ lointain des modes en phase et hors phase d'une barrette de 10 émetteurs monomodes gaussiens de largeur à  $1/e^2$  :  $2w = 30 \mu\text{m}$  au pas de  $100 \mu\text{m}$ .

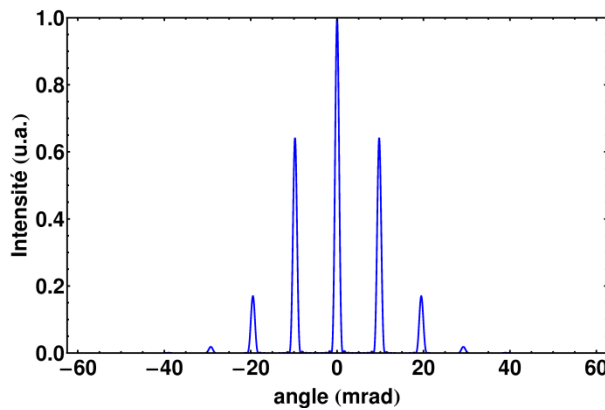
<sup>1</sup> Les champs lointains de l'ensemble des modes propres de cette barrette sont tracés en Annexe 4.



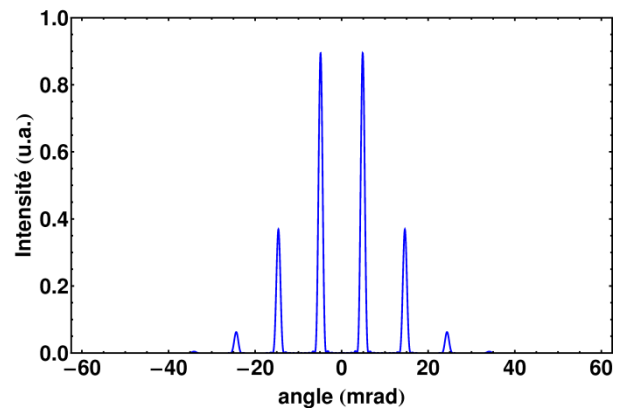
Champ proche du mode en phase (n=1)



Champ proche du mode hors phase (n=10)



Champ lointain du mode en phase (n=1)



Champ lointain du mode hors phase (n=10)

**Figure II-6 : Profils de champ proche et champ lointain des modes en phase et hors phase d'une barrette de 10 émetteurs gaussien de largeur  $2w = 30 \mu\text{m}$  au pas de  $100 \mu\text{m}$ .**

## II.2.b Description du modèle

### II.2.b.i Hypothèses de départ

Considérons une barrette de  $N$  émetteurs en cavité externe (cf. Figure II-7). Afin de simplifier le modèle, nous supposons que les émetteurs sont tous identiques c'est-à-dire qu'un faisceau laser qui se propage dans l'un de ces émetteurs voit le même gain linéique  $g$ , défini sur la puissance laser, ainsi que le même déphasage  $\varphi$ . On suppose également que le champ en sortie de chaque émetteur a un profil gaussien et que ce profil ne subit aucune déformation en se propageant dans le guide. Le retour de la cavité externe est modélisé par un miroir dont le coefficient de réflexion en amplitude est  $r$ . La face arrière de la barrette joue le rôle de deuxième miroir de la cavité et possède un coefficient de réflexion en amplitude  $r_0$ .



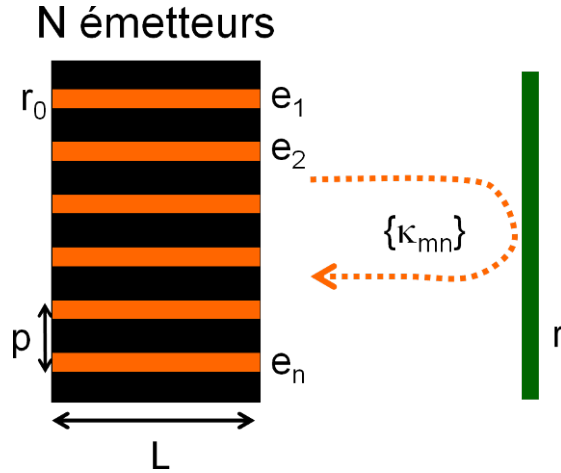


Figure II-7 : Définition des paramètres utilisés dans le modèle de cavité externe.

### II.2.b.ii Détermination des modes

Les amplitudes en sortie de chaque émetteur sur l'ensemble de la barrette peuvent s'écrire sous forme vectorielle de la manière suivante :

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} e_1 \\ e_2 \\ \vdots \\ e_N \end{pmatrix} \quad (\text{II-13})$$

où  $e_n$  est l'amplitude complexe du champ en sortie de l'émetteur  $n$ . Les modes pouvant osciller dans la cavité sont les profils d'amplitude qui sont identiques à eux-mêmes sur un aller-retour dans la cavité laser. Ils doivent donc répondre à l'équation suivante [Mehuys 91]:

$$r_0 r e^{2i\varphi} e^{2gL} \{ \kappa_{mn} \} \times \vec{E} = \vec{E} \quad (\text{II-14})$$

Dans cette équation,  $L$  est la longueur des guides d'onde en semiconducteur et  $\{ \kappa_{mn} \}$  représente la matrice de couplage de la cavité externe. Il s'agit d'une matrice carrée de taille  $N \times N$  dont le coefficient de coordonnées  $(m,n)$  est le taux de couplage de l'émetteur  $n$  vers l'émetteur  $m$  défini comme le recouvrement entre le champ optique émis par l'émetteur  $m$  avec celui provenant de l'émetteur  $n$  et renvoyé par la cavité externe :

$$\kappa_{mn} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} e_m^*(x) \times C[e_n](x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} e_m^*(x) \times e_m(x) dx} \quad (\text{II-15})$$

L'opérateur  $C[e_n]$  modélise le retour induit par la cavité externe pour l'émetteur  $n$  et prend en compte la diffraction en espace libre et/ou les fonctions de filtrage spatial ou angulaire que l'on peut ajouter dans la cavité.

Les solutions de l'équation (II-14) sont les vecteurs propres de la matrice de couplage. Pour une barrette de  $N$  émetteurs, il y a bien  $N$  modes propres. Les valeurs propres correspondantes définissent les coefficients de réflexion équivalents de la cavité externe pour les modes propres considérés. On peut ainsi déterminer le gain linéique au seuil de chacun des modes :

$$g_k = \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{r_0 r |\gamma_k|} \right) \quad (\text{II-16})$$

où  $\gamma_k$  est la valeur propre du mode  $k$ . Le mode qui a la plus forte valeur propre a le seuil le plus bas, il sera donc privilégié par la cavité.

Dans le cas particulier du couplage évanescent (§I.3.c.iii) où le couplage ne se fait qu'entre émetteurs adjacents, la matrice de couplage est une matrice tridiagonale de la forme suivante :

$$\{\kappa_{mn}\} = \begin{pmatrix} \kappa & \kappa' & 0 & \dots & 0 \\ \kappa' & \kappa & \kappa' & \ddots & \vdots \\ 0 & \kappa' & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \kappa' \\ 0 & \dots & 0 & \kappa' & \kappa \end{pmatrix} \quad (\text{II-17})$$

où  $\kappa'$  est le coefficient de couplage entre deux émetteurs adjacents. Il existe alors une solution analytique pour le profil des modes propres et l'on retrouve les profils sinusoidaux donnés dans l'équation (II-11).

Dans le cas général, il n'existe *a priori* pas de solution analytique et la détermination des profils de modes propres doit se faire à l'aide d'outils numériques.

## II.2.c Cas d'une cavité Talbot

### II.2.c.i Détermination de l'opérateur cavité externe

Nous allons appliquer le modèle précédent à une cavité externe basée sur l'effet Talbot (cf. chapitre I : §I.3.c.iii) de manière à déterminer son comportement modal. Cela correspond à une configuration qui a fait l'objet d'une étude expérimentale approfondie dans cette thèse. Pour cela, nous considérons la cavité externe présentée sur la Figure II-8. Un miroir est placé à une distance  $L_{\text{ext}}$  de la barrette et incliné d'un angle  $\alpha$ . Les émetteurs ont des profils gaussiens, de largeur  $2w$  et sont espacés de  $p$ .

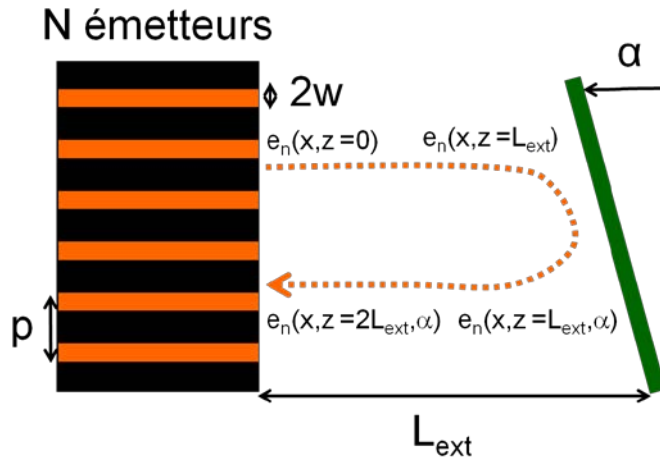


Figure II-8 : Paramètres considérés pour la modélisation de la cavité Talbot.

L'opérateur  $C$  « cavité externe » dans ce cas consiste en la propagation en espace libre sur une distance  $2L_{\text{ext}}$  en prenant en compte le déphasage linéaire induit

par l'inclinaison du miroir. En se plaçant dans l'approximation de Fresnel, le propagateur sur une distance  $z$  s'écrit [Goodman]:

$$H(z, \sigma) = e^{ikz\sqrt{1-\lambda^2\sigma^2}} \quad (\text{II-18})$$

où  $\sigma$  représente la fréquence spatiale dans l'espace de Fourier. Le déphasage linéaire introduit par le miroir incliné s'écrit  $\frac{2\pi}{\lambda} x \tan(2\alpha)$ . Si on procède par étapes, les différents termes de la Figure II-8 s'expriment comme :

$$\begin{aligned} e_n(x, z = L_{ext}) &= \int_{-\infty}^{+\infty} H(L_{ext}, \sigma) \tilde{e}_n(\sigma, z = 0) \times e^{2i\pi x \sigma} d\sigma \\ e_n(x, z = L_{ext}, \alpha) &= e_n(x, z = L_{ext}) e^{i\frac{2\pi}{\lambda} x \tan(2\alpha)} \\ e_n(x, z = 2L_{ext}, \alpha) &= \int_{-\infty}^{+\infty} H(L_{ext}, \sigma) \tilde{e}_n(\sigma, z = L_{ext}, \alpha) \times e^{2i\pi x \sigma} d\sigma = C[e_n](x) \end{aligned} \quad (\text{II-19})$$

où  $\tilde{e}_n(\sigma, z)$  représente la transformée de Fourier du champ  $e_n(x, z)$  considéré définie comme :

$$\tilde{e}_n(\sigma, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} e_n(x, z) e^{-2i\pi x \sigma} dx \quad (\text{II-20})$$

Dans le cas où l'angle  $\alpha$  est nul et en considérant des émetteurs gaussiens, on peut trouver une expression analytique pour les coefficients de la matrice de couplage de la cavité externe [Mehuys 91]<sup>1</sup>:

$$\kappa_{mn} = \frac{e^{2ikL_{ext}}}{\sqrt{1 + i\frac{\lambda L_{ext}}{\pi w^2}}} e^{-\frac{(p(m-n)/2w)^2}{1 - i\frac{\lambda L_{ext}}{\pi w^2}}} \quad (\text{II-21})$$

On retrouve une expression similaire à la matrice (II-17), si ce n'est que le couplage n'est plus limité à celui entre deux émetteurs adjacents. Cependant, plus les émetteurs sont éloignés ( $|m-n|$  augmente), plus le couplage devient faible.

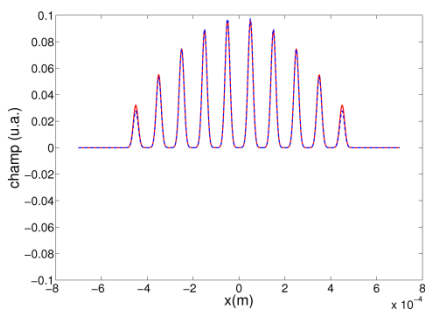
### II.2.c.ii Détermination des modes de la cavité

D'après les équations précédentes, les profils des modes que l'on obtient dépendent de la longueur de la cavité externe. Ils ne sont donc *a priori* pas exactement identiques à ceux donnés par la formule (II-11). Ils ont cependant des allures très proches.

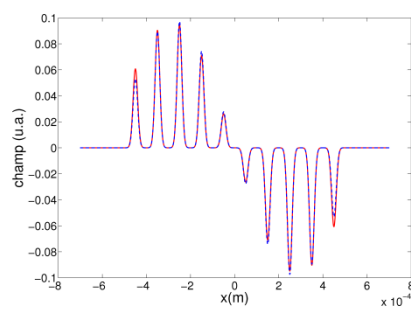
Pour vérifier cela, nous avons déterminé les modes de la cavité dans la configuration que nous souhaitons réaliser. Il s'agit d'une barrette de 10 émetteurs gaussiens de largeur  $2w = 30 \mu\text{m}$  espacés de  $p = 100 \mu\text{m}$  émettant à  $\lambda = 976 \text{ nm}$ . La longueur de la cavité externe vaut  $2L_{ext} = Z_T/2 = 10 \text{ mm}$  et le miroir est incliné d'un angle  $\alpha = \lambda/2p = 0,3^\circ$ . Les champs proches de ces modes sont représentés sur la Figure II-9 en comparaison avec ceux donnés par la formule (II-11). Malgré quelques

<sup>1</sup> La matrice de couplage a la particularité d'avoir, selon chaque diagonale, des coefficients égaux. En effet  $\kappa_{mn}$  dépend uniquement de la différence  $(m-n)$ . En mathématiques, ce type de matrice se nomme matrice de Toeplitz.

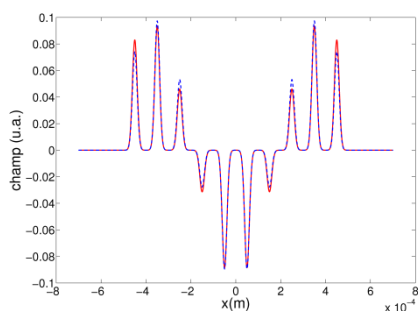
différences d'amplitude sur certains émetteurs, les allures des différents modes sont identiques. Il est donc possible d'approximer les modes de notre cavité laser, sans faire trop d'erreurs, par la formule (II-11).



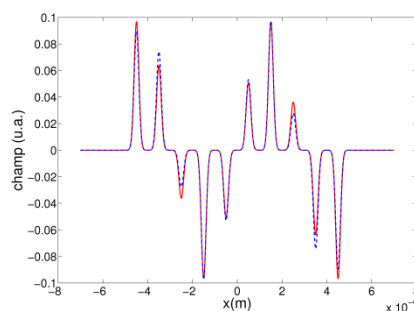
mode 1



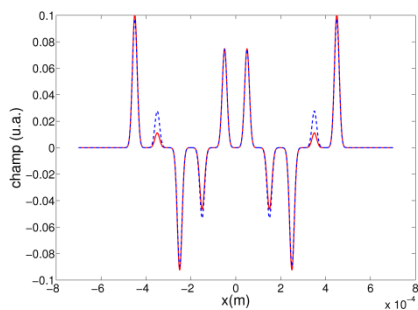
mode 2



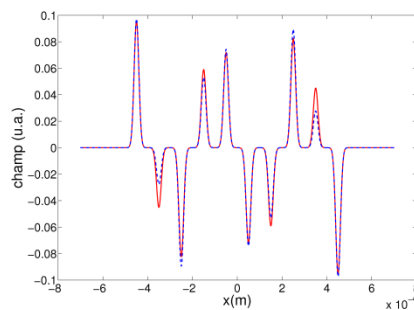
mode 3



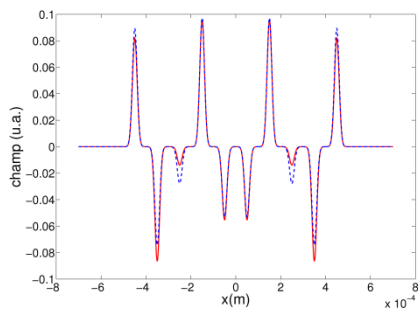
mode 4



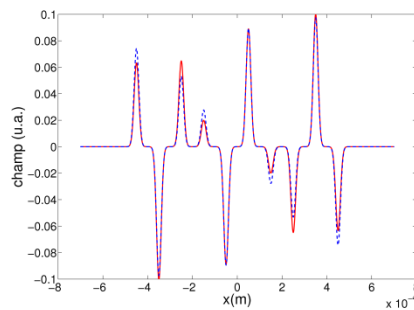
mode 5



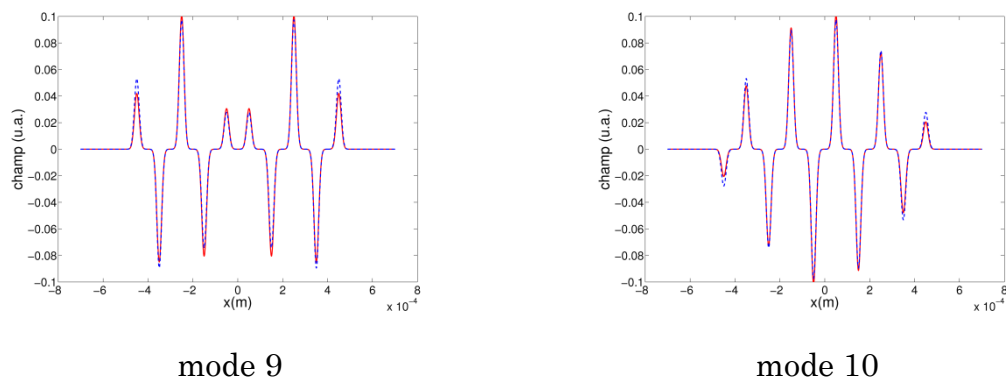
mode 6



mode 7

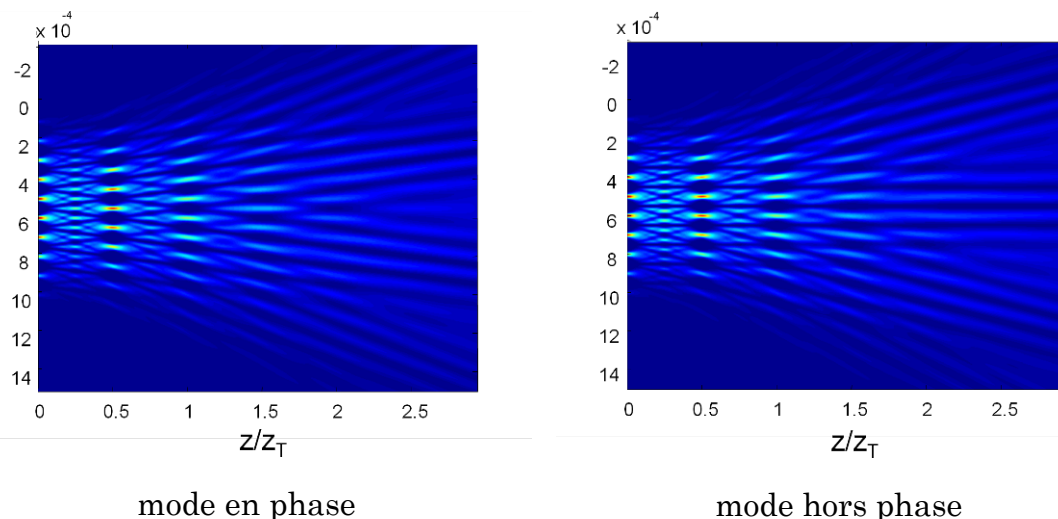


mode 8



**Figure II-9 : Profils en champ proche des 10 modes d'une barrette de 10 émetteurs gaussiens ( $2w = 30 \mu\text{m}$ ,  $p = 100 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 976 \text{ nm}$ ). Rouge, trait plein : modes de la cavité Talbot ( $2L_{\text{ext}} = Z_T/2 = 10,2 \text{ mm}$ ,  $\alpha = \lambda/2p = 0.3^\circ$ ) – bleu, pointillé : modes dans le cas d'un couplage adjacent.**

### II.2.c.iii Mise en évidence de l'effet Talbot



**Figure II-10 : Carte d'intensité de la propagation en champ proche des modes en phase (gauche) et hors phase (droite) d'une barrette de 10 diodes laser ( $2w = 30 \mu\text{m}$ ,  $p = 100 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 976 \text{ nm}$ ,  $Z_T = 20,4 \text{ mm}$ ).**

La Figure II-10 montre la propagation des modes en phase et hors phase en champ proche pour la même barrette de 10 émetteurs que précédemment. On constate que l'on retrouve les mêmes auto-images dues à l'effet Talbot malgré le nombre fini d'émetteurs. En effet, on peut observer de nouvelles images du mode en phase en  $Z_T$ ,  $2Z_T$ , etc. De même le mode hors phase se réimage lui aussi en  $Z_T$ . A la demi-distance Talbot, on retrouve également une image décalée du mode en phase et une image non décalée pour le mode hors phase. On a donc bien une discrimination spatiale maximale entre ces deux modes à cet endroit.

Cependant, on observe une rapide atténuation des auto-images qui fait qu'à partir d'une distance de propagation d'environ  $3Z_T$ , on n'observe quasiment plus d'images. Cette atténuation est due au caractère fini de la barrette de diodes laser. Il y a en effet des pertes sur les bords qui sont simplement dues à la diffraction. Ces pertes sont matérialisées par les images parasites supplémentaires que l'on observe sur les bords. Ces pertes sont évaluées, dans ce cas, à environ 15 % pour l'image

observée à  $Z_T$  et de plus de 30 % pour l'image observée à  $2Z_T$ . Cela signifie que pour conserver une forte efficacité de couplage, la longueur de la cavité Talbot ne doit pas dépasser  $Z_T$ .

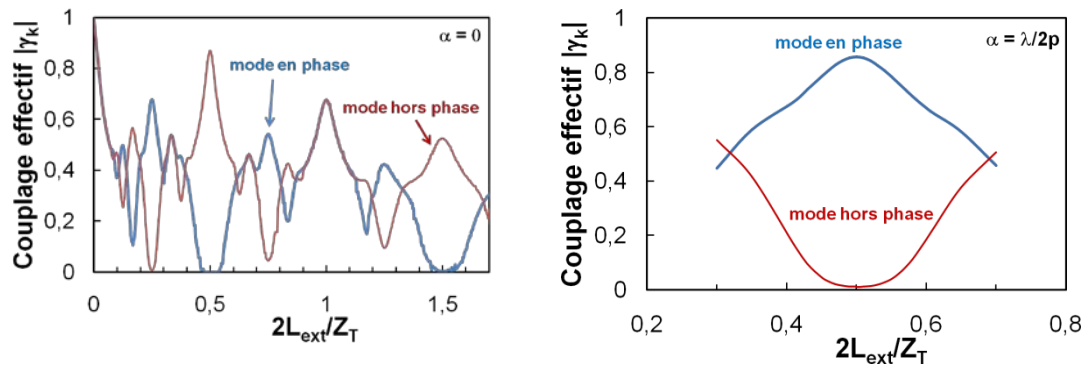
#### II.2.c.iv Discrimination modale

Nous avons utilisé le modèle du paragraphe II.2.c.i afin de déterminer la discrimination entre les modes dans notre configuration de cavité Talbot. Ici, nous nous intéressons uniquement aux différences de couplage relatif entre les modes. Le coefficient de réflexion du miroir de la cavité externe n'a aucune influence sur les différences de couplage relatives entre les modes, ni sur les profils de ces modes puisqu'il agit uniquement sur le retour global de la cavité externe et à la même influence sur chaque mode. Dans la suite afin de simplifier le modèle, nous avons supposé des coefficients de réflexion égaux à 1 pour les miroirs de la cavité laser ( $r_0 = r = 1$ ). En pratique, il faut prendre en compte les coefficients de réflexion des miroirs de la cavité pour évaluer le seuil laser de chaque mode (cf. équation (II-14)).

La Figure II-11 présente l'évolution du couplage effectif des modes en phase et hors phase en fonction de la longueur de la cavité externe. Rappelons que ce couplage effectif est donné par le module de la valeur propre du mode considéré ( $|\gamma_k|$ ). On compare les cas où le miroir de sortie est incliné (droite) et celui où il n'est pas incliné (gauche).

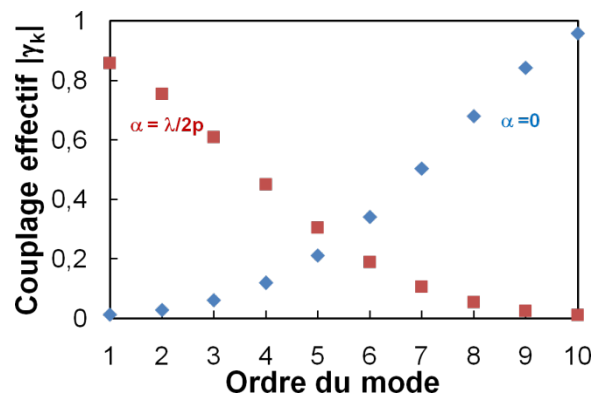
Dans le cas où le miroir est droit, pour une longueur totale de cavité égale à la distance Talbot, les deux modes ont exactement le même taux de couplage. Ils ont donc exactement le même seuil laser et vont être en forte compétition et rendre la cavité instable. A l'inverse, pour une longueur totale de cavité égale à  $Z_T/2$ , la discrimination entre les modes est maximale. Le mode en phase a un couplage nul tandis que le mode hors phase a un couplage maximal. On retrouve donc ici les propriétés d'auto-imagerie de ces deux modes par effet Talbot (cf. Figure II-10), chaque mode étant imagé avec un décalage l'un par rapport à l'autre. Pour une longueur de cavité de  $3Z_T/2$ , on réobtient de nouveau une forte discrimination entre les deux modes, cependant le taux de couplage est moins élevé.

Lorsque l'on incline le miroir de sortie de  $\lambda/2p$ , on inverse la discrimination entre les 2 modes. Le mode en phase a un couplage maximal pour  $2L_{\text{ext}} = Z_T/2$  tandis que celui du mode hors phase est nul. Il faut noter que le taux de couplage diminue légèrement. Il est en effet de 92 % pour le mode hors phase dans le cas  $\alpha = 0$  et de 86 % pour le mode en phase dans le cas  $\alpha = \lambda/2p$  à  $2L_{\text{ext}} = Z_T/2$ . Le fait d'introduire une asymétrie dans la cavité en inclinant le miroir introduit donc des pertes supplémentaires mais qui restent raisonnables. Notre configuration permet donc bien de sélectionner le mode en phase par rapport au mode hors phase tout en assurant un couplage maximal. Rappelons que c'est le mode en phase que nous cherchons à obtenir car il présente en champ lointain un lobe principal contenant la majorité de la puissance laser alors que le mode hors phase est composé de deux lobes excentrés d'intensités égales.



**Figure II-11 : Evolution du couplage effectif pour les modes en phase (bleu) et hors phase (rouge) en fonction de la longueur aller-retour de la cavité externe (normalisée à  $Z_T$ ) – gauche :  $\alpha = 0$ , droite :  $\alpha = \lambda/2p - 2w = 30 \mu\text{m}$ ,  $p = 100 \mu\text{m}$ ,  $N = 10$  émetteurs,  $\lambda = 976 \text{ nm}$ .<sup>1</sup>**

Dans notre configuration, la plus forte compétition modale se fait, en fait, entre le mode en phase et le mode d'ordre 2 (cf. Annexe 4 pour le profil en champ lointain). Ceci est illustré sur la Figure II-12 où les coefficients de couplage effectif de chacun des modes de la cavité sont tracés en fonction de l'angle d'inclinaison du miroir. Le fait d'incliner le miroir d'un angle  $\alpha = \lambda/2p$  permet d'inverser les modes privilégiés par la cavité. La différence de couplage entre les deux modes privilégiés reste cependant du même ordre. Ainsi, dans notre configuration, le mode d'ordre 2 présente un couplage effectif de 75 % ce qui fait une discrimination :  $\gamma_1/\gamma_2 = 1,14$  avec le mode en phase. Le mode suivant est le mode d'ordre 3 avec un couplage d'environ 60%.



**Figure II-12 : Coefficients de couplage effectif des modes de la cavité ; losanges bleus :  $\alpha = 0$ , carrés rouges :  $\alpha = \lambda/2p - 2L_{ext} = Z_T/2$ ,  $2w = 30 \mu\text{m}$ ,  $p = 100 \mu\text{m}$ ,  $N = 10$  émetteurs,  $\lambda = 976 \text{ nm}$ .**

<sup>1</sup> La courbe dans le cas  $\alpha = \lambda/2p$  n'est tracée qu'autour de  $2L_{ext} = 0,5 \times Z_T$  car cet angle est spécifiquement choisi pour forcer le fonctionnement en phase dans le cas où  $2L_{ext} = 0,5 \times Z_T$ .

### II.2.c.v Evaluation de la sensibilité aux réglages

La Figure II-13 – gauche montre l'évolution du couplage effectif des modes en phase (bleu), d'ordre 2 (orange) et d'ordre 3 (vert) en fonction de la longueur de la cavité externe. A partir de cette courbe, on peut évaluer la plage de longueur de cavité externe sur laquelle le fonctionnement en phase est prédominant comme la plage de longueur de cavité externe pour laquelle le couplage du mode en phase est plus élevé que le couplage maximum du mode 2 à  $\Delta(2L_{ext}) = 0,1 \times Z_T \sim 2 \text{ mm}$ . On peut donc estimer une marge de réglage d'environ 20 % sur la longueur de la cavité externe.

De la même manière, la Figure II-13 – droite montre l'évolution du couplage effectif des modes en phase et d'ordre 2 en fonction de l'angle d'inclinaison du miroir. Le mode en phase est prédominant sur une faible gamme d'angles, environ  $0,003^\circ$ , ce qui fait une marge de réglage d'environ 1% sur la position angulaire. Le positionnement angulaire du miroir semble donc être le paramètre le plus critique. Notons que ces résultats sont en très bon accord avec ceux présentés par Glova *et col.* [Glova 96].

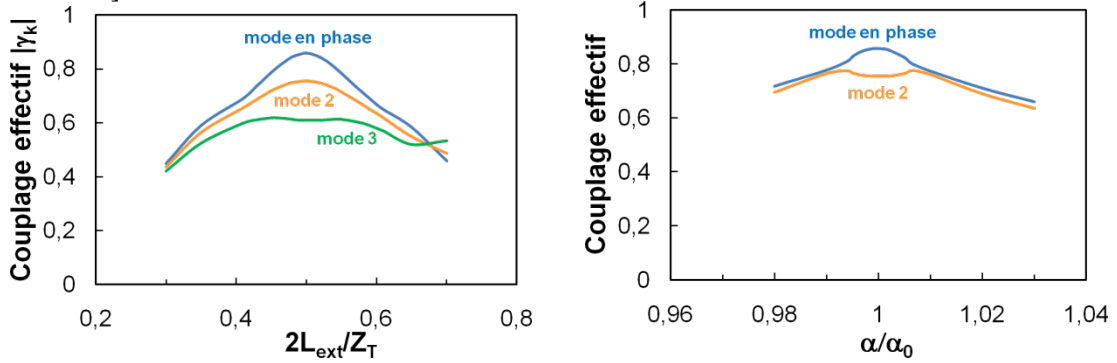


Figure II-13 : gauche : Evolution du couplage effectif en fonction de la longueur de la cavité externe pour les modes en phase (bleu), d'ordre 2 (orange) et d'ordre 3 (vert) –  $\alpha = \lambda/2p$ ,  $2w = 30 \mu\text{m}$ ,  $p = 100 \mu\text{m}$ ,  $N = 10$  émetteurs,  $\lambda = 976 \text{ nm}$ ,  $r_0 = r = 1$ .  
droite : Evolution du couplage effectif en fonction de l'angle d'inclinaison du miroir relativement à  $\alpha_0 = \lambda/2p$ .

### II.2.c.vi Prise en compte du réseau de Bragg

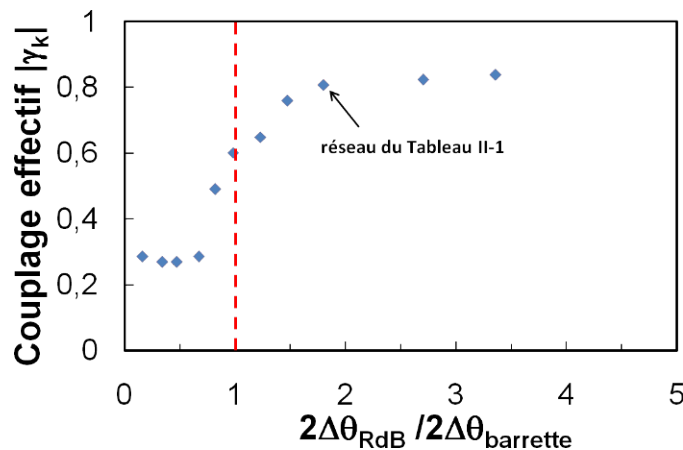
Pour prendre en compte la réflectivité spécifique du réseau de Bragg dans la cavité, il suffit de rajouter dans les équations (II-19), le coefficient de réflexion du réseau de Bragg  $r_{RdB}$  tel que défini dans l'équation (II-2); ce qui donne :

$$\begin{aligned}
 e_n(x, z = L_{ext}) &= \int_{-\infty}^{+\infty} H(L_{ext}, \sigma) \tilde{e}_n(\sigma, z = 0) e^{2i\pi x \sigma} d\sigma \\
 e_n(x, z = L_{ext}, \alpha) &= e_n(x, z = L_{ext}) e^{ikx \tan(2\alpha)} \\
 e_n(x, z = 2L_{ext}, \alpha) &= \int_{-\infty}^{+\infty} r_{RdB}(\lambda, \arcsin(\sigma\lambda) - \alpha) H(L_{ext}, \sigma) \tilde{e}_n(\sigma, z = L_{ext}, \alpha) e^{2i\pi x \sigma} d\sigma \\
 &= C[e_n](x)
 \end{aligned} \tag{II-22}$$

Comme nous l'avons vu dans la première section de ce chapitre, un réseau de Bragg volumique est à la fois un filtre spectral et un filtre angulaire. Utiliser un tel élément dans une cavité Talbot n'est donc pas anodin puisqu'il peut modifier la propagation des faisceaux à l'intérieur de la cavité et donc réduire le couplage entre les émetteurs. Le paramètre critique dans ce cas est l'acceptance angulaire du réseau

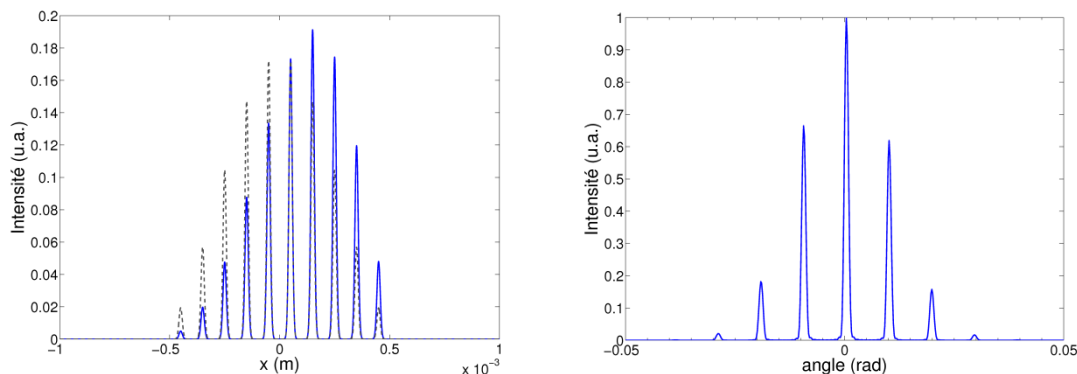


de Bragg volumique. Nous avons tracé sur la Figure II-14 l'évolution du couplage vu par le mode en phase en fonction de l'acceptance angulaire totale à mi-hauteur du réseau de Bragg. On observe clairement sur cette figure que pour conserver un coefficient de couplage élevé, il faut que l'acceptance angulaire du réseau de Bragg volumique soit plus grande que la divergence de la barrette. Pour des acceptances angulaires trop faibles, le couplage est fortement réduit. Il faut donc choisir un réseau de Bragg dont l'acceptance angulaire est au moins égale à la divergence de la barrette de diodes laser. Dans la suite, nous utiliserons le réseau décrit dans le Tableau II-1 dont l'acceptance angulaire totale à mi-hauteur vaut  $2,5^\circ$  ce qui est bien plus grand que la divergence totale à mi-hauteur de la barrette de diodes considérée qui vaut  $1,4^\circ$ .



**Figure II-14 :** Evolution du couplage pour le mode en phase en fonction de l'acceptance angulaire totale à mi-hauteur du réseau de Bragg –  $\alpha = \lambda/2p$ ,  $2w = 30 \mu\text{m}$ ,  $p = 100 \mu\text{m}$ ,  $N = 10$  émetteurs,  $\lambda = 976 \text{ nm}$ . L'abscisse est normalisée par rapport à la divergence totale à mi-hauteur de la barrette ( $1,4^\circ$ ).

Nous avons également calculé le profil du mode en phase que l'on obtient avec le réseau de Bragg du Tableau II-1 pour refermer la cavité. Les profils d'intensité en champ proche sont tracés sur la Figure II-15 – gauche. Le réseau de Bragg a un effet non négligeable sur le profil en champ proche. Il introduit, en effet, du fait de son inclinaison une forte asymétrie. Cependant, cette asymétrie n'a que très peu d'incidence sur le profil en champ lointain (Figure II-15 – droite) qui reste très similaire à celui obtenu avec un miroir. En effet, les émetteurs étant en phase les positions des franges d'interférences ne sont pas modifiées. Le réseau de Bragg aura donc peu d'influence par rapport au miroir dans la perspective d'amélioration de la luminance spatiale.



**Figure II-15 :** gauche : Comparaison des champs proches des modes en phase obtenus avec un miroir (gris, pointillé) et le réseau de Bragg du Tableau II-1 (bleu,

plein) –  $\alpha = \lambda/2p$ ,  $2w = 30 \mu\text{m}$ ,  $p = 100 \mu\text{m}$ ,  $N = 10$  émetteurs,  $\lambda = 976 \text{ nm}$ .  
 droite : Champ lointain du mode en phase obtenu avec le réseau de Bragg.

L'évolution du couplage effectif en fonction de la longueur de cavité avec le réseau de Bragg est présentée sur la Figure II-16. Les valeurs ont été normalisées par le coefficient de réflexion maximal du réseau pour pouvoir faciliter la comparaison avec les coefficients obtenus avec un miroir  $r=1$ . Le couplage maximum est obtenu pour une longueur aller-retour de cavité de  $0,55 \times Z_T$ . Cette modification de la distance Talbot est due au fait que la réflexion du réseau de Bragg est répartie à l'intérieur de l'épaisseur du réseau qui ajoute une phase à l'onde réfléchie. Il faut donc modifier légèrement la longueur de cavité pour retrouver le maximum de couplage.

On obtient un couplage maximum de 80 % pour le mode en phase, ce qui est légèrement inférieur aux 85 % obtenus avec un miroir mais reste suffisamment élevé pour ne pas trop modifier le seuil laser. La plage de fonctionnement du mode hors phase par rapport au mode d'ordre 2 en fonction de la longueur de la cavité externe reste également du même ordre de grandeur que précédemment. La discrimination entre les deux modes diminue avec le réseau de Bragg ; on passe de 1,14 à 1,11 pour  $\gamma_2/\gamma_1$ . Le réseau de Bragg volumique, s'il est bien choisi, modifie donc peu les caractéristiques de la cavité tout en jouant pleinement son rôle de filtrage spectral.

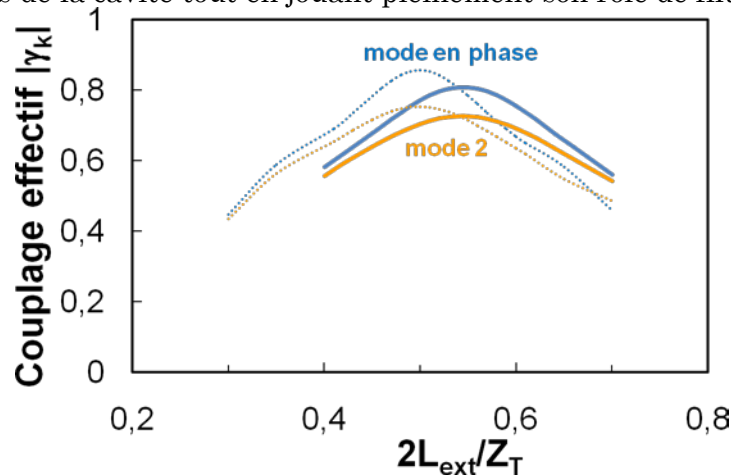


Figure II-16 : Evolution du couplage effectif en fonction de la longueur de la cavité externe pour les modes en phase (bleu), d'ordre 2 (orange) obtenus avec le réseau de Bragg défini au Tableau II-1 (traits pleins) ou un miroir plan (pointillés) –  $\alpha = \lambda/2p$ ,  $2w = 30 \mu\text{m}$ ,  $p = 100 \mu\text{m}$ ,  $N = 10$  émetteurs,  $\lambda = 976 \text{ nm}$ .

#### II.2.d Cas du filtrage angulaire intra-cavité

De la même manière que précédemment, nous allons, dans cette section, étudier le comportement modal de la cavité avec filtrage angulaire qui a été brièvement décrite à la fin du chapitre précédent (Figure I-41). L'objectif est d'effectuer un couplage angulairement sélectif entre les émetteurs de manière à sélectionner l'un des modes de la barrette (Figure II-17). Un miroir réfléchit la lumière émise par la barrette dans la direction  $\theta_0$  sur une largeur  $2\delta\theta$ . C'est le mode de la barrette dont le profil en champ lointain possède le meilleur recouvrement avec le filtre angulaire qui est favorisé par la cavité externe. La largeur angulaire du filtre est également choisie pour que la cavité ne favorise qu'un seul mode. *A priori*, le filtre doit donc avoir la même largeur que la limite de diffraction de la barrette à savoir  $\lambda/Np$ , ce qui correspond à la largeur d'un pic d'interférences (cf Chapitre 1 : §I.3.c.i). Dans la suite, nous étudions le comportement d'une telle cavité d'abord dans

un cas simple avec seulement un miroir réfléchissant 100 %, puis en prenant en compte le filtrage spécifique effectué par le réseau de Bragg.

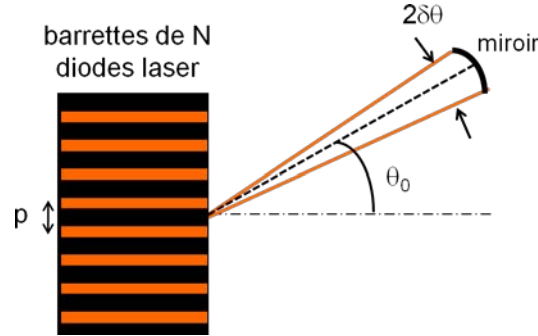


Figure II-17 : Schéma de principe du filtrage angulaire et définition des paramètres de filtrage ( $\theta_0$ ,  $2\delta\theta$ ).

### II.2.d.i Détermination de l'opérateur cavité externe

Dans un premier temps, nous considérons un miroir réfléchissant 100 %. Nous modélisons simplement ce filtrage angulaire comme une porte ne réfléchissant que les angles autour de  $\theta_0$  avec une largeur totale  $2\delta\theta$  :

$$r(\theta) = \begin{cases} 1 & \theta_0 - \delta\theta \leq \theta \leq \theta_0 + \delta\theta \\ 0 & \theta < \theta_0 - \delta\theta \text{ ou } \theta > \theta_0 + \delta\theta \end{cases} \quad (\text{II-23})$$

Ainsi, l'opérateur cavité est simplement donné par :

$$C[e_n](x) = \int_{-\infty}^{+\infty} r(\arcsin(\lambda\sigma)) \times \tilde{e}_n(\sigma) e^{2i\pi x\sigma} d\sigma \quad (\text{II-24})$$

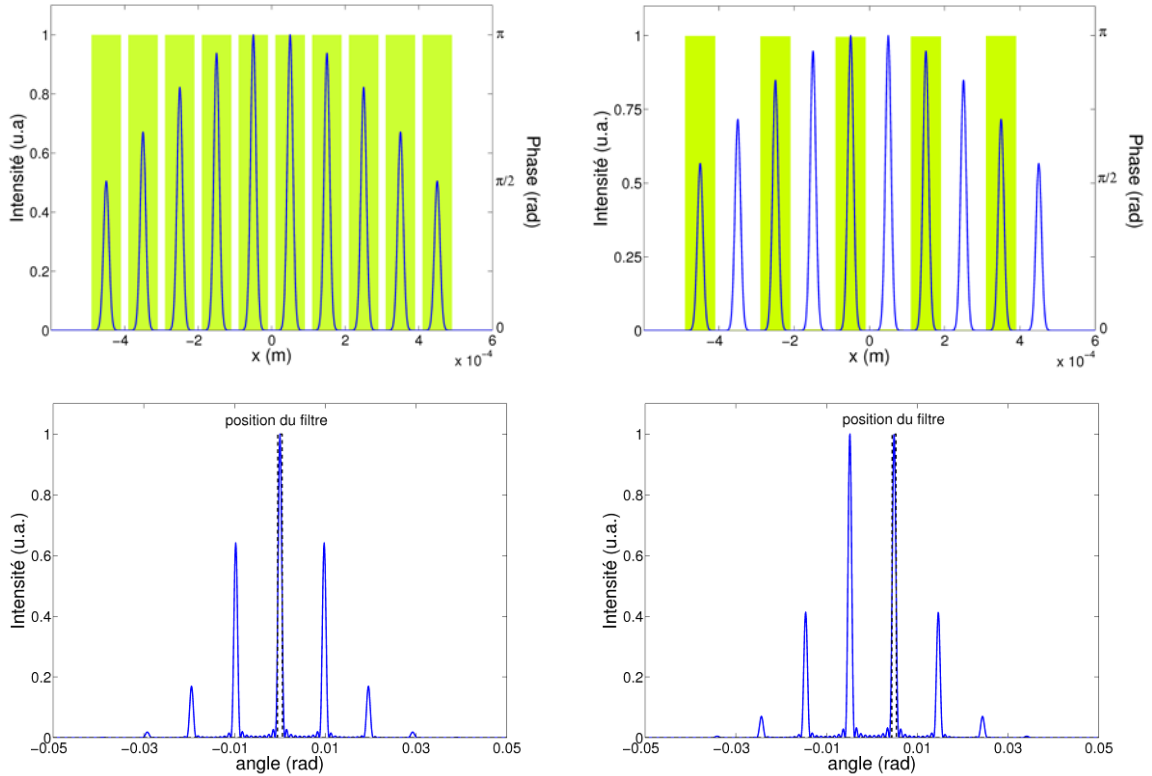
ce qui revient à ne considérer que certaines composantes du spectre angulaire pour le retour effectué par la cavité externe<sup>1</sup>.

### II.2.d.ii Sélection des modes de la cavité

Nous nous sommes tout d'abord intéressés aux modes privilégiés par la cavité en fonction de la position d'un filtre angulaire de largeur  $2\delta\theta = \lambda/Np$  pour la même barrette que précédemment ( $2w = 30\mu\text{m}$ ,  $p = 100\mu\text{m}$ ,  $N = 10$  émetteurs,  $\lambda = 976\text{ nm}$ ). Nous avons pour cela suivi la même démarche que précédemment, à savoir, rechercher les modes propres de l'équation (II-14) dans le cas considéré. Lorsque le filtre est situé sur l'axe optique,  $\theta_0 = 0$ , c'est le mode en phase qui a le couplage le plus élevé. En effet, le mode en phase étant le seul mode ayant un pic en  $\theta_0 = 0$ , c'est lui qui a le meilleur recouvrement avec le filtre et c'est donc lui qui a le couplage le plus fort (30 %). À l'inverse, lorsque le filtre est positionné en  $\theta_0 = \lambda/2p$ , c'est-à-dire dans la direction de l'un des pics principaux du mode hors phase, comme attendu, c'est le mode hors phase qui a le plus fort couplage (25%). Les profils en champs proche et lointain de ces modes sont montrés sur la Figure II-18. Ils sont similaires à ceux que l'on obtient dans une cavité Talbot (Figure II-15 – droite). Le couplage

<sup>1</sup> Notons que ce modèle décrit également le filtrage angulaire dans le plan de Fourier comme pour la cavité réalisée par Chang-Hasnain *et col.* qui a été mentionnée au chapitre 1 (§I.3.c.iv) [Chang-Hasnain 87], à ceci près que l'on considère ici des émetteurs monomodes.

effectif est cependant plus faible. Il est en effet dans ce cas d'environ 30 % pour les deux modes à comparer avec les 80 % obtenus avec la cavité Talbot.



$$\theta_0 = 0, 2\delta\theta = 1 \text{ mrad} \sim \lambda/10p$$

$$\theta_0 = 5 \text{ mrad} \sim \lambda/2p, 2\delta\theta = 1 \text{ mrad} \sim \lambda/10p$$

**Figure II-18 : haut – Intensité (trait bleu) et phase (rectangle vert) des profils en champ proche des modes de plus fort couplage (gauche : mode en phase, droite : mode hors phase)**

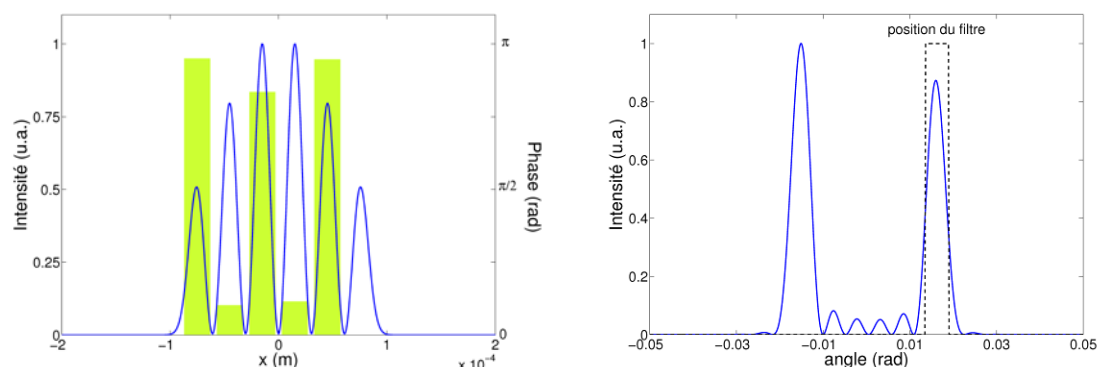
**bas – Champs lointains des modes de plus fort couplage et position du filtre**

–  $2w = 30 \mu\text{m}$ ,  $p = 100 \mu\text{m}$ ,  $N = 10$  émetteurs,  $\lambda = 976 \text{ nm}$ ,  $2\delta\theta = 1 \text{ mrad} \sim \lambda/Np$ .

Nous avons également déterminé les modes de la cavité ainsi que leur couplage effectif dans un cas particulier avec une barrette différente, ayant la spécificité d'avoir un taux de remplissage de 100%, à savoir :  $2w = 30 \mu\text{m}$ ,  $p = 30 \mu\text{m}$ ,  $N = 6$  émetteurs, ce qui correspond à la configuration étudiée expérimentalement. Le facteur de remplissage,  $2w/p$ , étant égal à 100%, le mode hors phase est constitué de seulement deux lobes en champ lointain situés à  $\pm\lambda/2p$ . Cette barrette est donc particulièrement adaptée dans la perspective d'obtenir un faisceau monolobe limité par diffraction. En effet, en sélectionnant le mode hors phase avec le filtre angulaire placé dans la direction  $\theta_0 = \lambda/2p = 16 \text{ mrad}$ , on obtient directement un faisceau monolobe dans la direction  $-\lambda/2p$ , de largeur environ  $\lambda/Np$ .

La Figure II-19 – gauche montre le mode qui reçoit le plus fort couplage dans ce cas avec un filtre de largeur  $2\delta\theta = 6 \text{ mrad}$ . En champ proche, malgré quelques variations, les émetteurs présentent un déphasage d'environ  $\pi$  un à un; il s'agit bien du mode hors-phase. Le profil d'intensité est quant à lui symétrique avec un maximum au centre de la barrette. Le champ lointain est composé comme attendu de deux lobes principaux situés en  $\pm\lambda/2p$ . On observe cependant une asymétrie entre ces deux lobes, probablement liée aux disparités de déphasage. La principale raison à cela réside dans le fait que le retour induit par la cavité externe n'est pas symétrique. Le miroir ne réfléchissant que l'un de ces deux lobes, le profil angulaire

du faisceau en sortie de la cavité externe est dans les faits constitué d'un seul lobe dont la largeur de 6 mrad correspond à la limite de diffraction de la barrette.



**Figure II-19 : gauche : intensité (trait bleu) et phase (rectangle vert) du mode hors phase en champ proche.**

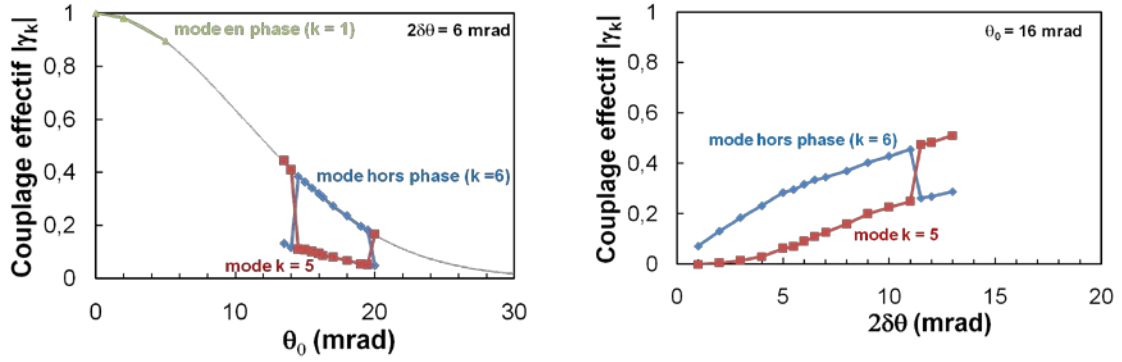
**droite : champ lointain du mode hors phase et position du filtre –  $N = 6$  émetteurs,  $2w = 30\mu\text{m}$ ,  $p = 30\mu\text{m}$ ,  $\lambda = 976\text{ nm}$ ,  $\theta_0 = 16\text{ mrad}$ ,  $2\delta\theta = 6\text{ mrad}$ .**

### II.2.d.i Discrimination modale

La Figure II-20 montre l'évolution du couplage effectif  $|\gamma_k|$  en fonction de la position angulaire du filtre (gauche) ainsi que la largeur du filtre (droite). En fonction de la position angulaire du miroir, le couplage maximal suit une évolution gaussienne qui correspond au profil angulaire incohérent de l'émission de la barrette. En effet, il est évident que pour une position angulaire donnée du filtre, on ne peut pas espérer renvoyer plus que ce qui est effectivement émis dans cette direction. En déplaçant le filtre, on parcourt en fait le profil angulaire d'émission de la barrette. Comme précédemment, lorsque l'on positionne le filtre sur l'axe optique, c'est le mode en phase qui voit le couplage le plus élevé. Autour de l'angle  $\theta_0 = \lambda/2p$ , les deux modes ayant le couplage le plus élevé sont le mode hors phase ( $k = N$ ) et le mode d'ordre 5 ( $k = N-1$ ). La plage angulaire sur laquelle on peut obtenir le mode hors phase est évaluée à 5 mrad.

La largeur du filtre a également de l'importance (Figure II-20 – droite). Pour un filtre de largeur trop faible, on renvoie trop peu de lumière pour espérer avoir un couplage efficace et on ne peut obtenir d'émission laser en cavité externe. À l'inverse pour un filtrage trop large, la discrimination entre les modes diminue car plusieurs modes transverses ont alors un recouvrement non nul avec le miroir<sup>1</sup>. La largeur angulaire maximale admissible pour favoriser le mode hors phase est évaluée à 11 mrad, ce qui correspond globalement à la largeur angulaire totale du lobe selon lequel on effectue le filtrage. La largeur qui permet d'avoir une discrimination maximale  $\gamma_6/\gamma_5$  d'environ 3,4 pour le mode hors phase se situe autour de 6 mrad ; ce qui est très proche de la limite de diffraction.

<sup>1</sup> cf. annexe pour les profils en champ lointain des modes propres de cette barrette.



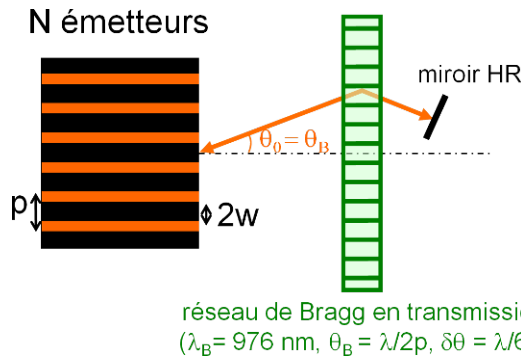
**Figure II-20 : gauche – Evolution du couplage des modes de la cavité en fonction de la position angulaire du filtre de largeur angulaire  $2\delta\theta = 6$  mrad.**  
**droite – Evolution du couplage des modes de la cavité en fonction de la largeur angulaire du filtre pour  $\theta_0 = \lambda/2p = 16$  mrad –  $N = 6$  émetteurs,  $2w = 30\mu\text{m}$ ,  $p = 30\mu\text{m}$ ,  $\lambda = 976$  nm,  $\theta_0 = 16$  mrad,  $2\delta\theta = 6$  mrad.**

### II.2.d.ii Prise en compte du réseau de Bragg

Expérimentalement, la fonction de filtrage angulaire a été réalisée par un réseau de Bragg en transmission en profitant de la sélectivité angulaire de ces composants. Pour prendre en compte l'effet du réseau de Bragg sur le couplage entre les émetteurs, il convient de réécrire l'opérateur cavité externe en ajoutant le terme de transmission du réseau. De la même manière que précédemment, nous ne prenons pas en compte la propagation des faisceaux à l'intérieur de la cavité mais seulement le filtrage angulaire induit par le réseau de Bragg. Le réseau défini au Tableau II-2 est conçu pour diffracter selon  $\theta_B = \pm 16$  mrad ce qui correspond à  $\pm\lambda/2p$  pour la barrette considérée avec une acceptation angulaire égale à la limite de diffraction de la barrette soit  $\lambda/6p$  (cf. Figure II-21). Afin de ne prendre en compte qu'une seule des deux directions diffractées, nous n'avons considéré que la direction  $\theta_B$  dans la modélisation de la cavité externe, la sortie utile se faisant selon  $-\theta_B$ :

$$C[e_n](x) = \int_0^{+\infty} t_{RdB} t_{RdB}^* (\arcsin(\lambda\sigma)) \times \tilde{e}_n(\sigma) e^{2i\pi x\sigma} d\sigma \quad (\text{II-25})$$

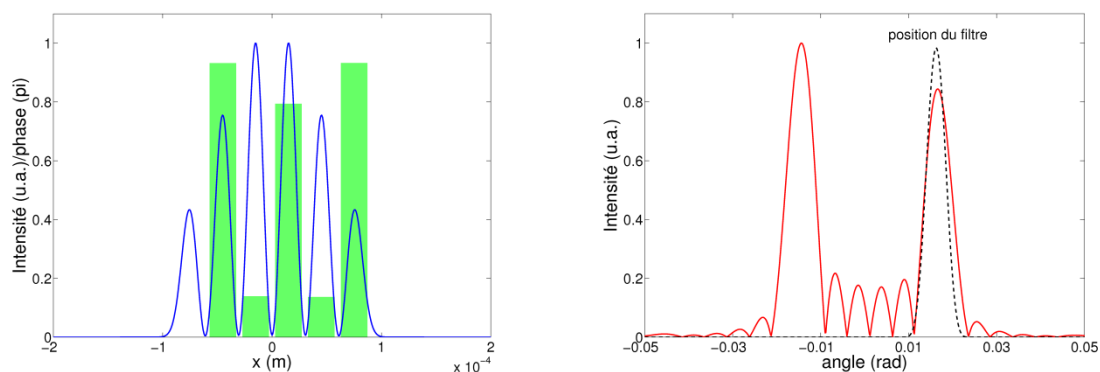
avec  $t_{RdB}$  défini en (II-7).



**Figure II-21 : Schéma de principe du filtrage angulaire avec un réseau de Bragg en transmission utilisé pour les simulations.**

La Figure II-22 montre les profils en champ proche et lointain du mode hors phase que l'on obtient avec le réseau de Bragg défini au Tableau II-2. L'efficacité de

couplage est de 30%, ce qui est du même ordre de grandeur que ce que l'on obtenait avec le filtre angulaire seul. Les profils en champ proche et champ lointain sont également quasiment identiques à ceux obtenus avec le filtre seul. Les variations de déphasage sont cependant un peu plus élevées (de l'ordre de  $0,2 \times \pi$ ). Cela se traduit par des pics parasites entre les deux lobes principaux plus prononcés en champ lointain.



**Figure II-22 : gauche – intensité (trait bleu) et phase normalisée à  $\pi$  (rectangle vert) du mode hors phase en champ proche.**

**droite – champ lointain du mode hors phase et position du filtre –  $N = 6$  émetteurs,  $2w = 30\mu\text{m}$ ,  $p = 30\mu\text{m}$ ,  $\lambda = 976\text{ nm}$ ,  $\theta_0 = 16\text{ mrad}$ , avec le réseau de Bragg en transmission défini dans le Tableau II-2.**

### II.2.e Comparaison cavité Talbot – filtrage angulaire intra-cavité

Dans cette section, deux solutions de mise en phase d'un ensemble de lasers ont été étudiées théoriquement : la cavité Talbot et le filtrage angulaire intra-cavité. Dans le cas de la cavité Talbot, le filtrage s'effectue en champ proche et le mode qui est favorisé par la cavité est celui qui possède le meilleur recouvrement en champ proche avec le retour de la cavité. Dans le cas du filtrage angulaire intra-cavité, il s'agit d'un filtrage en champ lointain.

De manière générale, le filtrage angulaire conduit à des couplages effectifs plus faibles que pour la cavité Talbot qui bénéficie de l'effet d'auto-imagerie. A l'inverse, la discrimination entre les modes est sensiblement plus élevée pour le filtrage angulaire intra-cavité que pour la cavité Talbot. Cette discrimination est liée par la relation (II-14) à l'écart des gains linéiques au seuil entre les deux modes en compétition : nous en déduisons ainsi que le filtrage angulaire facilite une émission sur un seul mode transverse de la barrette, tandis que la sélectivité de la cavité Talbot est moindre. Expérimentalement, nous avons étudié une cavité Talbot avec une barrette de 10 émetteurs au pas de  $100\mu\text{m}$  et le filtrage angulaire avec une barrette de 6 émetteurs avec un taux de remplissage de 100 %. Dans le Tableau II-3, nous résumons les principales caractéristiques de ces deux configurations.

<i>type de cavité</i>	<b>Talbot</b>	<b>filtrage angulaire intra-cavité</b>
<i>filtrage</i>	en champ proche	en champ lointain
<i>barrette considérée</i>	$N = 10, p = 100\mu\text{m}$	$N = 6, p = 30\mu\text{m}$
<i>mode sélectionné</i>	en phase	hors phase
<i>couplage effectif</i>	$\sim 80\%$	$\sim 30\%$
<i>discrimination</i>	$\gamma_1/\gamma_2 \sim 1,1$ $(g_2-g_1)L = 10\%$	$\gamma_6/\gamma_5 \sim 3,4$ $(g_5-g_6)L = 120\%$



**Tableau II-3 : Récapitulatif des principales caractéristiques des configurations étudiées.**

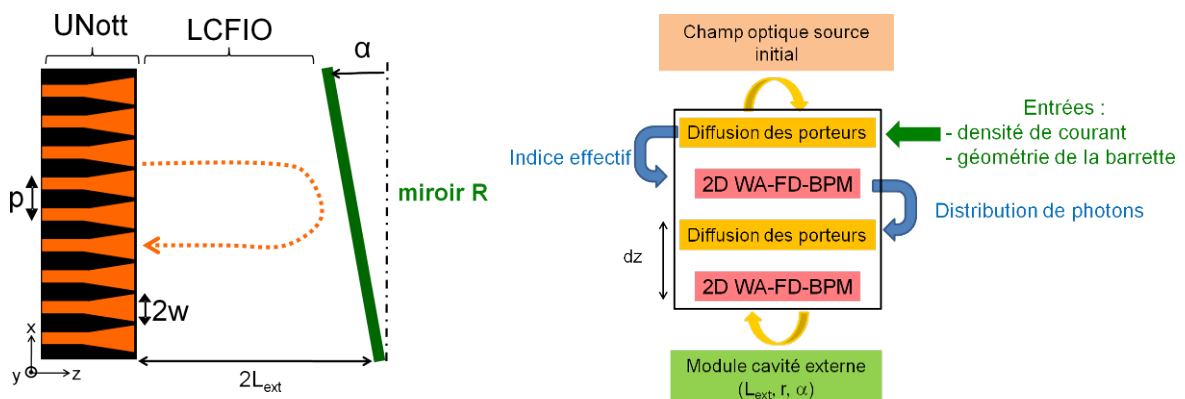
## II.3 Prise en compte de l'amplification dans la barrette de diodes laser pour une cavité Talbot

Dans le cadre du projet [www.Brighter.eu](http://www.Brighter.eu) nous avons eu l'opportunité de travailler en collaboration avec l'équipe du Professeur Eric Larkins de l'Université de Nottingham<sup>1</sup>. Le but de cette collaboration était de modéliser de manière complète le fonctionnement de la cavité Talbot en prenant en compte la propagation et l'amplification à l'intérieur du réseau de diodes laser évasées que nous avons utilisé expérimentalement<sup>2</sup>. Notre travail commun s'est concrétisé par une visite de 10 jours pour faire « tourner les programmes » ensemble.

### II.3.a Description du modèle

Deux modules de propagation ont été réalisés (Figure II-23). Le premier, réalisé par UNott, propage le faisceau lumineux à l'intérieur de la barrette de diodes laser et l'autre, que nous avons réalisé, traite la propagation en espace libre dans la partie externe de la cavité.

Le modèle qui a été développé est basé sur la méthode dite « de Fox & Li » [Fox 61]. Le principe consiste à trouver le mode laser présentant le moins de pertes pour un point de fonctionnement en courant donné. Pour cela, on fait propager une onde « source » de faible amplitude sur plusieurs allers-retours à l'intérieur de la cavité laser jusqu'à ce qu'un état stable en terme de puissance optique et de profil spatial soit atteint. L'état ainsi obtenu est le mode résonnant de la cavité, qui a le gain le plus élevé et qui oscille donc préférentiellement.



**Figure II-23 : gauche – schéma de principe de la cavité simulée  
droite – architecture du programme de simulations de la cavité Talbot.**

#### II.3.a.i Module UNott

Nous avons utilisé une version simplifiée du modèle de propagation de UNott décrit dans [Lim 05; Lim 09]. Ce modèle décrit la propagation du champ optique à l'intérieur de la barrette de diodes laser. Il prend en compte la géométrie évasée des

<sup>1</sup> Pour plus d'informations sur le groupe du Professeur Larkins se référer à : [http://nottingham.ac.uk/eee/research/prfeg\\_intro.php](http://nottingham.ac.uk/eee/research/prfeg_intro.php).

<sup>2</sup> Ces barrettes sont décrites au début du chapitre 3.



guides d'onde ainsi que l'amplification et les pertes subies par l'onde au fur et à mesure de la propagation. Le modèle ne prend pas en compte les effets thermiques et suppose un faisceau polarisé TE. On ne considère également qu'une seule longueur d'onde, ce qui est bien adapté puisqu'en pratique la longueur d'onde d'émission est fixée par le réseau de Bragg (cf. schéma expérimental sur la Figure I-39). Sans entrer dans les détails, je décris dans la suite, les équations essentielles prises en compte dans le modèle.

La propagation dans les guides est régie par l'équation d'onde classique pour le champ électrique :

$$\nabla^2 E + k_0^2 \varepsilon_r E = 0 \quad (\text{II-26})$$

$k_0$  étant le vecteur d'onde du faisceau et  $\varepsilon_r$  la permittivité relative du milieu. Cette équation est résolue en séparant les profils dans la direction  $y$ , d'une part, considérée comme invariante le long des guides, et la direction transverse  $x$  d'autre part. Les solutions recherchées dans le plan  $(x,z)$ , s'écrivent sous la forme de deux ondes contrapropageantes polarisées linéairement. Les variations locales dans le plan  $(x,z)$ , de l'indice effectif et du gain net sont prises en compte. En effet, l'indice effectif  $n_{\text{eff}}(x,z)$  dépend du facteur de recouvrement du mode transverse avec le guide dont la largeur évolue le long des diodes laser évasées. D'autre part, le gain linéique ainsi que les pertes par absorption des porteurs libres dépendent des densités de porteurs locales. Ces évolutions sont considérées de manière phénoménologique à partir de paramètres en bon accord avec les calibrations expérimentales effectuées au préalable sur les lasers<sup>1</sup>.

Par souci de simplification, un modèle 1D a été choisi pour la description électrique des diodes laser pour lesquelles les paramètres électriques sont supposés ne varier que dans la direction  $x$ . On suppose une densité de courant injectée  $J(x)$  constante au niveau des guides et nulle en dehors. La densité de porteurs est déterminée à l'aide de l'équation de diffusion des porteurs en régime stationnaire :

$$D \frac{d^2}{dx^2} n(x) = -\frac{J(x)}{qd} + R_{\text{rec}} + v_g g(x) S(x) \quad (\text{II-27})$$

où  $D$  est le coefficient de diffusion des porteurs,  $q$  la charge élémentaire d'un électron,  $d$  l'épaisseur de la couche active,  $R_{\text{rec}}$  le taux de recombinaison des porteurs prenant en compte les combinaisons radiatives et non radiatives,  $g(x)$  le gain optique et  $S(x)$  la densité de photons.

La propagation optique se fait selon un modèle deux dimensions dans le plan  $(x,z)$  en utilisant la méthode WA-FD-BPM (Wide-Angle Finite-Difference Beam Propagation Method) [Hadley 92]. Il s'agit d'une amélioration du concept classique de la BPM permettant de propager des faisceaux éventuellement très divergents tout en conservant une vitesse de calcul acceptable. Le calcul des grandeurs est fait dans chaque tranche élémentaire  $dz$  en deux étapes : d'une part la résolution de l'équation électrique 1D, puis la propagation optique 2D.

### II.3.a.ii Module cavité externe

Le module de cavité externe utilise le champ en sortie de la barrette pour le propager sur un aller retour dans la cavité externe en utilisant l'optique de Fourier. Le calcul reprend les équations (II-19), en fonction de la longueur de cavité  $L_{\text{ext}}$ , de

<sup>1</sup> Cette phase de calibration expérimentale est réalisée en collaboration avec le III-V Lab qui fabrique les structures.

l'angle d'inclinaison  $\alpha$  et du coefficient de réflexion  $r$  du miroir. Le calcul de transformée de Fourier se fait à l'aide d'un algorithme de FFT (Fast Fourier Transform). Le fonctionnement global du programme est détaillé sur le diagramme de la Figure II-23.

### II.3.b Caractérisation des modes de la cavité

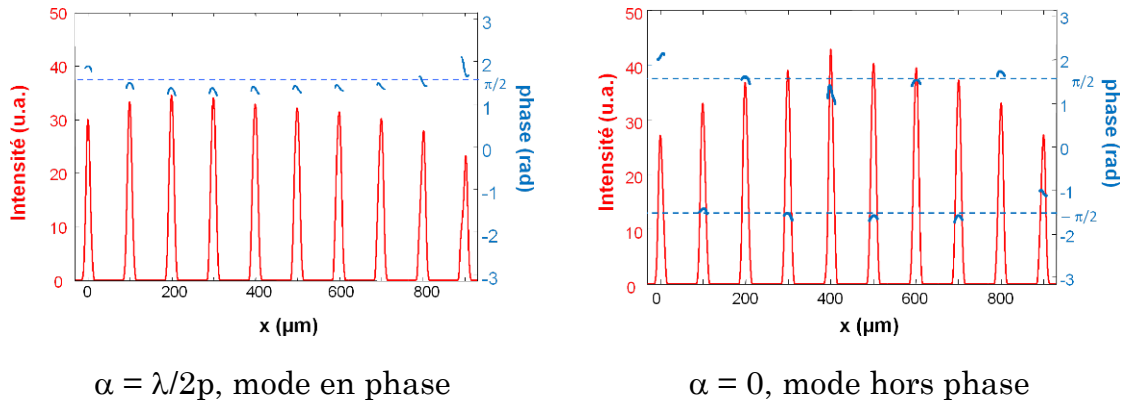
Nous avons utilisé ce modèle pour caractériser les modes privilégiés de la cavité Talbot suivant les configurations pour une barrette de 10 diodes laser évasées au pas de 100  $\mu\text{m}$  dont les caractéristiques géométriques sont données dans le Tableau II-4.

- Champs proches & champs lointains

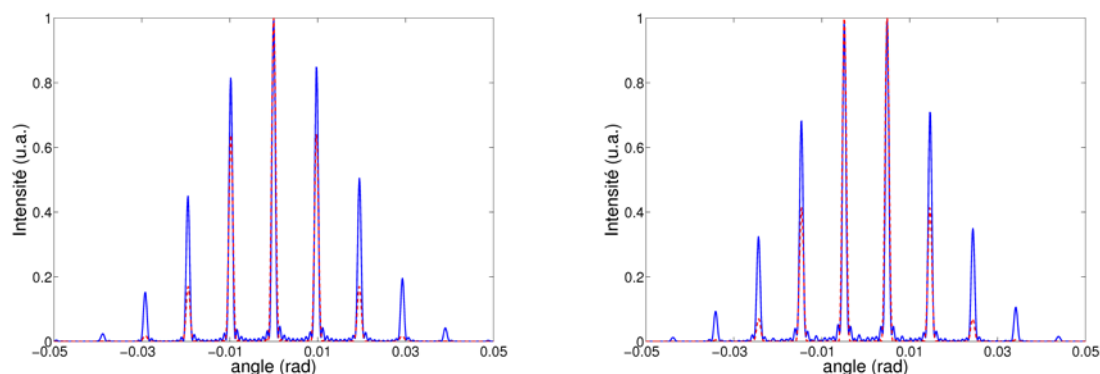
Tout d'abord, pour une longueur totale de cavité  $2L_{\text{ext}} = Z_T$  et un angle  $\alpha$  nul, le programme ne converge pas, ce qui confirme le fait qu'il y a une très forte compétition entre les modes hors phase et en phase et qu'aucun de ces deux modes ne peut prédominer sur l'autre. A l'inverse, pour une longueur de cavité  $2L_{\text{ext}} = Z_T/2$  où la discrimination est maximale, le programme converge. En fonction de l'angle d'inclinaison du miroir on sélectionne l'un ou l'autre des modes. La Figure II-24 et la Figure II-25 montre les champs proches et les champs lointains des modes que l'on obtient en fonction de l'angle d'inclinaison du miroir. Lorsque  $\alpha = 0$ , la cavité oscille selon le mode hors phase. L'allure de ce mode en champ proche est symétrique. Il y a bien un déphasage d'environ  $\pi$  entre deux émetteurs adjacents. Le champ lointain est également caractéristique du mode hors phase. En inclinant le miroir d'un angle  $\alpha = \lambda/2p$ , on sélectionne le mode en phase. Le profil d'intensité en champ proche est légèrement asymétrique et très similaire à ceux obtenus dans la section II.2.c.

On observe une légère disparité de phase entre les émetteurs en particulier pour les émetteurs du bord. Ces petites variations ne dépassent pas 10% et n'ont aucune incidence sur le profil en champ lointain. De plus, les phases de chaque émetteur ne sont pas plates mais possèdent une composante sphérique. On peut attribuer cela à de l'astigmatisme indiquant que le waist de chaque faisceau est situé à l'intérieur du guide et non pas sur la facette de sortie.

Les profils en champ lointain sur la Figure II-25 sont également comparés avec les profils théoriques donnés par la formule (II-12) pour des émetteurs gaussiens de largeur  $2w = 30 \mu\text{m}$ . On observe que l'enveloppe des champs lointains que l'on obtient ici est plus large que celle des champs théoriques, signe que l'émission des émetteurs n'est pas rigoureusement gaussienne mais légèrement multimode.



**Figure II-24 : Profils en champ proche des modes hors phase et en phase –  $I = 3,9 \text{ A}$  ( $= 3,2 \times I_{\text{seuil}}$ ),  $R = 40\%$ ,  $2L_{\text{ext}} = Z_T/2$ .**



$\alpha = \lambda/2p$ , mode en phase

$\alpha = 0$ , mode hors phase

**Figure II-25 : Profils en champ lointain des modes hors phase et en phase (bleu) comparés avec les profils théoriques de l'équation (II-12) obtenus avec des émetteurs gaussiens de largeur  $2w = 30 \mu\text{m}$  (pointillés rouges) –  $I = 3,8 \text{ A}$  ( $= 3,2 \times I_{\text{seuil}}$ ),  $R = 40\%$ ,  $2L_{\text{ext}} = Z_T/2$ .**

<i>longueur ridge</i>	<i>largeur totale ridge</i>	<i>longueur taper</i>	<i>angle d'évasement</i>	<i>largeur totale facette de sortie</i>	<i>pas</i>
$L_r = 200 \mu\text{m}$	$2w_r = 3 \mu\text{m}$	$L_t = 2,3 \text{ mm}$	$\theta = 0,64^\circ$	$2w = 30 \mu\text{m}$	$p = 100 \mu\text{m}$

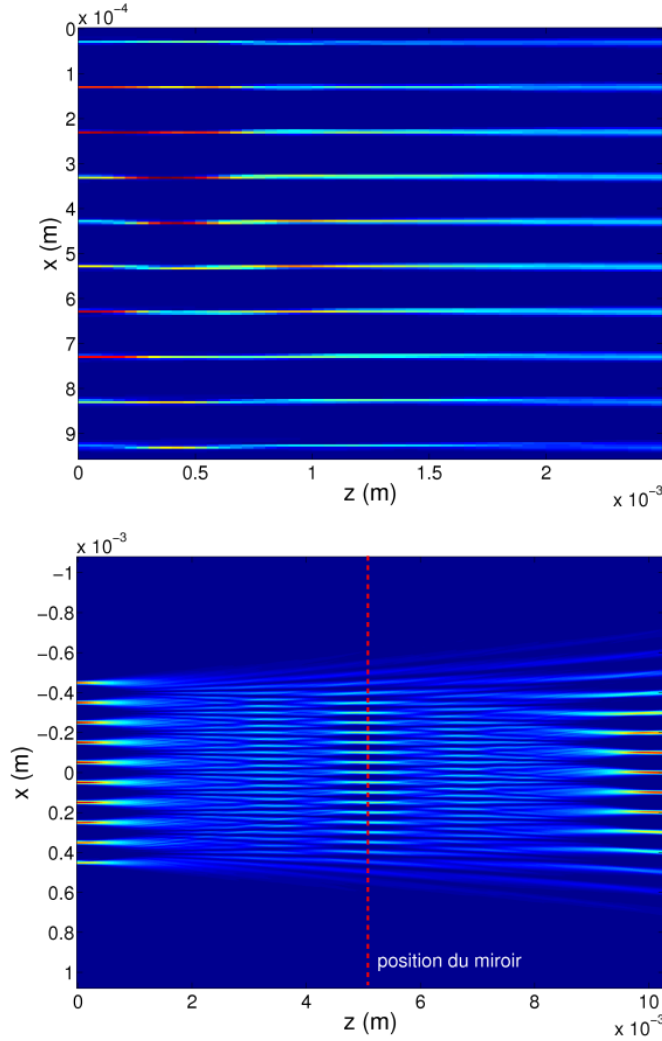
**Tableau II-4 : Caractéristiques géométriques des diodes laser évasées simulées dans cette section.**

Cette modélisation est donc en très bon accord avec le premier modèle, plus simple, qui a été utilisé précédemment dans la section II.2.c où l'on ne considérait que la partie externe de la cavité laser avec des émetteurs gaussiens. Les résultats que l'on obtient pour les profils de mode, qu'il soit hors phase avec le miroir droit ou en phase avec le miroir incliné, sont quasiment identiques. Le modèle précédent permet de rendre compte de manière simple le fonctionnement de la cavité laser. Le modèle présenté ici, permet de modéliser des effets plus subtils propres aux diodes laser que l'on considère.

- Répartition d'intensité dans la cavité

La Figure II-26 montre la répartition d'intensité à l'intérieur de la barrette de diodes laser (haut) ainsi que dans la partie externe de la cavité (bas) pour le mode en phase. En ce qui concerne la cavité externe, on retrouve sur un aller-retour une image de la barrette grâce à l'effet Talbot. On peut également visualiser une certaine dégradation des images sur les bords de la barrette due au caractère fini de la barrette.

La propagation à l'intérieur de la barrette n'est pas identique au sein de chaque guide et présente des irrégularités. En effet, le faisceau laser oscille latéralement de part et d'autre du guide. Ces oscillations sont particulièrement plus importantes sur les bords et sont probablement dues d'une part à la dégradation de l'image Talbot et d'autre part à l'inclinaison du miroir qui engendrent des disparités de phase sur le retour vu par chaque diode laser. Ces oscillations sont, de plus, sources de pertes supplémentaires plus élevées pour les émetteurs du bord.



**Figure II-26 : Cartes de répartition d'intensité pour le mode en phase à l'intérieur de la barrette de diodes laser (haut) et dans la cavité externe pour un aller retour (bas) –  $I = 3,8 \text{ A}$  ( $= 3,2 \times I_{\text{seuil}}$ ),  $R = 40\%$ ,  $2L_{\text{ext}} = Z_T/2$ ,  $\alpha = \lambda/2p$ .**

- Evaluation des pertes

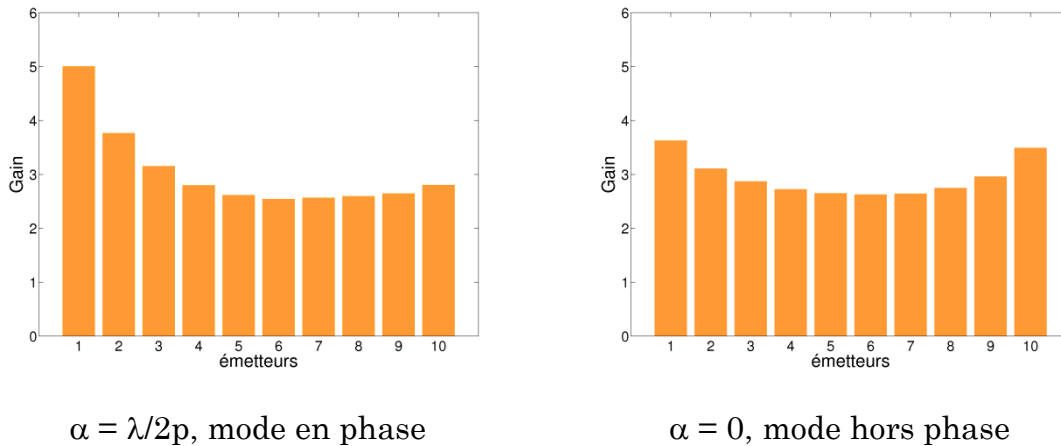
Afin d'évaluer l'influence de la dégradation des images Talbot sur la propagation des faisceaux à l'intérieur de chaque émetteur, nous avons évalué le gain optique à l'intérieur de chaque diode en calculant, pour chaque émetteur, le rapport entre la puissance optique après un aller-retour dans le milieu semiconducteur et la puissance du faisceau renvoyée par le miroir de la cavité externe qui se couple dans cet émetteur. Le gain calculé pour l'émetteur  $k$  est alors donné par :

$$G_k = \frac{\int_{\text{émetteur } k} I_{\text{out}}(x) dx}{\int_{\text{émetteur } k} I_{\text{in}}(x) dx} \quad (\text{II-28})$$

Comme le gain est calculé au delà du seuil laser, les valeurs sont donc directement proportionnelles aux pertes de couplage induites par la cavité externe. Les résultats pour les modes en phase ( $\alpha = \lambda/2p$ ) et hors phase sont montrés sur la Figure II-27. Comme on devait s'y attendre avec une cavité symétrique, la répartition du gain pour le mode hors phase est symétrique avec un maximum sur

les bords corrélé aux pertes plus élevées pour ces émetteurs. Ces pertes sont 40% plus élevée sur les bords qu'au milieu.

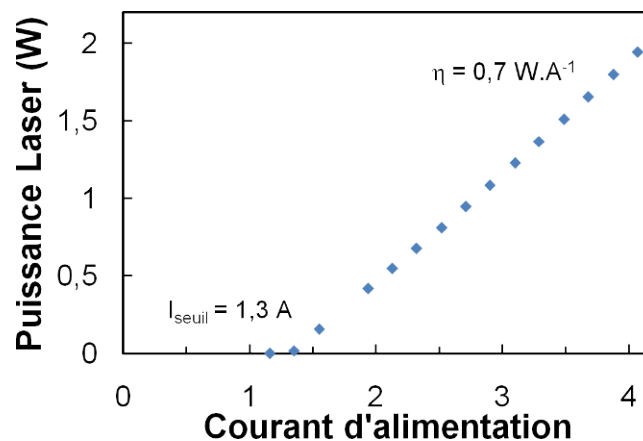
Pour le mode en phase, la répartition de gain est asymétrique avec un maximum sur le bord gauche ce qui correspond au sens d'inclinaison du miroir. Les pertes sont 90 % plus importantes pour l'émetteur du bord gauche que pour l'émetteur central. Le mode en phase subit donc un peu plus de pertes que le mode hors phase ce qui résulte en un seuil plus élevé.



**Figure II-27 : Répartition du gain par émetteurs des modes en phase (gauche) et hors phase (droite) –  $I = 3,8 \text{ A}$  ( $= 3,2 \times I_{\text{seuil}}$ ),  $R = 40\%$ ,  $2L_{\text{ext}} = Z_T/2$ .**

- Caractérisation en puissance

La Figure II-28 montre l'évolution avec le courant d'alimentation de la puissance laser émise par la barrette fonctionnant selon le mode en phase en cavité Talbot avec un miroir réfléchissant 40 %. On obtient un courant de seuil de 1,3 A et une puissance de 2 W à 4 A, pour une efficacité différentielle de  $0,7 \text{ W.A}^{-1}$ . Ces valeurs sont comparables voire plus élevées que les caractéristiques expérimentales des barrettes modélisées si l'on tient compte de la transmission de 60 % du coupleur de sortie que nous utilisons. En effet, expérimentalement, la puissance obtenue à 4 A vaut environ 2,6 W avec une efficacité différentielle de  $0,9 \text{ W.A}^{-1}$  [Bourdet 07; Hassiaoui thèse 08].



**Figure II-28 : Caractéristique en puissance pour le mode en phase -  $R = 40\%$ ,  $2L_{\text{ext}} = Z_T/2$ ,  $\alpha = \lambda/2p$ .**

## II.4 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était de présenter une étude théorique des cavités qui ont été réalisées pendant cette thèse. Un modèle général de fonctionnement d'une barrette de diodes monomodes en cavité externe a été développé. Ce modèle a été appliqué aux deux solutions que nous avons envisagées afin de déterminer leur comportement modal.

La cavité Talbot sélectionne le mode en phase avec un bon taux de discrimination pour une longueur de cavité  $2L_{\text{ext}} = Z_T/2$  et si le miroir de la cavité est incliné d'un angle  $\lambda/2p$ . L'effet du réseau de Bragg sur le taux de couplage est négligeable tant que son acceptation angulaire est plus large que la divergence de la barrette.

Un modèle complet, permettant de prendre en compte ce qu'il se passe à l'intérieur de la barrette de diodes laser évasées, a également été développé en collaboration avec l'Université de Nottingham. Nous avons ainsi pu mettre en évidence des phénomènes parasites tels que des pertes par guidage dues à une dégradation de l'image Talbot.

Pour ce qui concerne la configuration avec filtrage angulaire intra cavité, il est également possible de sélectionner le mode hors-phase avec un taux de discrimination qui atteint 20 %. Ce type de cavité est, de plus, mieux adapté aux barrettes avec un fort taux de remplissage puisque cela permet d'obtenir directement en champ lointain un unique lobe principal limité par diffraction.



### III Réalisation expérimentale de la mise en phase et de la stabilisation en longueur d'onde d'une barrette de diodes laser

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux que nous avons obtenus avec différentes barrettes de diodes laser. Comme cela a été décrit dans les chapitres précédents, deux configurations ont été implémentées dans le but d'améliorer la luminance et de stabiliser la longueur d'onde des diodes laser : la cavité Talbot et le filtrage angulaire intra-cavité.

Dans un premier temps, nous donnons les caractéristiques des différentes barrettes de diodes laser que nous avons utilisées. Ensuite, nous présentons et comparons les résultats obtenus en cavité Talbot avec ces barrettes. Nous insisterons plus particulièrement sur la caractérisation du laser qui a donné les meilleurs résultats. Dans une troisième partie, nous présentons les résultats obtenus en filtrage angulaire intra-cavité avec une barrette de diodes laser de fort taux de remplissage. Finalement, nous concluons et comparons les différentes solutions qui ont été étudiées.

#### III.1 Description des barrettes de diodes laser utilisées

Nous avons choisi d'utiliser des barrettes d'émetteurs monomodes afin de bénéficier *a priori* de la bonne qualité spatiale de chaque diode laser et de profiter d'une divergence réduite. De plus, comme nous venons de le voir dans le chapitre précédent, utiliser des émetteurs monomodes limite le nombre de modes propres de la barrette en cavité.

Les diodes laser que nous avons utilisées ont été conçues au III-V Lab. Leur structure verticale est décrite sur la Figure III-1. Il s'agit d'une cavité optique large<sup>1</sup> (LOC) d'environ 1  $\mu\text{m}$  d'épaisseur constituée d'un guide en GaInAsP entouré d'une gaine en AlGaAs. Le milieu à gain est constitué d'un puits quantique en GaInAs [Krakowski 03]. La longueur d'onde d'émission se situe autour de 975 nm. Toutes les diodes sont montées « p-down », ce qui est classique pour réduire les effets thermiques et atteindre des puissances élevées.



Figure III-1 : Structure verticale des diodes laser.

Trois géométries de barrette différentes ont été testées : une barrette de 10 diodes laser à ruban droit (barrette Spot), une barrette de 10 diodes laser évasées à guidage par l'indice (barrette 10IG1) et une barrette de 6 diodes laser évasées à guidage par l'indice adjacentes (barrette 6IG1 adjacents). Les deux premières ont été uniquement utilisées en configuration de cavité Talbot tandis que la dernière a été utilisée dans les deux configurations : cavité Talbot et filtrage angulaire intra-cavité.

<sup>1</sup> cf. chapitre I : §I.2.c.i



### III.1.a Caractéristiques de la barrette de 10 diodes laser à ruban

Il s'agit d'une barrette de 10 diodes laser à ruban droit quasi-monomodes ( $M^2 < 1,5$ ) de surface émettrice  $4 \times 6 \mu\text{m}^2$  séparées par un pas de  $20 \mu\text{m}$  (Figure III-2), ce qui fait un facteur de remplissage de 30 %. Avec des traitements réfléchissants sur les facettes optimisés pour extraire de la puissance, une puissance de 2,1 W pour un courant d'alimentation de 3 A peut être atteinte, ce qui correspond à une efficacité de  $0,87 \text{ W.A}^{-1}$  [Salet 05]. La face arrière est traitée pour réfléchir environ 96% tandis que la face avant possède un traitement anti-réfléchissant spécifié à 0,1%. Ce traitement anti-reflet est suffisant pour empêcher l'oscillation laser hors cavité externe. La divergence totale à  $1/e^2$  de cette barrette vaut environ  $15^\circ$  dans la direction horizontale.

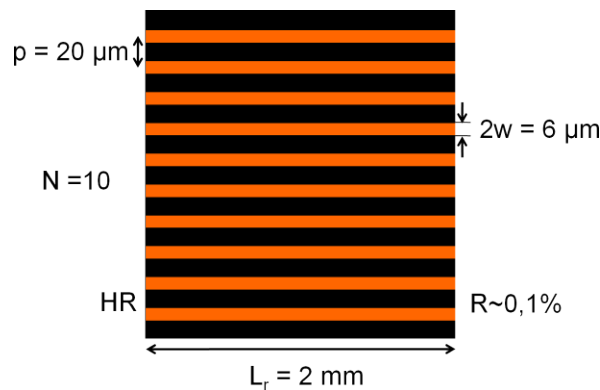
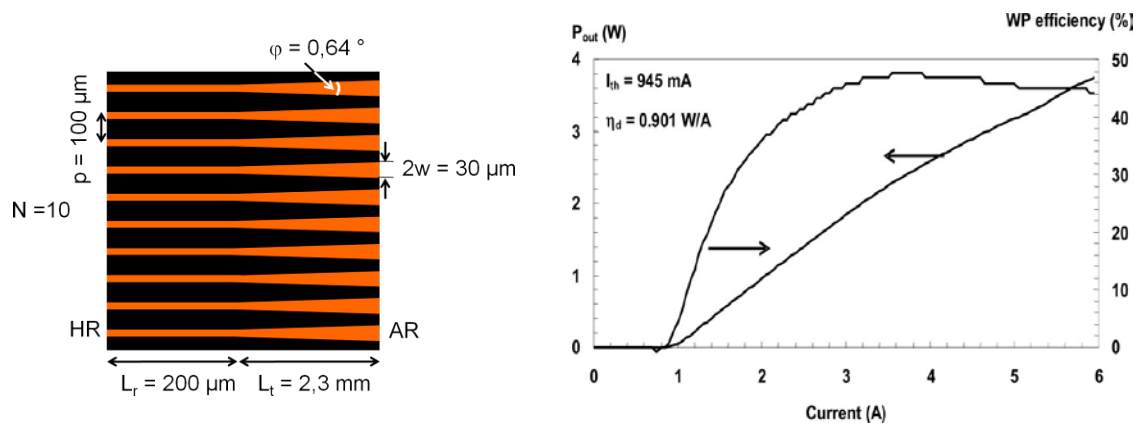


Figure III-2 : Géométrie de la barrette Spot.

### III.1.b Caractéristiques de la barrette de 10 diodes laser évasées

C'est avec cette géométrie de barrette que nous avons principalement travaillé. Il s'agit d'une barrette de 10 diodes laser évasées à guidage par l'indice espacées d'un pas de  $100 \mu\text{m}$ . Les diodes laser sont identiques à celle décrite dans [Krakowski 03] ; chaque émetteur est composé d'une section ridge de  $200 \mu\text{m}$  de longueur et d'une section évasée de 2,3 mm. Leur angle total d'évasement est de  $0,64^\circ$  et leur facette de sortie a une largeur de  $30 \mu\text{m}$  (cf. Figure III-3). Le facteur de remplissage vaut donc 30%. Comme pour la barrette Spot, la face arrière de la barrette est traitée haute réflexion (HR) tandis que la face avant est traitée anti-reflet. Des barrettes de ce type optimisées pour atteindre de fortes puissances ont été réalisées au III-V Lab [Bourdet 07; Hassiaoui thèse 08]. Une puissance maximale de 3,7 W a été obtenue pour un courant d'alimentation de 6 A (Figure III-3 – droite). Nous avons eu à notre disposition deux barrettes avec deux coefficients de réflexion différents : un traitement anti-reflet de 0,1 % (barrette 10IG1-I-3) et un traitement antireflet de 0,01% (barrette 10IG1-I-5). Le traitement de la barrette 10IG1-I-3 n'est pas suffisant pour empêcher l'oscillation laser. Ainsi, cette barrette atteint une puissance de 3 W pour un courant de 6 A dans la direction horizontale. A l'inverse, le traitement de la barrette 10IG1-I-5 est suffisant pour empêcher l'oscillation laser jusqu'à au moins  $3 \text{ A}^1$ . La divergence totale du faisceau à  $1/e^2$  vaut alors environ  $6^\circ$ . Les facteurs de qualité dans la direction horizontale de chacune des diodes laser évasées sont évalués à 1,8, ce qui démontre la bonne qualité spatiale de chaque émetteur.

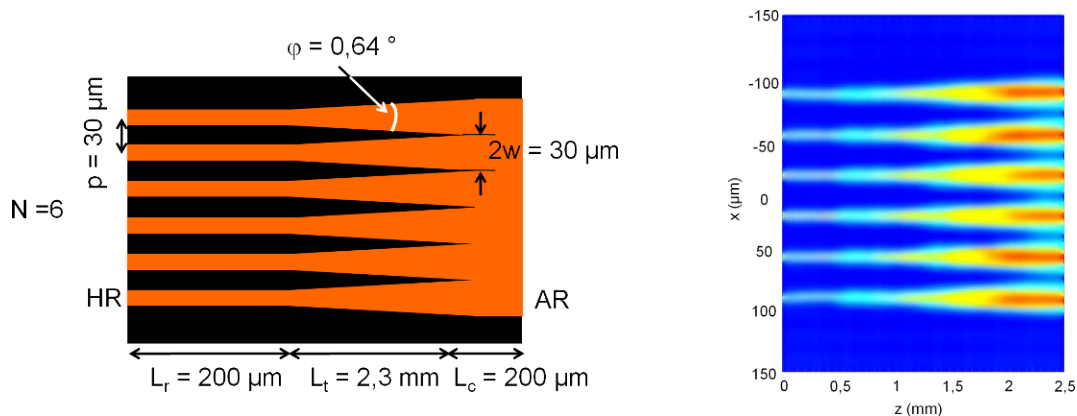
<sup>1</sup> Pour préserver le composant, cette barrette n'a pas été testée, hors cavité externe, à un courant plus élevé que 3 A.



**Figure III-3 : gauche – géométrie de la barrette 10IG1, droite – caractéristique en puissance et rendement à la prise d'une barrette 10IG1 aux traitements optimisés [Bourdet 07].**

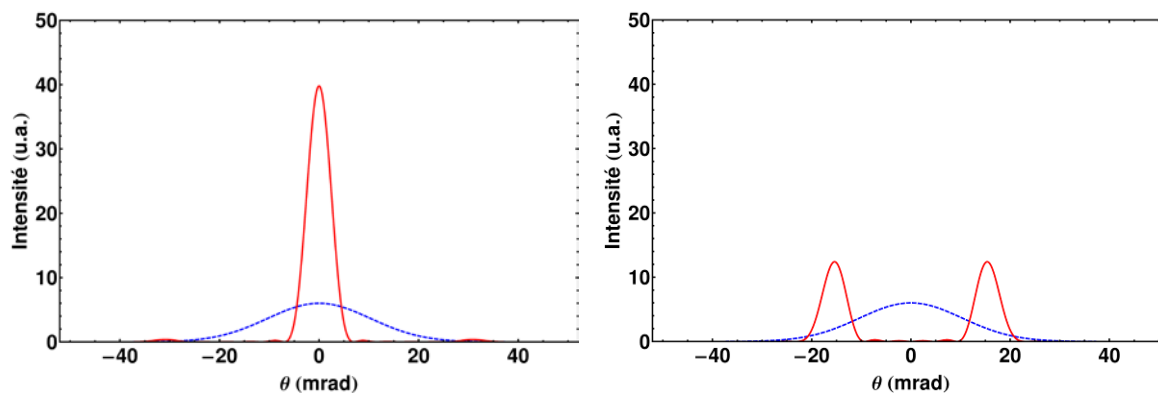
### III.1.c Caractéristiques de la barrette de 6 diodes laser évasées adjacentes

Il s'agit d'une barrette particulière qui a été récemment développée au III-V Lab dans le cadre du projet www.Brighter.eu. Les six émetteurs sont des diodes laser évasées à guidage par l'indice identiques à celles utilisées pour les barrettes 10IG1 précédentes. L'espacement entre deux émetteurs est de 30 μm de telle sorte qu'en sortie, les émetteurs sont adjacents. Le facteur de remplissage de cette barrette est donc théoriquement de 100 %. A la sortie de la barrette, une section commune appelée section de couplage, longue de 200 μm, a été ajoutée (cf. Figure III-4 – gauche). L'objectif initial de cette section de couplage était d'induire un couplage évanescent entre les émetteurs de manière à générer directement une émission cohérente en sortie du composant. Cependant, expérimentalement, aucune émission cohérente n'a pu être observée [Hassiaoui thèse 08]. Afin d'expliquer ce phénomène, des simulations de la propagation de l'onde laser à l'intérieur du matériau semiconducteur ont été réalisées par un groupe de l'Université de Cambridge également impliqué dans le projet www.Brighter.eu. La Figure III-4 – droite montre la carte de répartition d'intensité à l'intérieur de la barrette de diodes laser qui résulte de ces simulations. L'absence de couplage entre les diodes laser s'explique par le fait que, comme on peut le voir sur cette figure, les faisceaux sont guidés et ne se recouvrent pas dans la section de couplage. En effet, dans cette zone, les faisceaux sont suffisamment intenses pour induire une augmentation locale de l'indice due aux fortes variations des densités de porteurs, ce qui crée un guide d'onde pour chaque faisceau. Les faisceaux ne peuvent donc pas diffracter librement et aucun couplage ne peut avoir lieu entre eux. La largeur totale du faisceau en sortie de chaque émetteur est expérimentalement d'environ 25 μm à 1/e<sup>2</sup>.



**Figure III-4 : gauche - géométrie de la barrette 6IG1 adjacents droite - carte d'intensité à l'intérieur de la diode laser (données Université de Cambridge).**

Bien que cette barrette de diodes laser évasées n'ait pas rempli son objectif initial, elle présente un intérêt potentiel pour nos expériences. En effet, nous avons à notre disposition une barrette d'émetteurs, non couplés, avec un facteur de remplissage très élevé ( $\sim 100\%$ ). Si nous couplons ces émetteurs en cavité externe, les profils en champ lointain des différents modes cohérents de cette barrette posséderont donc un nombre réduit de lobes (cf. §I.3.c). La Figure III-5 montre les champs lointains des modes en phase et hors phase ; le mode en phase ne possède alors qu'un seul lobe central contenant toute la puissance laser, et le mode hors-phase n'en possède que deux. Dans le cas du mode en phase, la luminance de la source telle que définie en I.3.a est directement améliorée d'un facteur 6.



**Figure III-5 : Champs lointains théoriques (en rouge) des modes en phase (gauche) et hors phase (droite) de la barrette 6IG1 adjacents en comparaison avec le champ lointain incohérent (pointillés bleus) -  $2w = 30\ \mu\text{m}$ ,  $p = 30\ \mu\text{m}$ ,  $N = 6$ .**

Du point de vue des performances laser, une puissance de 3 W pour un courant d'alimentation de 5 A a été obtenue avec un faisceau de divergence totale à  $1/e^2$  égale à  $7^\circ$  [Hassiaoui thèse 08]. La barrette que nous avons utilisée est munie d'un traitement anti-reflet à 0,1% sur la face avant. Comme pour la barrette 10IG1-I-3, ce traitement anti-reflet n'est pas suffisant pour empêcher l'oscillation laser. La barrette que nous avons utilisée délivre environ 1,4 W pour un courant d'alimentation de 3,5 A. Le seuil est autour de 0,9 A.

### III.1.d Résumé des performances

Le Tableau III-1 ci-dessous résume les caractéristiques géométriques et les performances typiques des types de barrette que nous avons utilisés<sup>1</sup>. Le Tableau III-2 quant à lui donne les caractéristiques des composants, traités anti-reflet sur la face avant, que nous avons utilisés dans nos expériences.

barrette	nombre d'émetteurs	pas	facteur de remplissage	largeur totale	divergence totale à $1/e^2$	$P_{opt}$ typique
<b>Spot</b>	10	20 $\mu\text{m}$	15 %	183 $\mu\text{m}$	$\theta_x \sim 15^\circ$	2,1 W @ 3 A
<b>10IG1</b>	10	100 $\mu\text{m}$	30 %	930 $\mu\text{m}$	$\theta_x \sim 6^\circ$	3,7 W @ 6 A
<b>6IG1 adjacents</b>	6	30 $\mu\text{m}$	$\sim 100\%$	180 $\mu\text{m}$	$\theta_x \sim 7^\circ$	3 W @ 5 A

**Tableau III-1 : Résumé des caractéristiques et performances typiques des barrettes de diodes utilisées.**

référence barrette	traitement anti-reflet	puissance laser max	pas	$Z_T/4$ à $\lambda = 975 \text{ nm}$
<b>Spot X-2</b>	0,1 %	0	20 $\mu\text{m}$	205 $\mu\text{m}$
<b>10IG1-I-3</b>	0,1 %	3,1 W @ 6,5 A	100 $\mu\text{m}$	5,1 mm
<b>10IG1-I-5</b>	0,01 %	0	100 $\mu\text{m}$	5,1 mm
<b>6IG1adjacents II-1</b>	0,1 %	1,4 W @ 3,5 A	30 $\mu\text{m}$	461 $\mu\text{m}$

**Tableau III-2 : Liste et caractéristiques des barrettes de diodes laser utilisées dans nos expériences.**

## III.2 Cavités Talbot

### III.2.a Description du montage expérimental

#### III.2.a.i Rappel du principe

Nous rappelons ici en quelques mots la configuration de cavité Talbot que nous avons choisi d'étudier (cf. Figure III-6). La longueur aller-retour de la cavité externe est choisie pour bénéficier de l'effet Talbot et renvoyer sur la face d'entrée de la barrette une auto-image du mode en phase, de manière à maximiser le couplage pour celui-ci. Afin d'éviter la compétition entre le mode en phase et le mode hors phase, le miroir de la cavité externe est placé à la distance  $Z_T/4$  et incliné d'un angle  $\alpha = \lambda/2p$ . La cavité peut également être fermée par un réseau de Bragg pour stabiliser la longueur d'onde d'émission. Le Tableau III-2 donne les valeurs de  $Z_T/4$  pour les différentes barrettes que nous avons utilisées. Pour les barrettes 10IG1, le pas de 100  $\mu\text{m}$  assure une longueur de cavité externe d'environ 5 mm ce qui est suffisamment long pour réaliser la cavité laser directement en sortie de la barrette. Pour les deux autres barrettes, il n'est pas envisageable de placer le miroir à seulement quelques centaines de microns de la facette de sortie des diodes. Il sera donc nécessaire, comme nous le verrons dans le paragraphe III.2.c, d'ajouter à la

<sup>1</sup> Les valeurs de puissances optiques données dans ce tableau sont des valeurs typiques obtenues avec des traitements sur les facettes optimisés pour maximiser la puissance laser. Les barrettes que nous avons utilisées étant traitées anti-reflet sur la face avant, elles ne permettent pas d'obtenir des puissances aussi élevées hors cavité externe comme on peut le voir sur le Tableau III-2. Ces valeurs donnent cependant une indication des puissances intracavité que l'on peut espérer obtenir dans nos expériences.

cavité un système optique, pour utiliser une image agrandie de la barrette et allonger la distance Talbot.

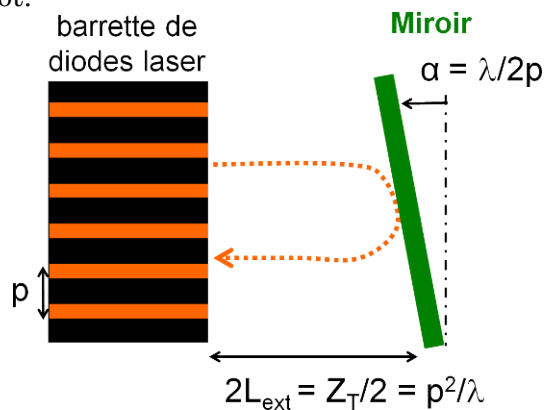


Figure III-6 : Principe de la cavité Talbot.

### III.2.a.ii Banc de caractérisation

Afin de caractériser l'émission de nos cavités laser et d'optimiser les réglages, nous avons mis en œuvre le banc décrit sur la Figure III-7. Les informations nécessaires pour caractériser l'émission laser de notre barrette sont son profil en champ lointain et son champ proche spectralement résolu, qui permet d'observer à la fois le profil en champ proche de la barrette et le spectre de chacun des émetteurs. Observer le champ lointain permet de déterminer si les diodes laser fonctionnent de manière cohérente et le cas échéant de déterminer le mode selon lequel elles fonctionnent. L'information sur le champ proche permet de vérifier que tous les émetteurs fonctionnent, ce qui est une information primordiale pour optimiser correctement les réglages de la cavité. L'information sur le spectre de chacun des émetteurs permet de vérifier que tous les émetteurs sont stabilisés à la longueur d'onde imposée par le réseau de Bragg.

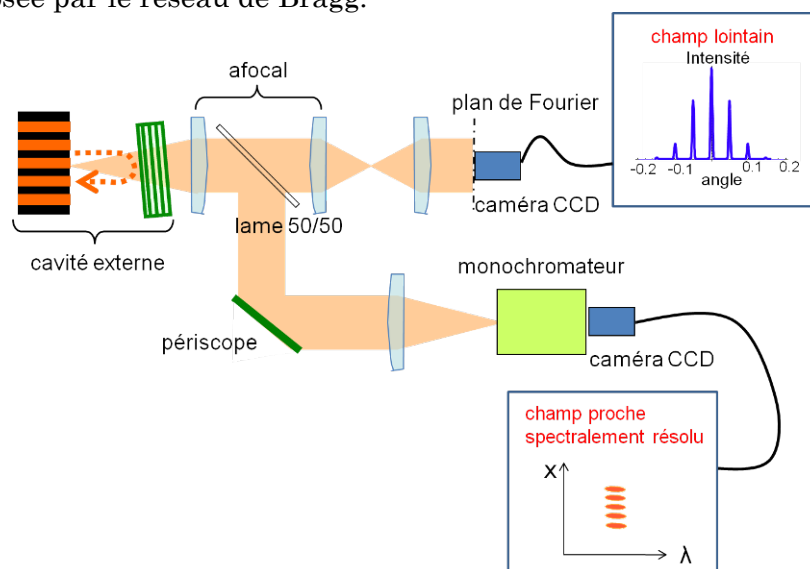


Figure III-7 : Banc d'observation simultanée du champ lointain et du champ proche spectralement résolu.

Le champ lointain est observé dans le plan de Fourier d'une lentille de collimation avec une caméra CCD<sup>1</sup>. Pour des raisons d'encombrement et pour adapter la taille du faisceau laser au champ de la caméra un système afocal de grandissement est utilisé avant la lentille de Fourier. Les focales des lentilles sont adaptées en fonction des caractéristiques de la barrette utilisée. En parallèle, on observe le champ proche spectralement résolu en imageant la barrette de diodes laser sur la fente d'entrée d'un monochromateur à réseau. Le monochromateur agit séparément sur le spectre de chaque émetteur de telle sorte qu'en sortie, on obtient une image sur la caméra CCD placée à la sortie du monochromateur avec dans la direction verticale le champ proche et dans l'autre direction le spectre de chaque émetteur (cf. Figure III-7).

### III.2.a.iii Mise en évidence de la mise en phase par effet Talbot

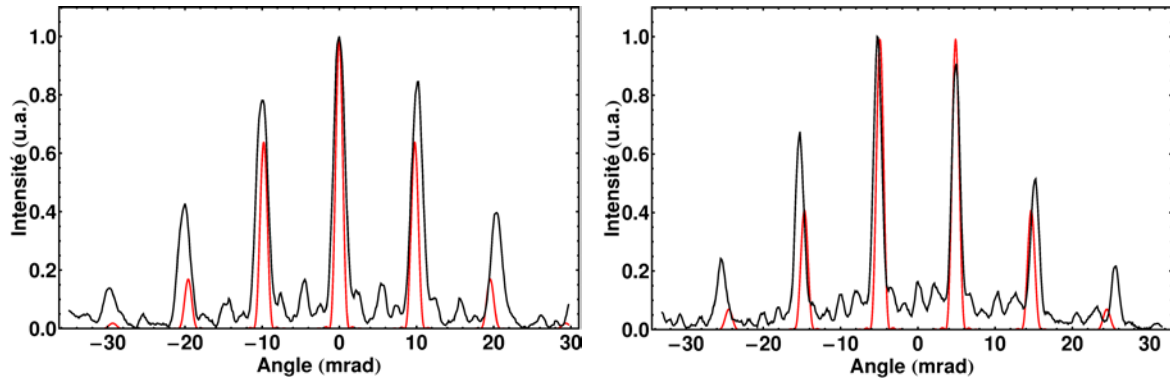
Des expériences préliminaires ont été réalisées en cavité Talbot déployée<sup>2</sup> avec la barrette 10IG1-I-3 et un miroir plan réfléchissant 40 % pour refermer la cavité. Le schéma expérimental est identique à celui décrit sur la Figure III-10 – gauche mais avec un miroir pour refermer la cavité. Le faisceau de la barrette est collimaté dans la direction verticale par une lentille acylindrique de grande ouverture numérique (ON = 0,74) et de focale  $f = 1,46$  mm. Dans un premier temps, le miroir est placé à une distance  $L_{\text{ext}} = Z_T/4$  de la barrette de diodes laser. La Figure III-8 montre les profils en champ lointain que l'on obtient en fonction de l'angle d'inclinaison du miroir. Lorsqu'il n'est pas incliné, on obtient le mode hors phase, caractérisé par deux pics d'interférences d'égale intensité selon les directions  $\pm\lambda/2p \sim \pm 5$  mrad (Figure III-8 – droite). A l'inverse, lorsque l'on incline le miroir d'un angle  $\lambda/2p$ , la cavité laser fonctionne selon le mode en phase (Figure III-8 – gauche). De plus, pour toutes orientations intermédiaires du miroir, la barrette fonctionne selon une somme de modes indéterminée et peu stable. Il n'y a que pour les positions particulières  $\alpha = 0$  et  $\alpha = \pm\lambda/2p$  que la cavité fonctionne selon des modes bien identifiables<sup>3</sup>. Cela confirme le fait que c'est bien l'effet Talbot qui force le fonctionnement cohérent de la barrette. Rappelons, en effet, que le mode hors phase est exactement réimagé après une propagation de  $Z_T/2$  et que le mode en phase est réimagé avec un décalage latéral de  $p/2$  (cf. §I.3.c). En fonction de l'orientation du miroir de la cavité externe, on favorise l'un ou l'autre de ces modes.

---

<sup>1</sup> Les deux caméras CCD utilisées sont des caméras Cohu 4812.

<sup>2</sup> Par opposition au prototype compact présenté dans le paragraphe suivant. Chaque élément est ici monté sur des montures indépendantes.

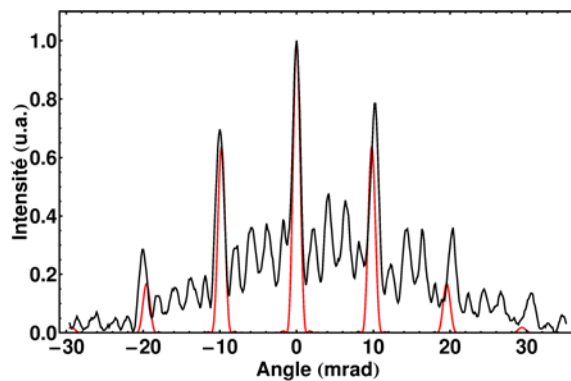
<sup>3</sup> Notons que nous n'avons pas mesuré expérimentalement l'angle d'inclinaison du miroir mais avons pu constater que seules des positions particulières du miroir permettaient d'obtenir le mode en phase (respectivement le mode hors phase) ; par souci de simplicité et en accord avec les prédictions théoriques précédentes nous nommons cet angle  $\pm\lambda/2p$  (respectivement  $0^\circ$ ) dans la suite du manuscrit.



$\alpha = \lambda/2p \sim 5 \text{ mrad}$ ,  $2L_{\text{ext}} = Z_T/2 = 10 \text{ mm}$ ,  $I = 2,6 \text{ A}$        $\alpha = 0$ ,  $2L_{\text{ext}} = Z_T/2 = 10 \text{ mm}$ ,  $I = 2,6 \text{ A}$   
 $= 2,6 \text{ A}$

**Figure III-8 : Profils en champ lointain du mode en phase (gauche) et du mode hors phase (droite), noir : mesures expérimentales, rouge : champs lointains théoriques – barrette 10IG1-I-3,  $2L_{\text{ext}} = Z_T/2$ , miroir :  $R = 40 \%$ .**

Pour une longueur de cavité externe  $L_{\text{ext}} = 3Z_T/4$ , nous nous attendons à observer le même comportement, puisque l'effet Talbot est un phénomène périodique de période  $Z_T$ . Compte tenu de cette longueur de cavité, il faut incliner le miroir d'un angle  $\alpha = \lambda/6p$ , pour sélectionner le mode en phase. Dans cette configuration, expérimentalement, on obtient effectivement le mode en phase comme le montre la Figure III-9. Cependant, le fond continu, qui est lié à l'émission incohérente propre des diodes laser, est bien plus élevé que dans le cas précédent. On vérifie ici le fait qu'en allongeant la cavité, le couplage est moins efficace. La compétition avec le fonctionnement propre de chacune des diodes laser tourne alors au désavantage du fonctionnement cohérent. De plus, dans ce cas là le seuil laser est légèrement plus élevé : on passe, en effet, de 0,9 A pour la cavité courte à 1 A pour la cavité longue, ce qui confirme des pertes par propagation supérieures. Cela est en bon accord avec nos simulations de propagation (cf. §II.2.c.iv).



**Figure III-9 : Profil champ lointain du mode en phase, noir : mesures expérimentales, rouge : champs lointains théoriques – barrette 10IG1-I-3,  $2L_{\text{ext}} = 3Z_T/2 = 30 \text{ mm}$ ,  $\alpha = \lambda/6p = 1,6 \text{ mrad}$ , miroir :  $R = 40 \%$ .**

Remarquons que les profils en champ lointain que l'on mesure ont une enveloppe plus large que les champs lointains théoriques calculés en supposant des émetteurs gaussiens, ce qui signifie que l'émission n'est pas tout à fait monomode transverse, et qui se traduit par un facteur de qualité  $M^2_{\text{em}}$  supérieur à 1. Si l'on applique les autres critères définis au chapitre I (§I.3.c.ii) pour caractériser les mesures de champs lointains, on obtient les résultats résumés dans le Tableau III-3.

La visibilité, qui exprime la qualité de la mise en phase par rapport au fond continu, est bien plus élevée pour la cavité courte ( $2L_{\text{ext}} = Z_T/2$ ) que pour la cavité longue, ce qui confirme que l'émission propre des diodes laser contribue fortement à la dégradation de qualité de la mise en phase. Quant aux valeurs de  $M^2_{\text{bar}}$ , le fait qu'elles soient supérieures à 1 nous conduit à penser que les émetteurs de la barrette ne contribuent pas tous à l'émission cohérente mise en évidence ici.

	mode en phase $2L_{\text{ext}} = Z_T/2$	mode hors phase $2L_{\text{ext}} = Z_T/2$	mode en phase $2L_{\text{ext}} = 3Z_T/2$
visibilité : $V = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}})/(I_{\text{max}} + I_{\text{min}})$	0,80	0,83	0,52
$M^2_{em} = \Delta\theta \pi w/\lambda$	1,4	1,4	1,4
$M^2_{bar} = 2\delta\theta Np/\lambda$	1,8	1,3	1,3

**Tableau III-3 : Caractérisation des champs lointains des Figure III-8 et Figure III-9 avec les critères définis au §I.3.c.ii : visibilité V,  $M^2_{em}$  et  $M^2_{bar}$ .**

### III.2.b Cavité Talbot compacte (barrette 10IG1)

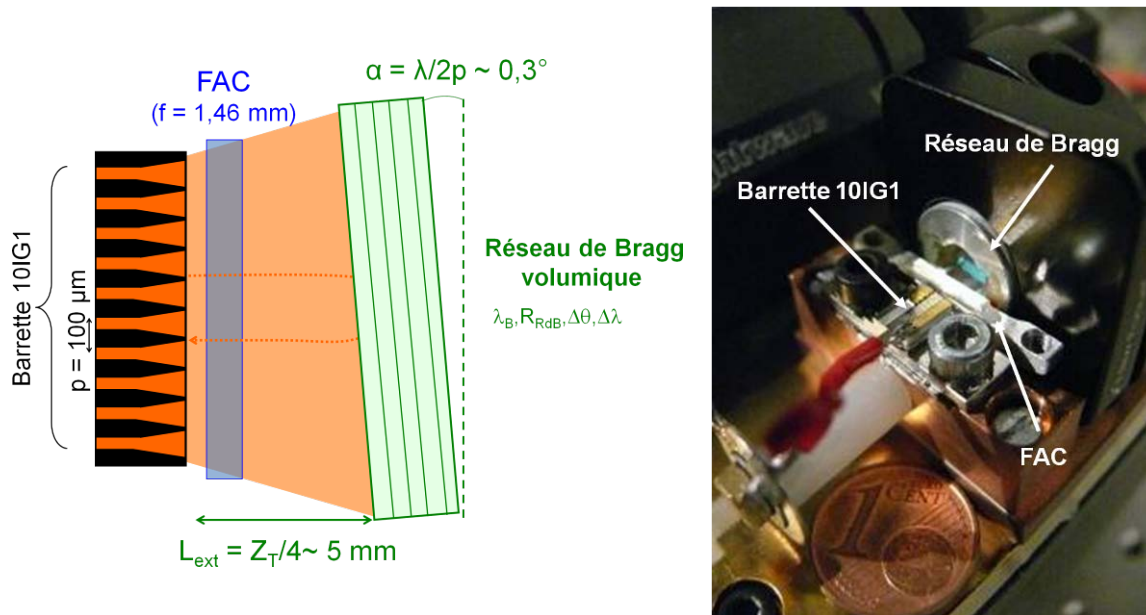
#### III.2.b.i Description de la cavité

La Figure III-10 – gauche montre un schéma de la cavité laser que nous avons réalisée. Le faisceau provenant de la barrette de diode laser est collimaté dans la direction verticale par la même lentille de collimation acylindrique que précédemment. Le faisceau n'est pas collimaté dans l'autre direction. La cavité est refermée par le réseau de Bragg. Pour la barrette 10IG1, le pas entre les diodes laser évasées étant de 100  $\mu\text{m}$ , la longueur de cavité externe nécessaire à la sélection du mode en phase est 5 mm. Le réseau de Bragg est incliné d'un angle  $\alpha \sim 0,3^\circ$ . Plusieurs réseaux de Bragg avec des coefficients de réflexion différents ont été utilisés.

Comme nous l'avons vu au chapitre II (§II.2.c.vi), il faut que l'acceptance angulaire du réseau de Bragg soit plus élevée que la divergence du faisceau pour conserver un couplage maximal. Les réseaux de Bragg que nous avons utilisés ont une acceptance angulaire à mi-hauteur d'environ  $2,5^\circ$ , ce qui est proche de l'acceptance angulaire maximale que les fabricants de réseaux de Bragg savent faire<sup>1</sup>. La divergence totale à mi-hauteur de notre barrette étant d'environ  $3,5^\circ$ , nos réseaux de Bragg ne sont donc pas complètement adaptés. Cependant, le couplage n'est pas nul ; il vaut environ  $0,3 \times R_{\text{rdB}}$  si on se réfère à la Figure II-14, ce qui, compte tenu des coefficients de réflexion utilisés, est suffisant pour forcer le fonctionnement d'une diode laser en cavité externe.

<sup>1</sup> Pour élargir l'acceptance angulaire il faut réduire l'épaisseur du réseau de Bragg, ce qui est techniquement possible jusqu'à une limite d'environ 500  $\mu\text{m}$ . L'épaisseur des réseaux de Bragg que nous avons utilisés se situe entre 700  $\mu\text{m}$  et 1 mm.





**Figure III-10 : gauche – schéma de la cavité Talbot réalisée avec la barrette 10IG1 droite – photographie du prototype, FAC : lentille cylindrique de collimation de la direction verticale.**

Afin de favoriser la stabilité mécanique du laser, nous avons réalisé un prototype monolithique compact (Figure III-10 – droite). La lentille de collimation est d'abord positionnée à l'aide d'une platine de réglages à 6 degrés de liberté. Une fois le réglage de collimation effectué, la lentille est collée et la platine retirée. Le réseau de Bragg volumique est placé dans une monture à 3 axes de rotations placée devant la barrette de diodes laser. L'ensemble de la cavité est régulé en température par un module Peltier, un circuit d'eau froide aidant l'évacuation de la chaleur. Notons que la réalisation de ce prototype compact bénéficie de la faible longueur de cavité externe nécessaire à l'obtention du mode en phase et de la simplicité de la cavité qui ne contient que trois éléments : la barrette de diodes, la lentille de collimation et le réseau de Bragg.

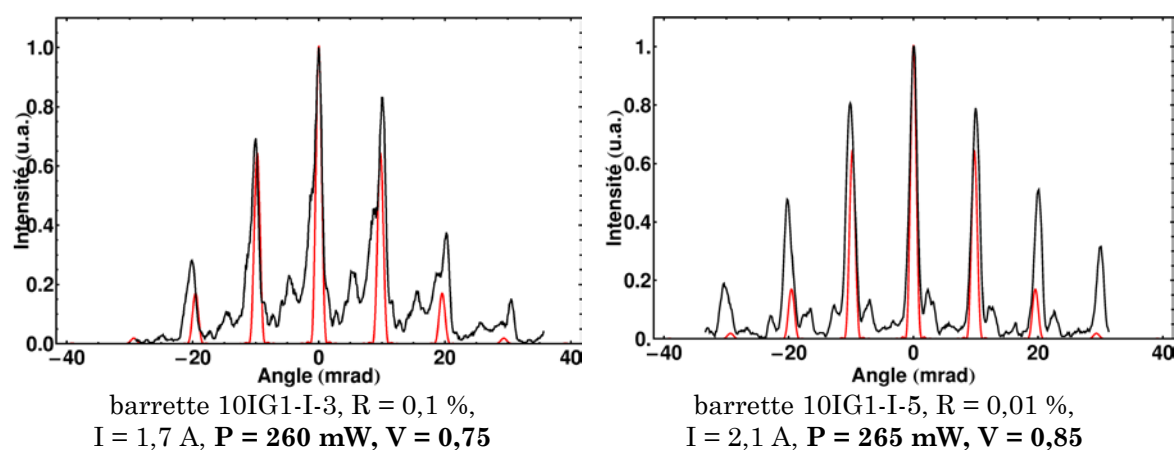
### III.2.b.ii Optimisation des performances

La principale difficulté expérimentale avec une cavité Talbot réside dans la montée en puissance. En effet, les performances en terme de qualité spatiale ont tendance à se dégrader avec l'augmentation de la puissance (cf. Tableau I-2). Nous présentons dans cette partie les différents paramètres de la cavité et étudions leur impact sur les performances laser. Nous nous intéressons tout d'abord au traitement anti-reflet sur la face avant, puis à l'influence du réseau de Bragg et à celle du coefficient de réflexion du coupleur de sortie. Une fois ces paramètres optimisés nous étudions l'évolution en puissance et en qualité spatiale du faisceau laser en fonction du courant d'alimentation.

- Traitement anti-reflet

Dans une cavité externe, la principale limite pour atteindre de fortes puissances réside dans l'émission propre des diodes laser. Dans notre cas, cette émission propre se manifeste par un fond incohérent sur le champ lointain qui induit une diminution de la visibilité des franges d'interférences observées dans le profil angulaire d'émission de la barrette et donc de la qualité de la mise en phase. Afin d'éviter ce phénomène, les diodes laser disposent d'un traitement anti-reflet sur la

face avant. Nous avons utilisé deux barrettes avec deux valeurs de traitement anti-reflet différentes :  $R = 0,1 \%$  (barrette 10IG1-I-3) et  $R = 0,01 \%$  (barrette 10IG1-I-5). Le traitement anti-reflet de  $0,1 \%$  n'est pas suffisant pour empêcher le fonctionnement laser. A l'inverse, avec le traitement anti-reflet de  $0,01 \%$  aucune émission laser n'est observée jusqu'à un courant de  $3 \text{ A}$ , ce qui correspond à environ trois fois les valeurs typiques de courant de seuil<sup>1</sup>. Nous comparons sur la Figure III-11 les profils en champ lointain du mode hors-phase que l'on obtient avec ces deux barrettes pour des puissances de sortie équivalentes. La cavité est ici refermée par un miroir réfléchissant  $40 \%$ . Il est clair sur la figure que le fond continu incohérent est bien plus important dans le cas d'un traitement anti-reflet à  $0,1 \%$ . En effet, on mesure une visibilité de  $0,75$  dans ce cas contre  $0,85$  avec la barrette traitée à  $0,01 \%$ .



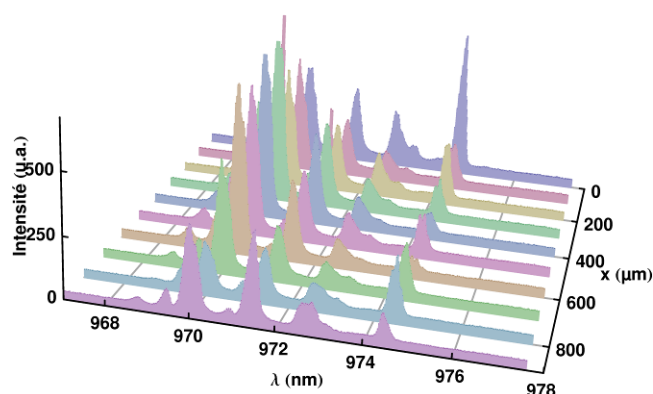
**Figure III-11 : Comparaison des profils en champ lointain en fonction du traitement anti-reflet sur la face avant des barrettes à des puissances de sortie équivalente – noir : mesures expérimentales, rouge : champs lointains théoriques calculés à partir de l'équation II-12 – gauche : barrette 10IG1-I-3, droite : barrette 10IG1-I-5.**

- Effet du réseau de Bragg

La principale innovation de la cavité Talbot que nous avons réalisée par rapport à l'état de l'art réside dans l'utilisation d'un réseau de Bragg comme coupleur de sortie dans le but de stabiliser la longueur d'onde de chacune des diodes laser. En effet, avec un miroir comme coupleur de sortie, le spectre de la barrette devient très instable lorsque la puissance augmente. Pour des courants d'alimentation proches du seuil, tous les émetteurs fonctionnent à la même longueur d'onde de  $970 \text{ nm}$ . Lorsque l'on augmente le courant d'alimentation, de plus en plus de raies apparaissent. Ainsi sur le champ proche spectralement résolu de la Figure III-12 mesuré à un courant de  $2,4 \text{ A}$  avec une puissance laser de  $565 \text{ mW}$ , on observe au moins 7 raies laser différentes sur une plage d'environ  $5 \text{ nm}$  de large. Ce comportement est classiquement observé dans les cavités Talbot (cf. Figure I-35

<sup>1</sup> Pour les diodes laser évasées guidées par l'indice, il est très difficile d'empêcher l'oscillation laser avec un traitement anti-reflet sur la face avant. En effet, du fait du guidage par l'indice la quasi-intégralité des photons réfléchis par la face avant sont guidés et participent à l'émission laser. La moindre inhomogénéité sur le traitement anti-reflet peut donc engendrer une émission laser. Pour les diodes laser évasées guidées par le gain, ce problème ne se pose pas car seulement  $1 \%$  des photons réfléchis par la face avant sont effectivement couplés dans la section ridge. La contrainte sur le traitement anti-reflet pour empêcher l'émission laser est donc relâchée d'autant.

[Huang 08]). Cela signifie, qu'il y a dans la cavité une compétition entre plusieurs modes transverses de longueurs d'onde différentes.

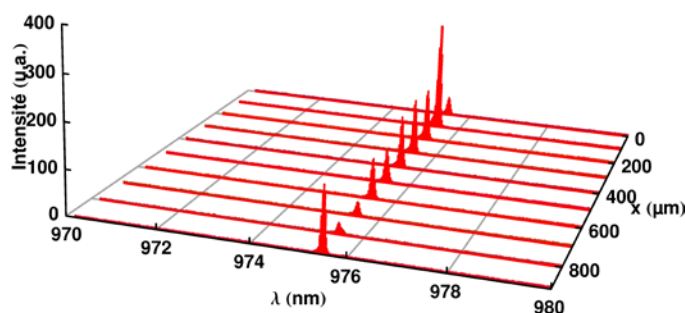


$I = 2,4 \text{ A}$ ,  $P = 565 \text{ mW}$

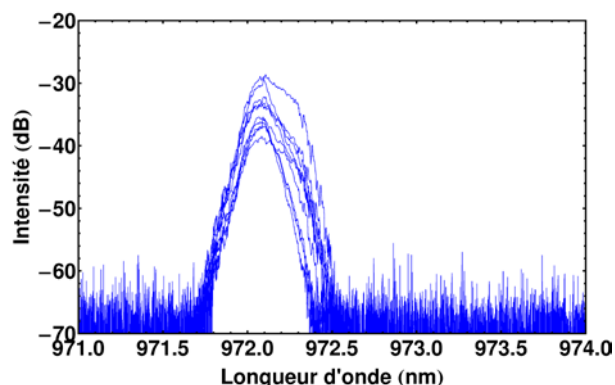
**Figure III-12 : Champ proche spectralement résolu de la cavité Talbot fermée par un miroir – barrette 10IG1-I-5, R = 40%, mode en phase.**

Lorsque l'on utilise un réseau de Bragg pour refermer la cavité, l'oscillation laser n'est possible qu'à la longueur d'onde de Bragg et ce quel que soit l'état de phase de la barrette. De plus, nous n'avons pas observé de modification du spectre avec le courant d'alimentation. La Figure III-13 montre la mesure de champ proche spectralement résolu pour la plus forte puissance que nous avons obtenue avec le réseau de Bragg réfléchissant 40% à 976 nm, à savoir 1,7 W pour un courant de 4 A. Sur cette figure, on voit clairement que toutes les diodes laser sont stabilisées à la même longueur d'onde.

Une mesure à l'analyseur de spectre optique du spectre de chacun des émetteurs avec un réseau de Bragg à 972 nm (Figure III-14) a confirmé que chacun des émetteurs fonctionnait bien à la longueur de Bragg sans que l'on puisse observer de décalage en longueur d'onde. La largeur de chaque raie laser étant d'environ 100 pm à mi-hauteur.

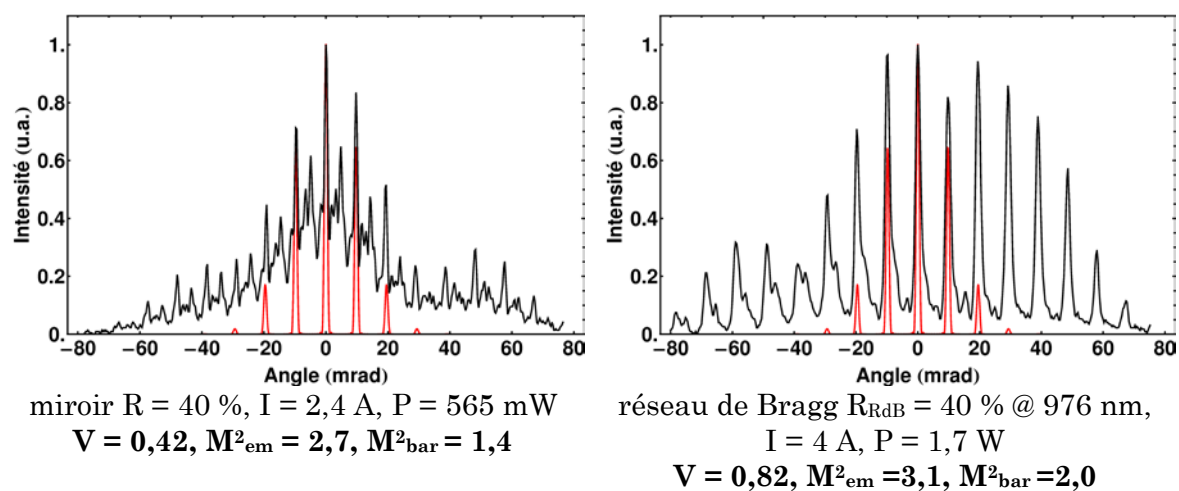


**Figure III-13 : Champ proche spectralement résolu avec le réseau de Bragg –  $R_{\text{rdB}} = 40 \% @ 976 \text{ nm}$ , barrette 10IG1-I-5,  $I = 4 \text{ A}$ ,  $P = 1,7 \text{ W}$ , mode en phase.**



**Figure III-14 : Spectre de chaque émetteur mesuré à l'analyseur de spectre optique -  $R_{\text{RdB}} = 40\%$  @ 972 nm, barrette 10IG1-I-5,  $I = 3$  A,  $P = 1,1$  W, mode en phase, résolution de l'analyseur de spectre: 10 pm.**

Nous observons expérimentalement que le réseau de Bragg a également un effet bénéfique pour la mise en phase de la barrette. Nous supposons que cet effet, en limitant la compétition entre des modes transverses à des longueurs d'onde différentes, facilite la discrimination modale de la cavité externe. L'émission cohérente selon un seul mode transverse de la barrette impose en effet un fonctionnement sur une seule raie laser, ce que l'on observe expérimentalement à bas courant avec un miroir. Avec le réseau de Bragg, en forçant une émission fine spectralement, on favorise donc un fonctionnement cohérent pour les émetteurs. Par ailleurs, la sélectivité angulaire du réseau pourrait interdire toute émission coopérative d'émetteurs deux à deux. Cela permet de monter en puissance tout en conservant des performances correctes du point de vue de la mise en phase. La Figure III-15 montre les profils en champ lointain aux courants les plus élevés que nous avons utilisés, à savoir 2,4 A avec le miroir plan (figure de gauche) et 4 A avec le réseau de Bragg (figure de droite). Avec le miroir plan, le fond incohérent est tellement important qu'il réduit la visibilité à 0,42 alors qu'elle est de 0,82 avec le réseau de Bragg. Cette bonne cohérence, même à fort courant d'alimentation, nous a permis d'atteindre une puissance triple avec le réseau de Bragg sans que les performances soient notablement dégradées.



miroir  $R = 40\%$ ,  $I = 2,4$  A,  $P = 565$  mW  
 $V = 0,42$ ,  $M^2_{\text{em}} = 2,7$ ,  $M^2_{\text{bar}} = 1,4$

réseau de Bragg  $R_{\text{RdB}} = 40\%$  @ 976 nm,  
 $I = 4$  A,  $P = 1,7$  W  
 $V = 0,82$ ,  $M^2_{\text{em}} = 3,1$ ,  $M^2_{\text{bar}} = 2,0$

**Figure III-15 : Comparaison des profils en champ lointain obtenu avec un miroir (gauche) et avec un réseau de Bragg (droite) – noir : mesures expérimentales, rouge : champs lointains théoriques – barrette 10IG1-I-5.**

- Influence du coefficient de réflexion du coupleur de sortie

Dans notre cas, le choix du coefficient de réflexion du réseau de Bragg doit répondre à deux critères opposés. En effet, si l'on souhaite atteindre de fortes puissances laser en sortie de la cavité externe, il faut que la transmission du réseau de Bragg soit suffisante pour extraire la puissance. A l'inverse, il faut également que le coefficient de réflexion soit suffisamment élevé pour que le fonctionnement en phase des émetteurs prédomine. Nous avons donc utilisé différents réseaux de Bragg avec des coefficients de réflexion différents de manière à trouver un compromis entre qualité spatiale et puissance optique (Tableau III-4). Nous avons également essayé de nous placer le plus proche possible du maximum de gain des diodes, à savoir 972 nm.

	$R_{RdB}$	$\lambda_B$
RdB1	40 %	976 nm
RdB2	40 %	972 nm
RdB3	30 %	972 nm
RdB4	20 %	972 nm

**Tableau III-4 : Liste et caractéristiques des réseaux de Bragg que nous avons utilisés.**

Sur la Figure III-16, nous comparons les profils en champ lointain que nous avons mesurés avec les différents réseaux. Notons tout d'abord que la barrette s'est dégradée entre les mesures. En effet les tests avec les réseaux réfléchissant 30 % et 40 % à 972 nm ont été réalisés après les expériences à fortes puissances qui sont détaillées par la suite. Le lobe supplémentaire de l'enveloppe, centré autour de 50 mrad, que l'on observe pour les champs lointains obtenus avec ces deux réseaux doit donc être occulté pour la comparaison des performances de chaque cavité<sup>1</sup>.

Pour les coefficients de réflexion inférieurs à 40 %, on observe un fond incohérent élevé qui réduit très sensiblement la visibilité à 0,66. Ces valeurs de coefficient de réflexion ne sont donc pas suffisantes pour assurer une discrimination suffisante en faveur du mode en phase et éviter la compétition avec les autres modes et avec le fonctionnement incohérent. Pour les deux réseaux à 40 %, le fond continu reste relativement bas et la visibilité atteint 0,9 avec RdB1. Le fonctionnement cohérent prédomine dans la cavité. Pour des coefficients de réflexion supérieurs à 30 %  $M^2_{bar}$  reste constant autour de 1,4, ce qui signifie que la plupart des émetteurs fonctionnent selon le mode en phase. Du fait de l'incertitude de mesure sur la largeur des pics d'interférences, on peut dire qu'au moins 8 émetteurs sur les 10 contribuent à l'émission cohérente. Avec le réseau de Bragg réfléchissant 20 %,  $M^2_{bar}$  augmente jusqu'à 1,6 ; seulement 6 ou 7 émetteurs contribuent vraisemblablement au mode en phase. Ceci est confirmé par le fond incohérent plus élevé que l'on observe dans ce cas. En ce qui concerne  $M^2_{em}$ , qui ne dépend que des émetteurs en eux-mêmes le coefficient de réflexion du réseau a peu d'influence, il reste constant autour de 3,2. Remarquons que les valeurs de  $M^2_{em}$  que l'on obtient sont a priori plus élevées que les facteurs de qualité  $M^2$  des émetteurs seuls.  $M^2_{em}$  est, en effet, directement lié à la largeur globale de l'enveloppe du profil en champ lointain qui, quant à elle, résulte de l'addition des faisceaux légèrement multimodes mais de profils différents provenant de chaque émetteur.

<sup>1</sup> Ce lobe supplémentaire est déjà visible sur le champ lointain à  $P = 1,7$  W de la Figure III-15, c'est à ce moment là que la barrette s'est dégradée.

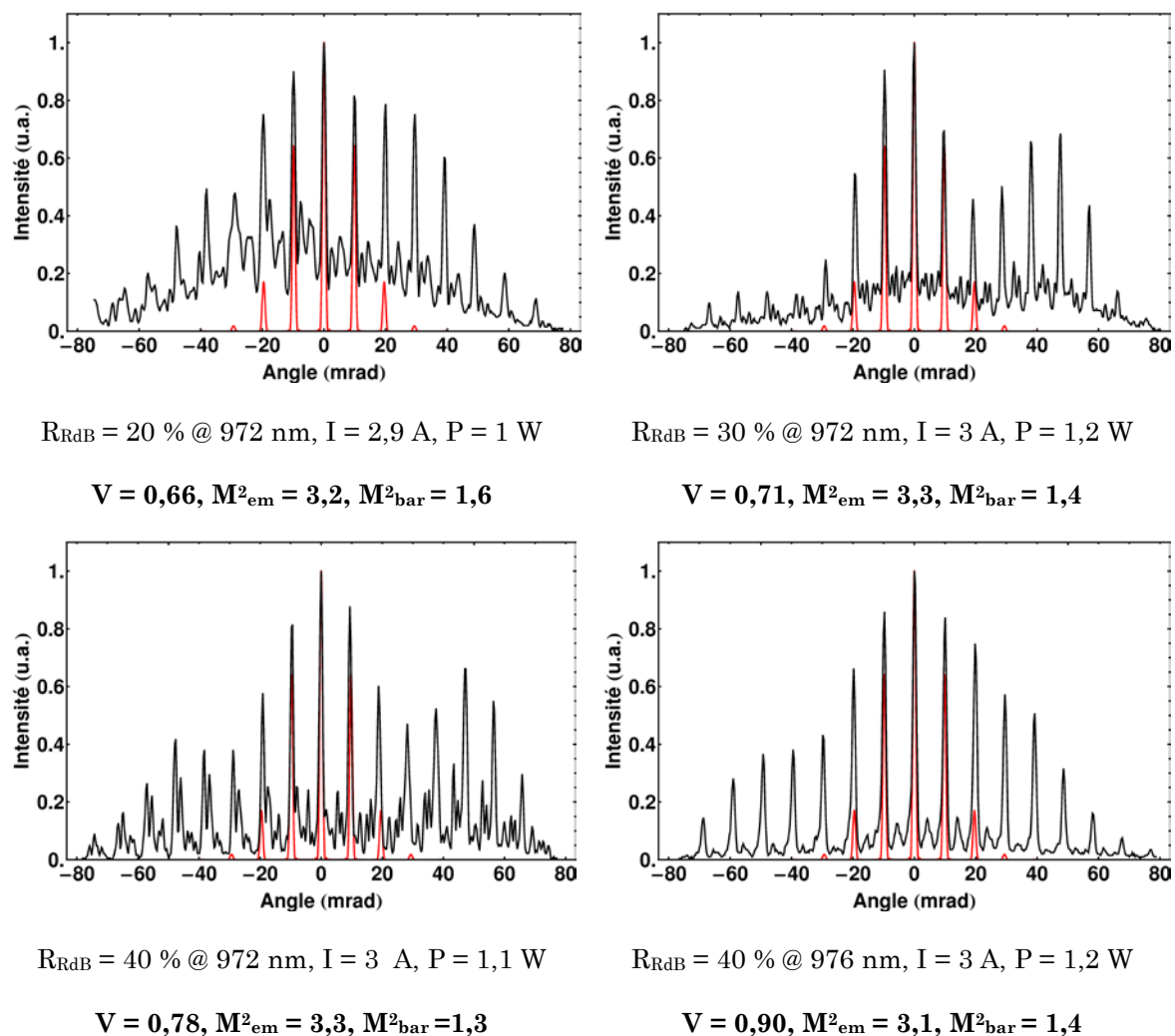


Figure III-16 : Comparaison des profils en champ lointain du mode en phase en fonction du coefficient de réflexion du réseau de Bragg – noir : mesures expérimentales, rouge : champs lointains théoriques – barrette 10IG1-I-5.

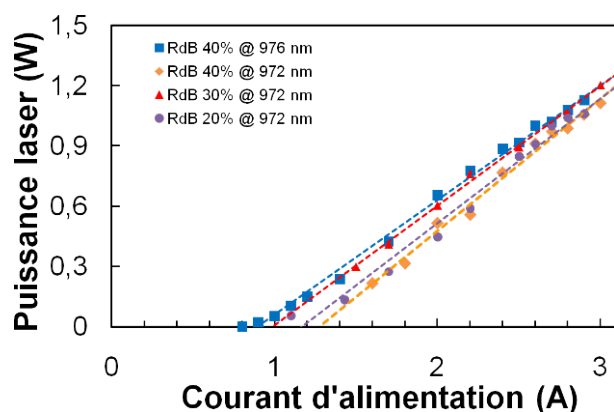


Figure III-17 : Caractéristiques en puissance de la cavité Talbot en fonction du coefficient de réflexion du réseau de Bragg – barrette 10IG1-I-5, mode en phase

La Figure III-17 montre l'évolution de la puissance de sortie avec le courant d'alimentation en fonction du coefficient de réflexion du réseau de Bragg. Le vieillissement de la barrette entre les séries de mesures rend difficile l'interprétation

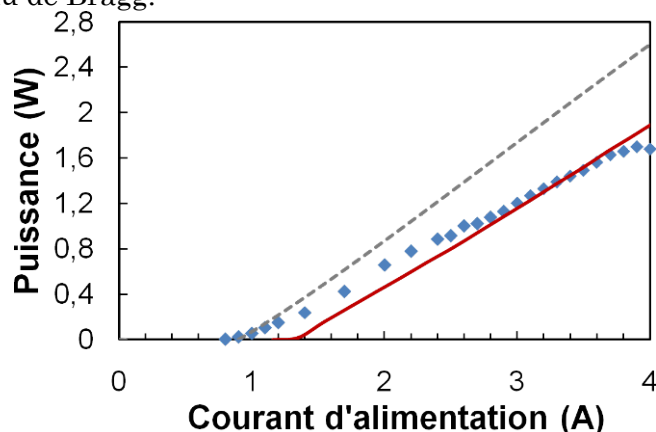


de ces mesures. En particulier, le seuil laser augmente au cours du temps sans aucun lien avec le coefficient de réflexion utilisé. Chronologiquement, nous avons d'abord utilisé le réseau de Bragg RdB1 réfléchissant 40 % à 976 nm. C'est avec ce réseau que nous avons fait la plupart des caractérisations en particulier celles à fortes puissances. Pour les autres réseaux, du fait du vieillissement de la barrette et des performances dégradées, nous avons préféré ne pas dépasser un courant de 3 A. La comparaison des performances en fonction de la longueur d'onde centrale du réseau de Bragg est donc décevante puisque les puissances obtenues à 976 nm sont meilleures qu'à 972 nm, alors que cette longueur d'onde correspond au maximum de gain des diodes laser. Ce que l'on peut tout de même retenir de ces mesures, c'est que la puissance laser est globalement extraite quel que soit le réseau et que l'on atteint des puissances de l'ordre du Watt autour de 3 A.

Les résultats présentés dans la suite ont été obtenus avec le réseau RdB1.

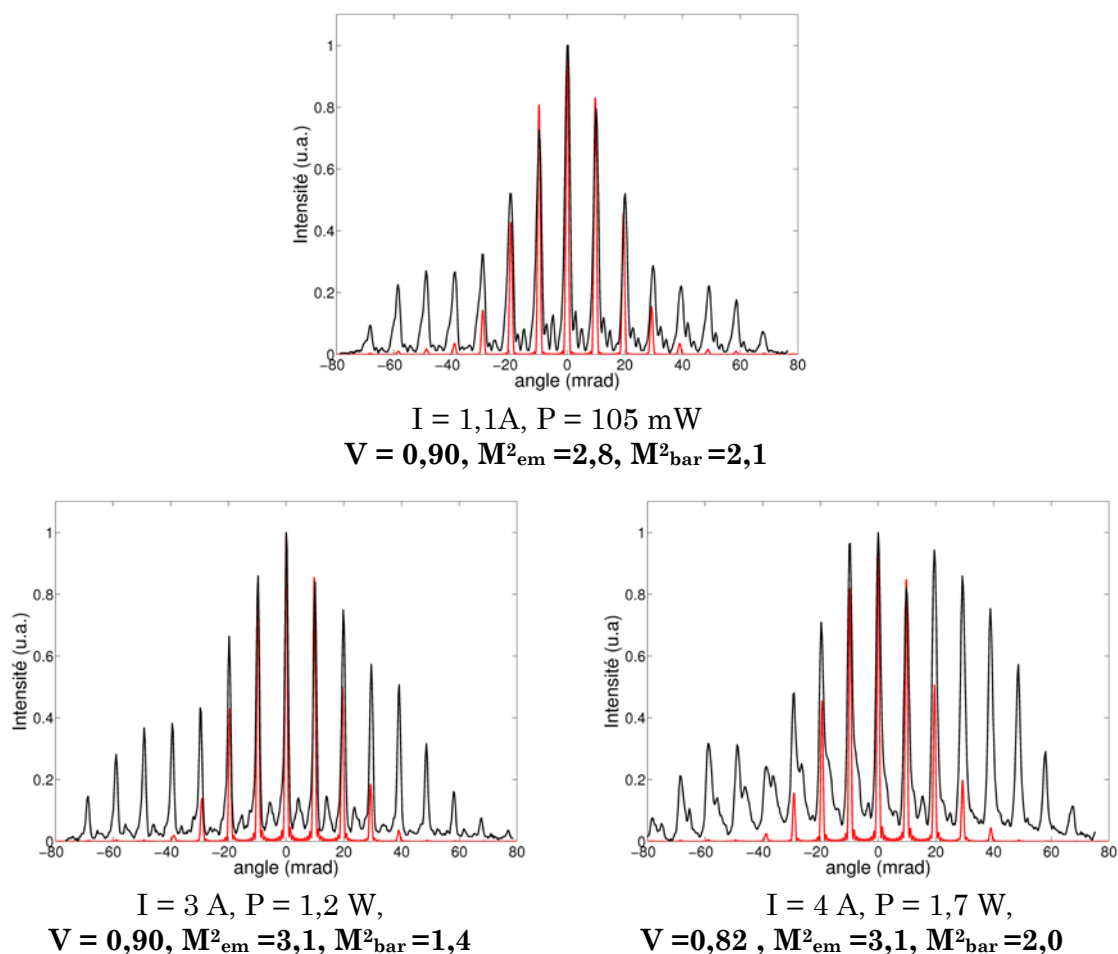
- Evolution avec le courant

Avec le réseau de Bragg réfléchissant 40 % à 976 nm, nous avons obtenu une puissance maximale de 1,7 W pour un courant d'alimentation de 4 A. Le seuil laser, autour de 0,9 A, est équivalent à celui typique d'une barrette 10IG1 et l'efficacité différentielle vaut  $0,55 \text{ W.A}^{-1}$  (Figure III-18). La montée en puissance est limitée par la saturation thermique que l'on observe à partir de 3,8 A. Si on prend en compte la transmission du réseau de Bragg, cela correspond à une puissance intra-cavité de 2,8 W à 4 A, ce qui correspond à la puissance typique pour une barrette de ce type à ce courant d'alimentation [Hassiaoui 08]. Nous sommes donc uniquement limités par les performances de la barrette de diodes en elle-même et par le coefficient de réflexion du réseau de Bragg.



**Figure III-18 : Caractéristique courant – puissance, pointillés gris : caractéristique typique d'une barrette 10IG1 (cf. Figure III-3), trait rouge : simulations, points bleus : mesure expérimentale – barrette 10IG1-I-5, réseau de Bragg 40 % @ 976 nm.**

Sur la Figure III-18, nous comparons ces résultats expérimentaux avec les résultats des simulations obtenus avec le modèle de l'Université de Nottingham (cf. §II.3). Il y a un bon accord entre les deux courbes. Le seuil prévu par les simulations est légèrement plus élevé que celui obtenu expérimentalement tandis que le rendement expérimental est moins élevé ( $0,55 \text{ W.A}^{-1}$  contre  $0,70 \text{ W.A}^{-1}$ ). Ces différences peuvent s'expliquer par le fait que le modèle ne prend pas en compte certains effets comme les effets thermiques ou la compétition avec l'émission propre. De plus, la description exacte des émetteurs est délicate.



**Figure III-19 : Evolution des profils en champ lointain avec le courant d'alimentation– noir : mesures expérimentales, rouge : champs lointains simulés avec le modèle UNott – barrette 10IG1-I-5,  $R_{RdB} = 40\%$  à 976 nm.**

Le profil en champ lointain de la barrette évolue lorsque le courant d'alimentation augmente (Figure III-19). Près du seuil, la mise en phase est très nette avec une forte visibilité (autour de 0,90 à  $I = 1,1\text{ A}$ ). Suivant la modélisation présentée sur la Figure I-24, cette valeur de visibilité élevée traduit la qualité de la cohérence de la barrette ; en effet selon la Figure I-24 cela correspondrait à une proportion de puissance cohérente de 65 %. Cependant, ici la distribution angulaire diffère de celle considérée dans le calcul où les émetteurs étaient gaussiens, cette valeur est donc probablement surestimée. Nous y reviendrons au chapitre IV.

Lorsque le courant augmente, l'enveloppe du champ lointain s'élargit et les pics d'interférences situés sur les bords prennent plus d'importance, jusqu'à devenir quasiment aussi intenses que le pic central à la puissance maximale. La largeur de l'enveloppe étant liée à la qualité spatiale des émetteurs de la barrette, cela signifie que les émetteurs ont tendance à devenir multimodes lorsque la puissance augmente. De plus, à fort courant, les pics d'interférences sont également élargis du fait de la contribution d'un mode d'ordre supérieur qui apparaît dans les pics parasites visibles autour des pics principaux ; cela se traduit par l'augmentation du facteur  $M^2_{bar}$ . Cela s'accompagne d'une diminution sensible de la visibilité liée à l'augmentation de la contribution incohérente à l'émission laser. Suivant la Figure III-19, cela correspondrait au mieux à une proportion de puissance cohérente de 50 %.



Si l'on compare ces champs lointains à ceux que l'on obtient avec le modèle de l'Université de Nottingham, la principale différence réside dans la largeur totale du champ lointain qui est environ deux fois plus large pour la mesure. Une fois encore, la raison à cela réside dans l'émission multimode des émetteurs. De plus, les effets thermiques n'étant pas pris en compte dans le modèle, la dégradation de l'émission des émetteurs ne peut pas être modélisée précisément.

D'un point de vue expérimental, mentionnons que les profils obtenus précédemment en fonction du courant nécessitent un ajustement des réglages de positionnement du réseau pour compenser les variations différentielles thermiques de phase entre les émetteurs. Toute fois, en chaque point de fonctionnement grâce à une mécanique compacte, le profil en champ lointain reste stable.

Par rapport à l'état de l'art, ces résultats constituent une nette amélioration de ceux obtenus que ce soit en terme de puissance ou de cohérence avec une barrette similaire par [Hassiaoui 08], grâce en particulier, à l'utilisation d'un réseau de Bragg qui favorise le fonctionnement selon le mode en phase. Dans une configuration très proche utilisant une technologie d'émetteurs monomodes de forte luminance (SCOWL) Huang *et col.* (cf. Figure I-35) atteignent une puissance de 7 W dans un faisceau mis en phase [Huang 08]. Nos résultats sont comparables du point de vue de la qualité de la mise en phase par la cavité externe. Cependant, nous sommes limités par la dégradation sensible de la qualité spatiale des émetteurs seuls et les performances intrinsèques des émetteurs en terme de puissance.

### III.2.c Cavité Talbot avec grandissement (barrettes Spot et 6IG1 adjacents)

Les pas des barrettes Spot et 6IG1 adjacents sont de 20 et 30  $\mu\text{m}$  respectivement, ce qui résulte en des distances  $Z_T/4$  de quelques centaines de microns (Tableau III-2). Compte tenu des dimensions typiques des lentilles de collimation de l'axe vertical, il est impossible de placer le miroir de la cavité externe directement devant la barrette de diodes comme dans la configuration précédente. Il est donc nécessaire d'utiliser une image agrandie de la barrette de diodes. Pour cela, nous avons utilisé un système de deux lentilles en configuration afocale (Figure III-20). Le grandissement  $f_2/f_1$  est choisi de telle sorte que le pas  $p'$  de l'image soit de l'ordre de 100-200  $\mu\text{m}$ , ce qui autorise à placer le miroir à quelques dizaines de millimètres de l'image (cf. Tableau III-5). Le choix d'un système afocal assure de réimager exactement, avec un grandissement connu, le champ proche et de préserver l'imagerie du champ lointain à l'infini, puisque l'ensemble barrette + optiques est télécentrique<sup>1</sup>. Ainsi, nous obtenons au voisinage de l'image un effet d'auto-imagerie Talbot analogue à celui observé près de la source. En effet, si le système n'était pas afocal, les images Talbot qui en résultent seraient réparties sur des cercles concentriques divergents [Joyeux 82], ce qui serait rédhibitoire, dans notre cas, pour assurer un couplage entre les émetteurs.

---

<sup>1</sup> Un système optique est dit télécentrique lorsque ses pupilles d'entrée et/ou de sortie sont à l'infini ; la pupille est ici le champ lointain de la barrette.

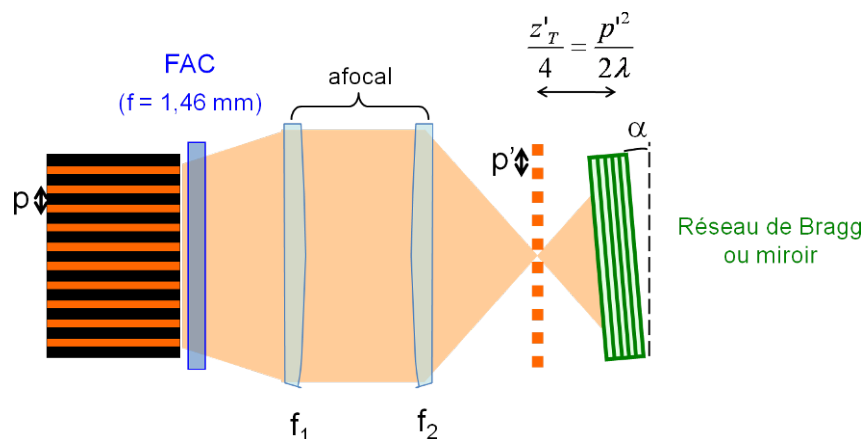


Figure III-20 : Schéma de principe d'une cavité Talbot avec grandissement.

	$p$	$f_1$	$f_2$	$p'$	$Z'_T/4$	$\alpha$
<b>Spot</b>	20 $\mu\text{m}$	15 mm	100 mm	133 $\mu\text{m}$	9 mm	3 mrad ( $\sim 0,2^\circ$ )
<b>6IG1 adjacents</b>	30 $\mu\text{m}$	8 mm	60 mm	225 $\mu\text{m}$	26 mm	1,7 mrad ( $\sim 0,1^\circ$ )

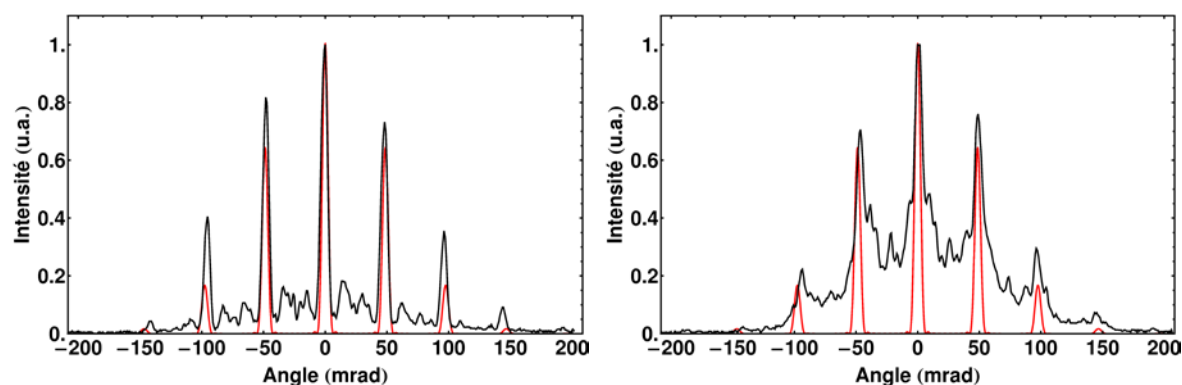
Tableau III-5 : Configuration de cavité externe en fonction de la barrette de diodes laser utilisée.

Pour les deux barrettes, le faisceau est collimaté dans la direction verticale par une lentille cylindrique de forte ouverture numérique (FAC). Pour la barrette Spot, deux lentilles cylindriques de focales  $f_1 = 15$  mm et  $f_2 = 100$  mm agissant dans la direction horizontale sont utilisées pour effectuer un grandissement de 6,7 ; et pour la barrette 6IG1 adjacents, deux lentilles sphériques de focales  $f_1 = 8$  mm et  $f_2 = 60$  mm réalisent un grandissement de 7,5. Avec la barrette Spot, nous avons utilisé le réseau de Bragg réfléchissant 40 % à 976 nm tandis que nous n'avons réalisé que des expériences préliminaires avec un miroir plan réfléchissant 40 % avec la barrette 6IG1 adjacents II-1.

Pour les deux cavités, nous observons un comportement identique à celui décrit précédemment : pour un angle d'inclinaison nul, la cavité fonctionne selon le mode hors phase et lorsque l'on incline le miroir, on obtient le mode en phase.

- Barrette Spot

La Figure III-21 montre les profils en champ lointain lorsque l'on est proche du seuil (gauche) et à courant un peu plus élevé (droite) obtenus avec la barrette Spot. On observe une très nette augmentation du fond incohérent avec l'augmentation de la puissance. Ceci est dû au fait qu'un des émetteurs de la barrette oscille tout seul, probablement à cause d'un défaut sur le traitement anti-reflet de cet émetteur. Cette contribution incohérente est confirmée par la mesure du champ proche spectralement résolu (Figure III-22) où l'émetteur situé en  $x = 100$   $\mu\text{m}$  présente deux autres raies laser autour de 966 nm, alors que tous les autres émetteurs fonctionnent à la longueur d'onde imposée par le réseau de Bragg. Les émetteurs de la barrette étant strictement monomodes, l'enveloppe des profils en champ lointain demeure étroite ; nous mesurons des facteurs de qualité  $M^2_{em}$  légèrement supérieur à 1. Le seuil laser en cavité est obtenu pour un courant de 0,8 A, ce qui est deux fois plus élevé que la valeur typique pour ce genre de barrette [Salet 05]. Du fait de la forte dégradation du champ lointain avec l'augmentation du courant, nous avons choisi de nous arrêter à une puissance de 140 mW pour un courant de 1,3 A.



$$I = 0,8 \text{ A}, P = 41 \text{ mW}$$

$$V = 0,88, M^2_{em} = 1,2, M^2_{bar} = 1,0$$

$$I = 1,3 \text{ A}, P = 140 \text{ mW}$$

$$V = 0,40, M^2_{em} = 1,2, M^2_{bar} = 2,2$$

Figure III-21 : Profils en champ lointain en fonction du courant d'alimentation, gauche : près du seuil, droite :  $I = 1,6 \times I_{seuil}$ .<sup>1</sup>

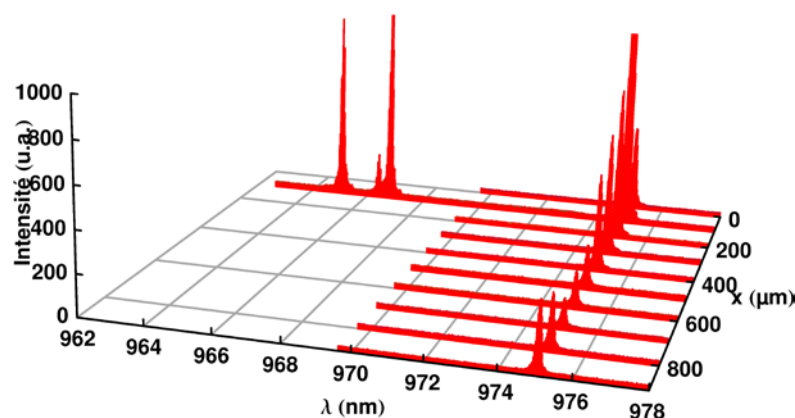


Figure III-22 : Champ proche spectralement résolu –  $I = 1,3 \text{ A}, P = 140 \text{ mW}$ .

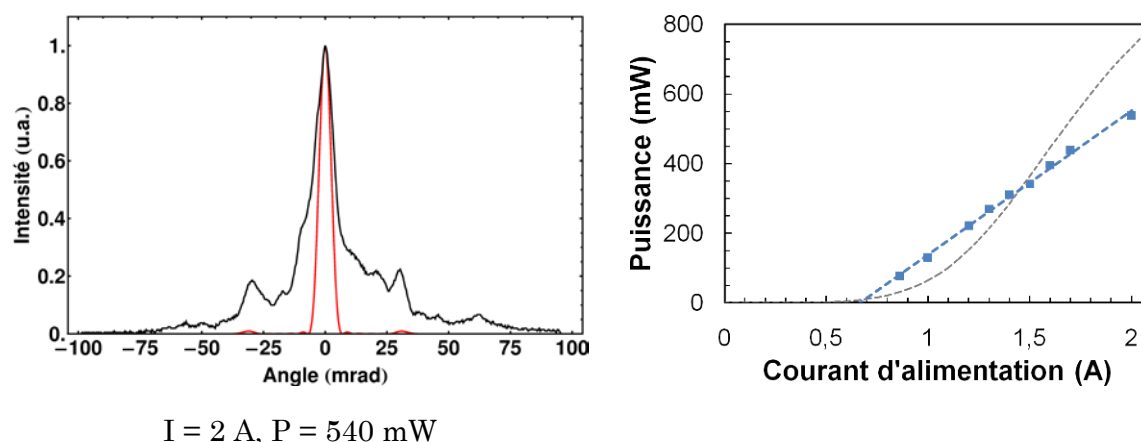
Ces résultats mettent en évidence à quel point un émetteur totalement incohérent peut dégrader les performances de l'ensemble de la barrette. Il est donc nécessaire d'utiliser une barrette avec un très bon traitement anti-reflet et avec une très bonne homogénéité.

- Barrette 6IG1 adjacents

La barrette 6IG1 adjacents ayant un facteur de remplissage d'environ 100 %, le profil en champ lointain du mode en phase que l'on obtient est constitué d'un lobe centre principal (cf. Figure III-23 – gauche). Ce lobe est cependant plus large que celui théorique (10 contre 5,6 mrad). Il est possible que le mode d'ordre deux contribue à l'émission (cf. Annexe 4). Il a, en effet, été montré que la discrimination entre les modes en cavité Talbot diminue lorsque le facteur de remplissage augmente [Mehuys 91]. La discrimination modale pour cette barrette 6IG1 adjacents n'est donc pas très élevée. De plus, on observe deux lobes supplémentaires situés en  $\pm \lambda/p \sim 33 \text{ mrad}$ . La présence de ces lobes supplémentaires est probablement due, encore une fois, à un fonctionnement légèrement multimode des émetteurs. La

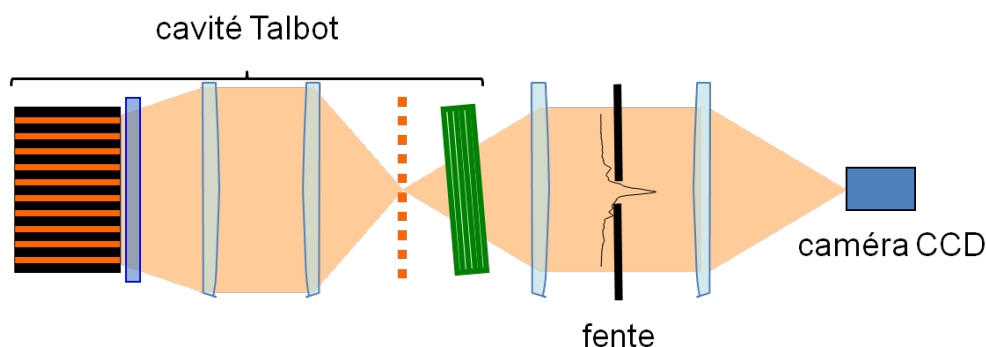
<sup>1</sup> Ces champs lointains ainsi que les suivants présentés dans cette section sont rapportés à la barrette, en retirant la contribution du grossissement du système afocal.

caractéristique en puissance de cette barrette en cavité Talbot est montrée sur la Figure III-23 – droite. Le seuil laser du mode en phase est d'environ 0,7 A et nous avons obtenu une puissance maximale de 540 mW à 2 A. L'efficacité différentielle vaut alors 0,41 W.A<sup>-1</sup>.



**Figure III-23 : gauche : profil en champ lointain du mode en phase en cavité Talbot droite : caractéristique courant-puissance du mode en phase (points bleus) et de la barrette hors cavité (pointillés gris) – barrette 6IG1 adjacents II-1, miroir R = 40 %.**

Dans la mesure où le profil en champ lointain de cette barrette en cavité externe est quasi-monolobe, nous avons mesuré expérimentalement le pourcentage de la puissance totale dans le lobe central en effectuant un filtrage du faisceau émis avec une fente dans le plan de Fourier dont la largeur est telle qu'elle ne laisse passer que le lobe central (Figure III-24). On peut également mesurer le facteur de qualité du faisceau filtré  $M^2$  en utilisant la méthode décrite au §I.1.b. Dans ces conditions, à  $I = 1,5$  A, 50 % de la puissance émise est contenue dans ce lobe et la mesure du facteur de qualité  $M^2$  conduit à une valeur de 2,2 et donc à une luminance de 8 MW.cm<sup>-2</sup>.sr<sup>-1</sup>.



**Figure III-24 : Schéma de principe de la mesure de  $M^2$ .**

### III.2.d Conclusion sur les cavités Talbot

Le principe de la cavité Talbot pour la mise en phase d'une barrette de diodes laser a été implémenté sur plusieurs barrettes d'émetteurs différentes. Le principal travail a été fait avec une barrette de 10 diodes laser évasées au pas de 100  $\mu$ m. Un prototype compact bénéficiant de la simplicité de la cavité a été réalisé. Nous avons obtenu avec ce montage une puissance laser de 1,7 W selon le mode en phase. L'utilisation d'un réseau de Bragg comme coupleur de sortie a permis, à la fois, de stabiliser le spectre de chaque diode laser et de limiter la compétition modale. Nous

avons également montré que le traitement anti-reflet sur la face avant de la barrette est un élément essentiel à l'obtention d'une cohérence élevée entre les émetteurs.

Pour des barrettes avec un pas inter-émetteur trop petit, il est nécessaire d'utiliser des optiques intra-cavités afin d'allonger la distance Talbot. Dans cette configuration, nous avons obtenu un fonctionnement similaire à celui observé avec la barrette 10IG1. Lorsque le taux de remplissage de la barrette est très élevé, nous obtenons directement un faisceau quasi-monolobe avec un facteur de qualité de 2,2 et contenant 50 % de la puissance. Afin d'améliorer, les performances de cette dernière cavité du point de vue de la stabilité mécanique, un prototype compact utilisant des optiques de courtes focales est en cours de conception.

La principale limite à la montée en puissance réside dans les barrettes de diodes en elles-mêmes. Utiliser des barrettes avec des émetteurs plus puissants est *a priori* possible. Cependant les barrettes actuelles de diodes laser évasées à guidage par le gain ne sont pas adaptées pour réaliser simplement une cavité Talbot. Elles sont en effet très larges (quelques millimètres) et donc sensibles à la déformation (effet de « smile »), ont un pas supérieur à 500  $\mu\text{m}$  [Brighter], ce qui correspond à une distance Talbot de 512 mm, et présentent de l'astigmatisme. Il y a donc plusieurs problèmes d'optique à résoudre avec ces barrettes avant de les mettre en cavité externe.

### III.3 Filtrage angulaire intra-cavité

#### III.3.a Rappel du principe de la cavité

Le principe de la cavité a déjà été décrit au chapitre précédent (§II.2.d) et est rappelé sur la Figure III-25. La sélection des modes se fait grâce à un filtrage angulairement sélectif. C'est le mode dont le profil angulaire en champ lointain a le meilleur recouvrement avec le filtre qui est sélectionné par la cavité externe. Nous avons vu que cette cavité était particulièrement bien adaptée à des barrettes de fort taux de remplissage car cela permet d'obtenir directement un faisceau monolobe en sélectionnant le mode hors phase. Pour cela, un filtre angulaire de largeur  $\lambda/Np$  est placé à la position  $\lambda/2p$  pour réfléchir l'un des lobes du mode hors phase. La sortie laser s'effectue selon le lobe symétrique en  $-\lambda/2p$ . Expérimentalement, nous avons utilisé la barrette 6IG1 adjacents qui a un taux de remplissage d'environ 100 %, ainsi que les propriétés de sélectivité angulaire des réseaux de Bragg.

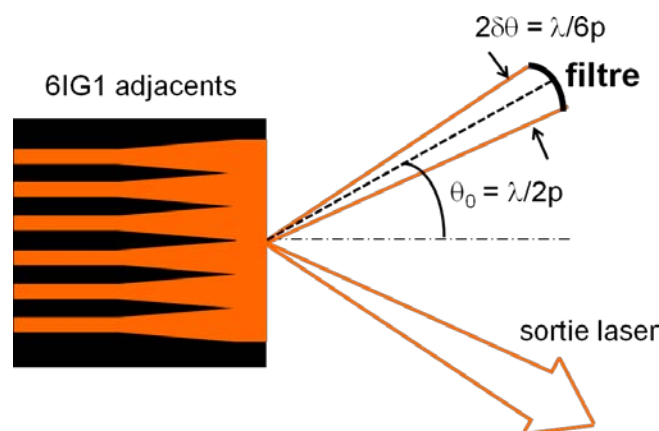
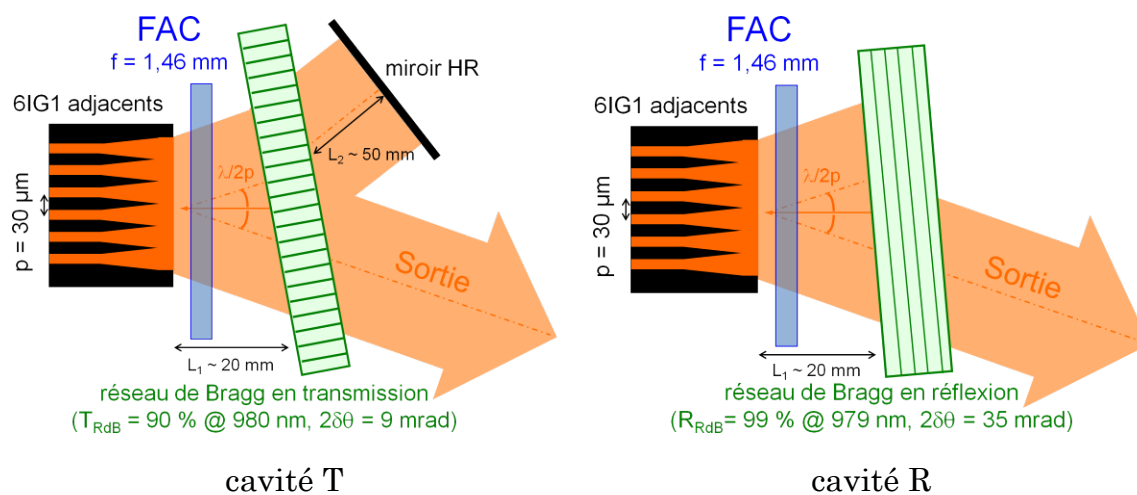


Figure III-25 : Rappel du principe du filtrage angulaire.

### III.3.b Description des deux cavités étudiées

Deux configurations différentes ont été étudiées avec la barrette 6IG1 adjacents II-1 (Figure III-26). La première solution (cavité T) consiste à utiliser un réseau de Bragg en transmission incliné de telle sorte qu'il diffracte la portion de faisceau émise dans la direction  $\lambda/2p$ . Ce faisceau est réfléchi par un miroir plan hautement réfléchissant. La sortie laser s'effectue dans la direction  $-\lambda/2p$  qui est totalement transmise par le réseau car en dehors de la condition de Bragg. Le faisceau est collimaté dans la direction verticale par une lentille cylindrique. L'efficacité de diffraction et l'acceptance angulaire de ce réseau, évaluées expérimentalement, sont respectivement  $T_{RdB} = 90 \%$  et  $2\delta\theta = 9 \text{ mrad}$  à 980 nm.

L'autre solution (cavité R) que nous avons étudiée consiste à remplacer l'ensemble réseau de Bragg en transmission + miroir HR par un réseau de Bragg en réflexion hautement réfléchissant. Ce réseau est incliné d'un angle  $\lambda/2p$  de manière à effectuer le filtrage adéquat. La sortie utile, en  $-\lambda/2p$ , n'étant pas dans les conditions de Bragg, elle est transmise par le réseau. Cette cavité présente l'avantage de réduire le nombre d'éléments dans la cavité. Nous avons utilisé le seul réseau de Bragg hautement réfléchissant dans cette gamme de longueur d'onde en notre possession. Ce réseau n'est pas totalement adapté puisque sa longueur d'onde de Bragg est située à 979 nm ce qui est assez éloigné du maximum de gain de la barrette. De plus son acceptation angulaire vaut 35 mrad ce qui est bien plus large que la limite de diffraction de la barrette (6 mrad). Le filtrage n'est donc pas optimal mais notre objectif, dans cette partie, est de réaliser une démonstration de principe.



**Figure III-26 : Schémas expérimentaux des deux cavités externes avec filtrage angulaire intra-cavité étudiées.**

Le lecteur attentif aura noté une très grande similitude entre la cavité R et la cavité Talbot qui a été présentée précédemment (cf. Figure III-10). En effet, dans les deux cas un réseau de Bragg en réflexion est placé devant la barrette et incliné d'un angle  $\lambda/2p$ . Pourtant, ces cavités n'ont pas le même comportement. La différence entre ces deux cavités réside dans le fait que dans le cas de la cavité Talbot la longueur de la cavité externe est choisie pour effectuer un filtrage en champ proche (par effet Talbot) alors que dans le cas de la cavité R la longueur de la cavité est bien plus longue que la distance Talbot de telle sorte que le filtrage s'effectue en champ lointain. Le choix de la longueur de cavité n'est pas critique, en pratique nous avons utilisé  $L_{ext} \sim 20 \text{ mm}$ . Rappelons que la distance Talbot pour la barrette 6IG1 adjacents vaut environ 1,8 mm.

### III.3.c Caractérisation expérimentale

Nous avons testé successivement les deux cavités externes. La Figure III-28 compare les champs lointains obtenus pour les deux configurations. Dans les deux cas, nous obtenons d'une part, un creux correspondant à la portion du faisceau diffracté par le réseau de Bragg et, d'autre part, un lobe d'intensité situé à la position angulaire symétrique. Ce creux a une largeur d'environ 8 mrad avec le réseau de Bragg en transmission et de 38 mrad avec le réseau de Bragg en réflexion, ce qui correspond globalement aux acceptances angulaires de ces différents réseaux. La position du lobe principal est autour de  $\lambda/2p = 16$  mrad. Il est cependant également possible d'obtenir à fort courant un seul lobe décalé autour de 21 mrad (cf. Figure III-28 – haut, droite). Il est probable que dans ce cas, la barrette ne fonctionne pas selon le mode hors-phase mais selon un mode d'ordre supérieur à 6. Ce phénomène a déjà été observé avec des barrettes d'émetteurs légèrement multimodes [Hadley 86; Chang-Hasnain 87]. Il faut noter que contrairement à d'autres configurations de filtrage similaires [Zheng 07], ici il est clair que le lobe unique que l'on observe sur les profils en champ lointain résulte de la combinaison cohérente de tous les émetteurs de la barrette et non d'une addition incohérente de l'émission de chaque émetteur filtrée.

A puissance maximale, les largeurs des lobes principaux que l'on observe sur les profils en champ lointain sont du même ordre autour de 7,5 mrad pour les deux configurations. Comme précédemment, nous avons mesuré les facteurs de qualité de ces faisceaux en sélectionnant le lobe principal avec une fente dans le champ lointain (cf. Figure III-24). Dans les deux cas, nous avons mesuré un  $M^2$  égal à 1,8 à puissance maximale (Figure III-27).

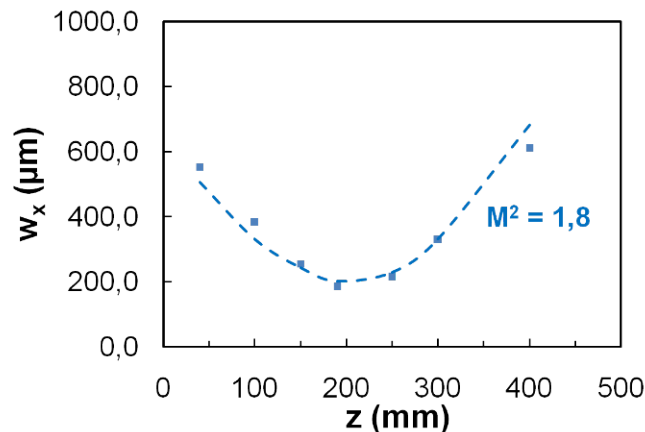
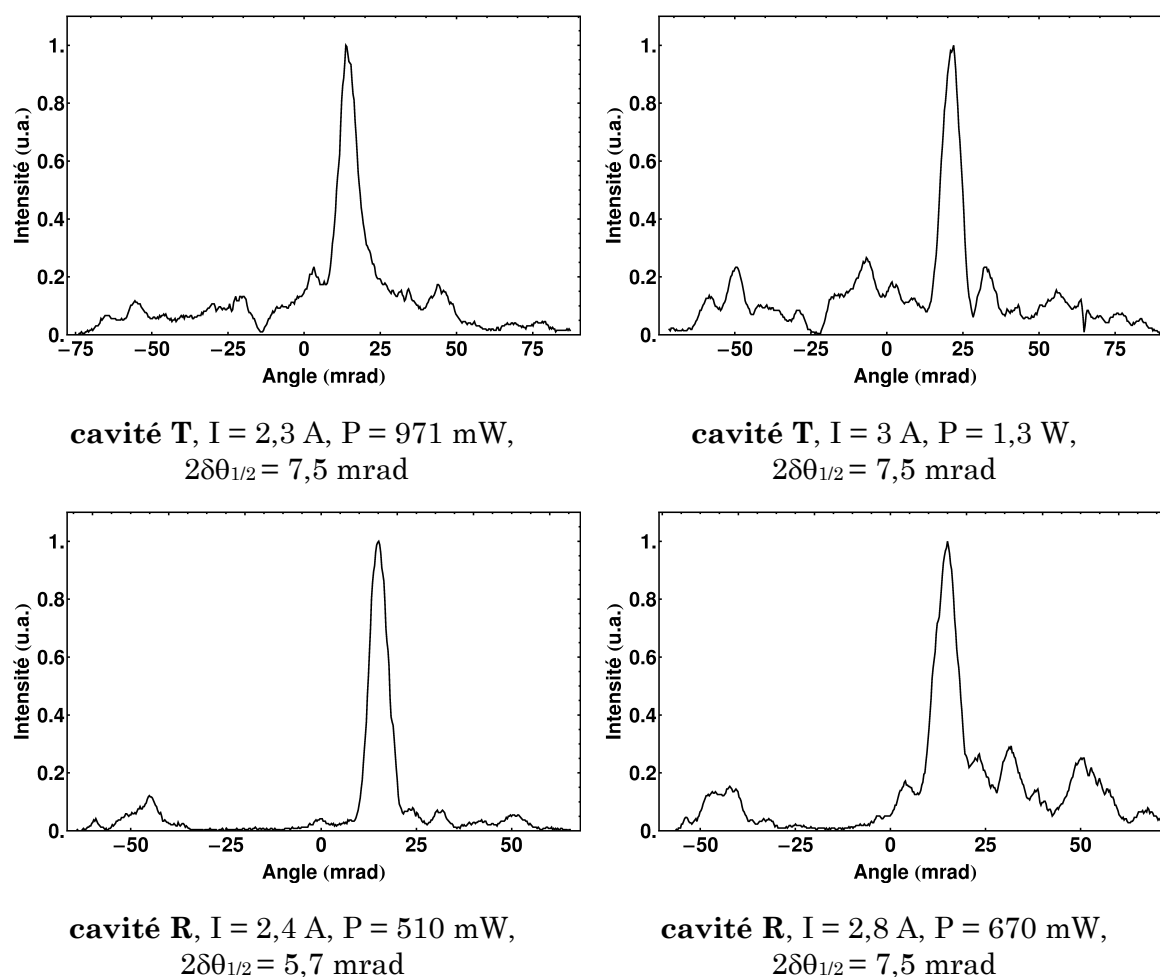


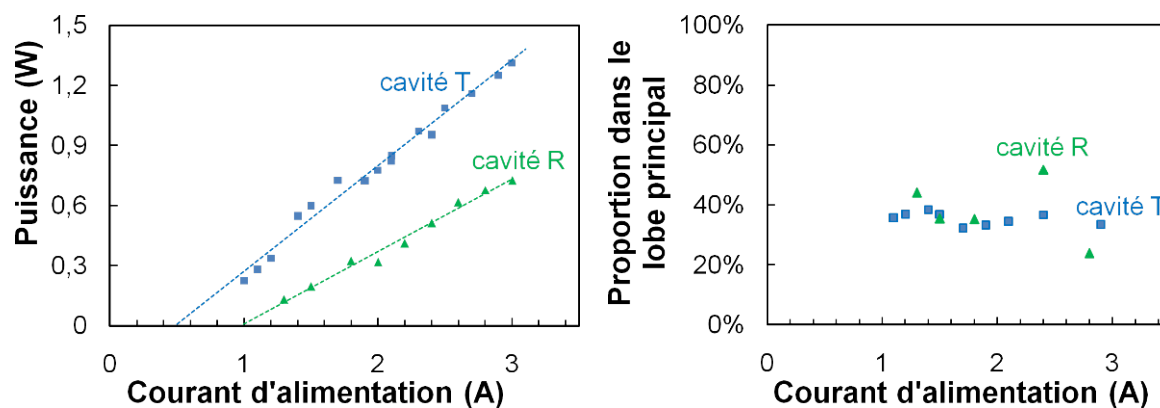
Figure III-27 : Mesure de  $M^2$  pour la cavité T, points : mesure expérimentale, pointillés : ajustement avec la relation I-6 – I = 3 A, P = 1,3 W.



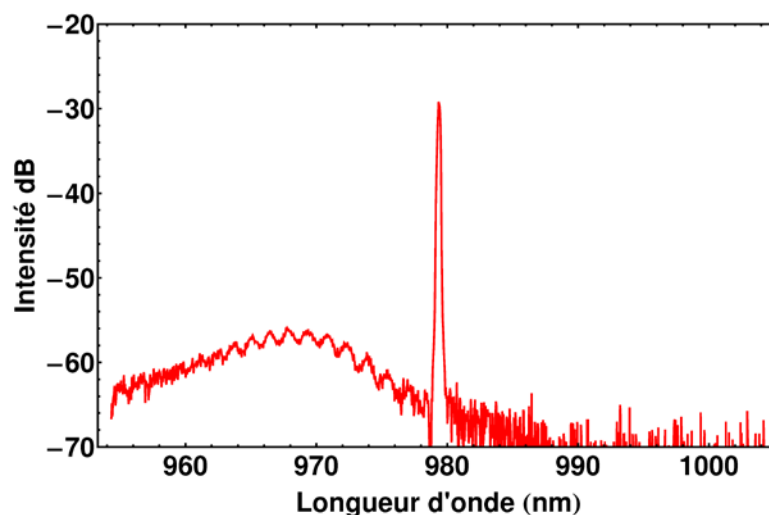
**Figure III-28 : Profils en champ lointain en fonction du courant d'alimentation pour les deux cavités – haut : cavité T, bas : cavité R.**

La Figure III-29 montre les caractéristiques courant-puissance des deux cavités ainsi que l'évolution de la proportion de puissance incluse dans le lobe principal en fonction du courant. On obtient des puissances maximales de 1,3 W avec la cavité T et de 720 mW avec la cavité R. Cette différence de puissance doit être pondérée par le fait que la longueur d'onde du réseau de Bragg en réflexion est éloignée du maximum de gain de la barrette. La proportion de puissance contenue dans le lobe central est d'environ 40 % pour la cavité T. Cette valeur reste stable avec l'augmentation de la puissance. Cela correspond à une puissance utile de 375 mW à 3A. Dans le cas de la cavité R, près du seuil la proportion de puissance utile est un peu plus élevée. Cependant, le champ lointain devient très instable lorsque l'on augmente le courant et la proportion de puissance utile diminue. Elle passe de 265 mW à 2,4 A à 160 mW à 2,8 A. Concernant la luminance, à partir des mesures de  $M^2$ , on obtient  $23 \text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$  pour la cavité T et  $16 \text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$  pour la cavité R, ce qui constitue une amélioration d'un facteur 3 et 2 respectivement par rapport à la luminance initiale de la barrette ( $7,3 \text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ ).





**Figure III-29 : gauche – caractéristiques courant-puissance  
droite – proportion de la puissance dans le lobe principal par rapport à la  
puissance totale, (carrés bleus : cavité T, triangles verts : cavité R) – barrette 6IG1  
adjacents II-1.**



**Figure III-30 : Spectre du laser en cavité R,  $I = 3A$ ,  $P = 730$  mW, barrette 6IG1  
adjacents II-1, résolution de l'analyseur de spectre 200 pm.**

Dans le cas de la cavité T, le spectre de la barrette n'est pas stabilisé. On observe plusieurs raies laser de manière similaire à ce que l'on a observé pour la cavité Talbot avec un miroir (cf. Figure III-12). Le réseau de Bragg en transmission est, en effet, trop peu sélectif spectralement pour contrôler le spectre de la barrette. A l'inverse avec le réseau de Bragg en réflexion, le spectre de tous les émetteurs est stabilisé à 979 nm (Figure III-30). Une largeur à -3dB d'environ 150 pm a été mesurée.

### III.3.d Perspectives d'améliorations et limites de cette solution

Les expériences qui ont été présentées dans cette partie sur le filtrage angulaire intra-cavité avec un réseau de Bragg sont encore des expériences préliminaires. De nombreuses voies d'amélioration sont envisagées. D'une part, les réseaux de Bragg que nous avons utilisés ne sont pas complètement optimisés. Leurs acceptances angulaires sont trop larges pour effectuer un filtrage angulaire efficace. D'autre part la longueur d'onde centrale du réseau en réflexion est trop éloignée du maximum de gain de la barrette pour espérer atteindre de fortes puissances. Avec un réseau de Bragg en réflexion centré autour de 972 nm et avec une plus faible

acceptance angulaire, on peut espérer grandement améliorer les performances. Cette solution avec le réseau de Bragg en réflexion est de plus prometteuse en vue de la réalisation d'un prototype stable et compact sur le même modèle que celui réalisé en cavité Talbot Il faut cependant noter que, pour un réseau de Bragg en réflexion fonctionnant en incidence normale ( $\theta_B = 0$ ), il est très difficile de réaliser un réseau avec une faible acceptance angulaire. En effet, le point de fonctionnement du réseau se situe au sommet de l'arche d'efficacité (cf. Figure II-3) qui est donc large dans la direction angulaire.

L'autre voie d'amélioration concerne les diodes laser. En effet, avec des traitements anti-reflet efficaces, on peut espérer ne plus avoir d'émission propre et n'obtenir qu'un seul lobe contenant toute la puissance optique. On peut également espérer obtenir de meilleurs composants en terme de puissance laser. Il faut cependant être conscient qu'une barrette avec un taux de remplissage élevé n'est pas forcément un bon candidat pour obtenir de fortes puissances. En effet, en rapprochant les diodes laser les unes des autres, on augmente la charge thermique locale à évacuer. Il faudra donc également travailler sur le comportement thermique des montures des barrettes qui actuellement ne sont pas du tout optimisées dans ce sens.

### III.4 Conclusion - Comparaison des solutions proposées

Dans ce chapitre, nous avons étudié expérimentalement deux solutions de cavité externe avec un réseau de Bragg pour la mise en phase d'une barrette de diodes laser. La première consiste à exploiter l'effet Talbot de manière à maximiser le couplage entre les émetteurs et à sélectionner le mode en phase. Un prototype compact a été réalisé pour assurer une bonne stabilité mécanique au laser. Les meilleurs résultats ont été obtenus à partir d'une barrette de 10 diodes laser évasées guidées par l'indice. Une puissance de 1,7 W dans le mode en phase avec une stabilisation de la longueur d'onde d'émission à la longueur d'onde de Bragg a ainsi été démontrée. Nous avons également montré que la cavité Talbot est adaptable à plusieurs types de barrette : il est en effet possible d'ajuster la distance Talbot en imageant la barrette avec le grandissement adéquat.

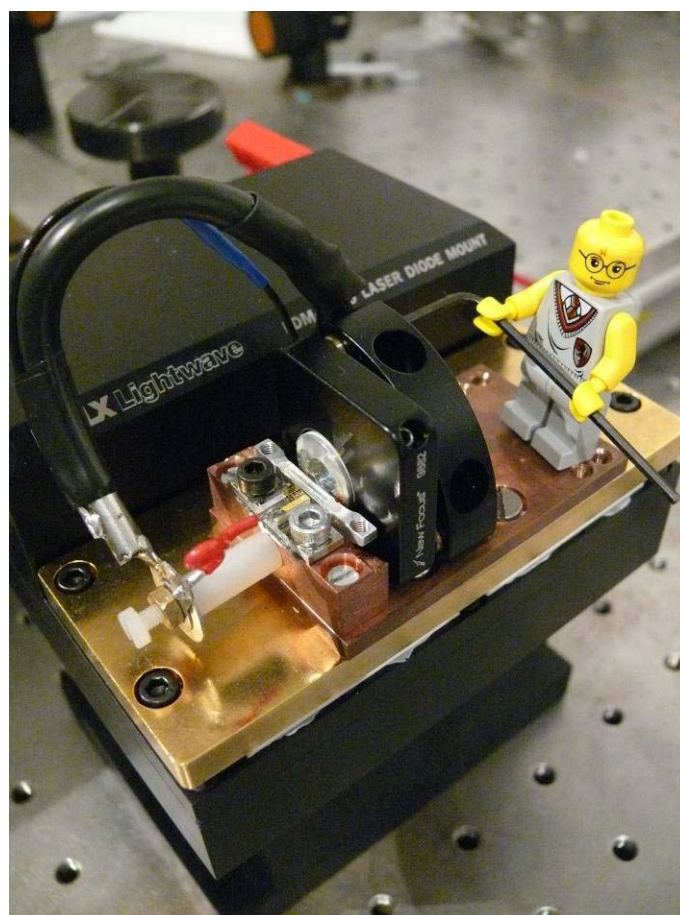
Des premières expériences de filtrage angulaire intra-cavité ont été réalisées. Deux cavités utilisant soit un réseau de Bragg en transmission soit un réseau de Bragg en réflexion ont été testées. Ce type de cavité ne présente un intérêt que pour les barrettes de fort taux de remplissage car on obtient directement un faisceau monolobe en sortie. Ainsi une puissance de 375 mW dans un faisceau ayant un  $M^2$  égal à 1,8 a été obtenue.

		$P_{totale}$	$P_{utile}^1$	caractéristiques du faisceau	stabilisation du spectre
<b>cavité Talbot</b>	10IG1	1,7 W	884 mW	$V = 0,82$ , $M^2_{em} = 3,1$ $M^2_{bar} = 3,3$	oui ( $\Delta\lambda = 100$ pm)
	6IG1 adjacents	540 mW	270 mW	$M^2_{bar} = 2,2$ $L = 8$ MW.cm <sup>-2</sup> .sr <sup>-1</sup>	non réalisé
<b>filtrage angulaire intra-cavité</b>	cavité T	1,3 W	375 mW	$M^2_{bar} = 1,8$ $L = 23$ MW.cm <sup>-2</sup> .sr <sup>-1</sup>	non
	cavité R	726 mW	265 mW	$M^2_{bar} = 1,8$ $L = 16$ MW.cm <sup>-2</sup> .sr <sup>-1</sup>	oui ( $\Delta\lambda = 150$ pm)

**Tableau III-6 : Résumé des performances des solutions étudiées dans ce chapitre.**

<sup>1</sup> Pour la cavité Talbot avec la barrette 10IG1, nous donnons une évaluation de la puissance cohérente à partir de la mesure de visibilité. Pour les autres valeurs, il s'agit de la puissance contenue dans le lobe principal.

Comme nous l'avons vu tout au long de ce manuscrit, les propriétés du faisceau que l'on obtient en sortie de cavité dépendent grandement des caractéristiques de la barrette. D'une part, avoir des émetteurs de bonne qualité spatiale assure d'obtenir un champ lointain cohérent peu large. D'autre part avoir un fort taux de remplissage assure d'obtenir un seul lobe en champ lointain, que ce soit avec la cavité Talbot ou en filtrage angulaire intra-cavité. Ce faisceau est donc directement « utilisable » dans le sens où on peut le focaliser directement et bénéficier de la luminance de la source. Pourtant, pour limiter l'échauffement et émettre des puissances laser élevées, les émetteurs des barrettes sont usuellement distants. Dans ces conditions, le faisceau laser est caractérisé par un champ lointain et un champ proche constitués de plusieurs pics peu utilisables en pratique. Ainsi, si l'on focalise ce faisceau à l'entrée d'une fibre monomode, on ne peut espérer coupler que la puissance contenue dans le pic central du champ lointain. A titre d'exemple, pour la cavité Talbot qui a donnée les puissances les plus élevées, seulement 15 % de la puissance est contenue dans le lobe central. C'est un peu plus élevé que ce qu'on obtiendrait si la barrette était incohérente mais ce n'est cependant pas très efficace. Il est tout de même possible, et cela fait l'objet du prochain chapitre, de superposer les faisceaux émis par chaque diode laser à l'aide d'un réseau de phase de manière à obtenir un faisceau monolobe.

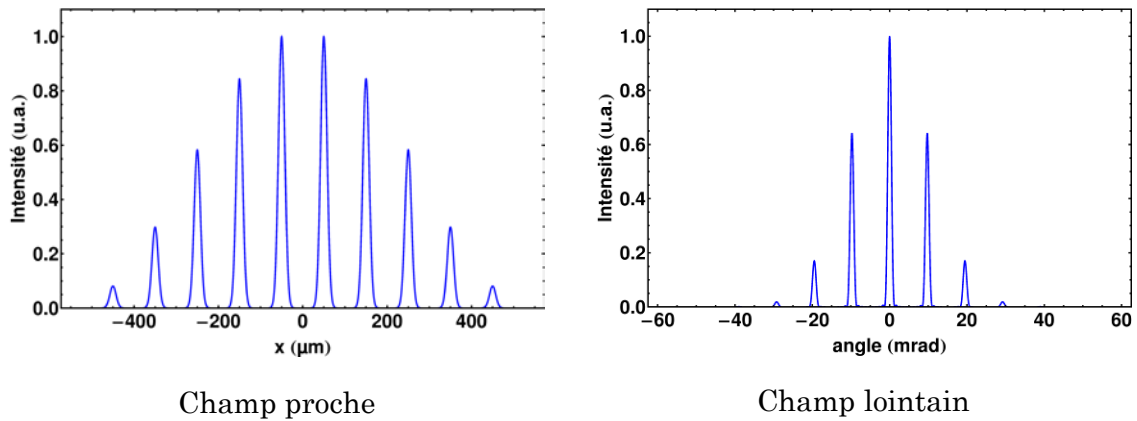


**Figure III-31 : Photographie du prototype réalisé avec la barrette 10IG1.  
(Merci à R. Hanna pour le prêt d'Harry Potter)**

## IV Étude de la recombinaison cohérente extra-cavité avec un réseau de phase

Dans ce chapitre, nous proposons une solution permettant de superposer en champ proche les différents faisceaux d'une barrette de diodes laser. Cette solution est basée sur l'utilisation extra-cavité d'un réseau de phase ou réseau de Dammann. Nous présentons dans la suite, tout d'abord, la problématique ainsi que le point de départ de notre étude. Ensuite nous explicitons le principe général de la technique que nous avons mise au point au travers d'un état de l'art rapide. Ensuite, nous détaillons la détermination théorique d'un réseau de Dammann adapté à la recombinaison des faisceaux provenant d'une barrette de type 10IG1. Finalement, nous présentons les résultats expérimentaux que nous avons obtenus avec la barrette 10IG1-I-5 en cavité Talbot (cf. Figure III-10).

### IV.1 Problématique/Point de départ



**Figure IV-1 : Profils théoriques (cf. relations II-11 et II-12) en champ proche (gauche) et en champ lointain (droite) du mode en phase d'une barrette de  $N = 10$  émetteurs gaussiens –  $2w = 30 \mu\text{m}$ ,  $p = 100 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 976 \text{ nm}$ .**

Le point de départ de cette étude est représenté sur la Figure IV-1. Nous considérerons une barrette de type 10IG1, c'est-à-dire 10 émetteurs de largeur totale à  $1/e^2$   $30 \mu\text{m}$ , au pas de  $100 \mu\text{m}$ . Le facteur de remplissage de cette barrette vaut 30 %. Grâce à l'utilisation d'une cavité externe exploitant l'effet Talbot (cf. Chapitre III), les émetteurs de cette barrette sont cohérents et émettent selon le mode en phase. Les profils en champ proche et champ lointain théoriques sont alors déterminés par les relations II-11 et II-12 respectivement. Comme cela a déjà été plusieurs fois mentionné dans ce manuscrit, la puissance laser est répartie selon plusieurs pics, que ce soit en champ proche ou en champ lointain. En champ proche, ces pics correspondent aux 10 émetteurs et en champ lointain, ce sont les pics d'interférences constructives entre les faisceaux provenant de chaque émetteur. La proportion de puissance contenue dans le lobe central du profil en champ lointain est égale à 21 % dans le cas que l'on considère ici. Pour la plupart des applications des diodes laser de puissance que ce soit le couplage dans une fibre ou le pompage de cristaux laser, il est en général nécessaire de disposer d'un faisceau monolobe. Il est donc nécessaire de convertir le mode transverse de la barrette en un faisceau mieux adapté aux applications courantes des lasers de puissance, et de profiter ainsi réellement de la luminance de la source réalisée. En d'autres termes, il s'agit de

recombinaison des faisceaux en un seul, en limite de diffraction. Notre but est donc de développer une technique permettant d'augmenter fortement la proportion de puissance contenue en un seul lobe.

## IV.2 État de l'art

Dans la littérature, plusieurs solutions ont été étudiées théoriquement pour maximiser la puissance dans le lobe central du profil en champ lointain d'un ensemble de lasers cohérents, qu'il s'agisse de diodes laser, de lasers à fibre ou de lasers à solide. Parmi ces solutions peu ont été mises en œuvre expérimentalement. Dans la suite, nous donnons un bref aperçu de ces solutions avant de détailler celle que nous avons choisie.

- Augmentation du facteur de remplissage

La première possibilité consiste à augmenter artificiellement le facteur de remplissage de la barrette de diodes laser. Pour cela, on peut utiliser une matrice de microlentilles pour collimater séparément chaque diode laser : on obtient une image de chaque émetteur agrandie tout en conservant le même pas entre les émetteurs, ce qui augmente le facteur de remplissage. On peut ensuite forcer une émission cohérente entre les émetteurs et ce quelle que soit la méthode choisie. Cette solution a été mise en œuvre à l'intérieur d'une cavité Talbot par plusieurs équipes de recherche [Leger 88; Hassiaoui 08]. Dans les deux cas, la divergence totale de la barrette est fortement réduite et la majorité de la puissance laser est incluse dans le lobe central (82 % pour Leger *et col.* et environ 40 % pour Hassiaoui *et col.*). La limitation principale de cette solution réside dans la conception de la matrice de microlentilles qui doit assurer un grandissement suffisant sans écrêter les faisceaux émis par chaque diode. Notons de plus, que pour Hassiaoui *et col.*, la matrice de microlentilles est spécifiquement conçue pour corriger certaines aberrations géométriques des faisceaux issus des émetteurs individuels.

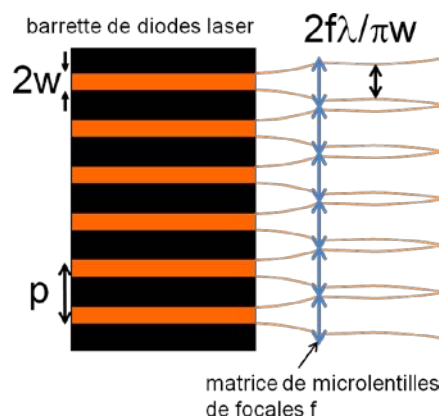
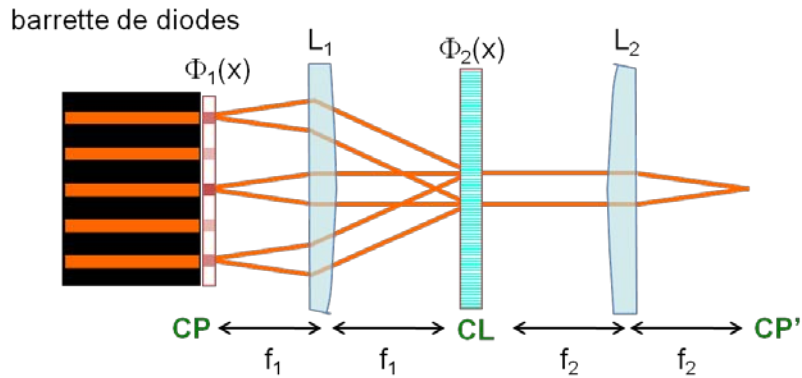


Figure IV-2 : Schéma de principe de l'utilisation d'une matrice de microlentilles pour augmenter le facteur de remplissage.

- Mise en forme cohérente extra-cavité

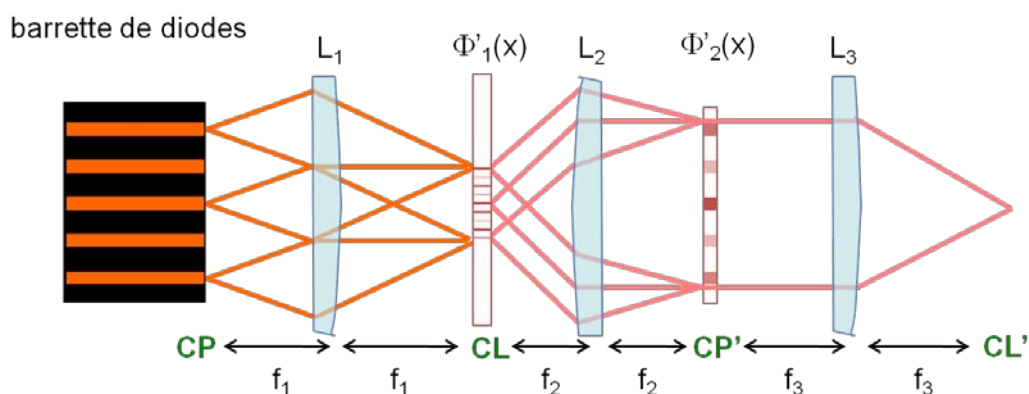


**Figure IV-3 : Schéma de principe de la recombinaison en champ proche avec un réseau de phase, CP et CL sont les abréviations respectives de champ proche et champ lointain.**

L'autre possibilité consiste à faire de la mise en forme cohérente extra-cavité. Les émetteurs étant cohérents entre eux, les profils en champ proche et champ lointain sont complètement déterminés. Il est donc possible d'utiliser des masques de phase pour modifier les propriétés du champ optique et faire en sorte de superposer les différents faisceaux provenant de la barrette entre eux. Notons que les pertes de transmission sont réduites avec des filtres de phase par rapport à une solution avec des filtres d'amplitude.

Deux techniques quasi-équivalentes ont été étudiées dans la littérature. La plus simple est décrite sur la Figure IV-3. L'élément clé est le réseau de phase  $\Phi_2(x)$ , placé dans le plan de Fourier de la lentille  $L_1$  (plan CL). Ce réseau est utilisé en sens inverse du sens usuel pour que les faisceaux laser provenant de chaque émetteur se superposent en sortie. Ainsi, après la lentille de focalisation  $L_2$ , dans le plan CP', on retrouve une image du champ proche où toute la puissance laser est concentrée sur la position d'un seul émetteur. Pour que cela fonctionne, il faut que la figure de diffraction du réseau de phase  $\Phi_2(x)$  lorsqu'on l'éclaire avec une onde plane soit identique en intensité et en phase au profil des lasers dans le plan CP. C'est pour cela qu'un premier filtre de phase  $\Phi_1(x)$ , placé dans le plan CP, est nécessaire pour adapter la phase en sortie de chacun des émetteurs. Cette méthode a été utilisée avec succès pour combiner les faisceaux provenant de 4 amplificateurs à fibre [Cheung 08]. Le premier masque de phase  $\Phi_1(x)$  n'est pas nécessaire dans ce cas car la phase en sortie de chaque amplificateur est contrôlée de manière active avec une boucle de contre-réaction pour maximiser la puissance laser recombinaisonnée en un point dans le plan CP'. Une puissance de 109 mW, soit environ 91 % de la puissance totale émise par l'ensemble, est recombinaisonnée. Le facteur de qualité du faisceau  $M^2$  est mesuré à 1,04.





**Figure IV-4 : Schéma de principe de la recombinaison par conversion modulation d'intensité-modulation de phase, CP et CL sont les abrégés respectives de champ proche et champ lointain.**

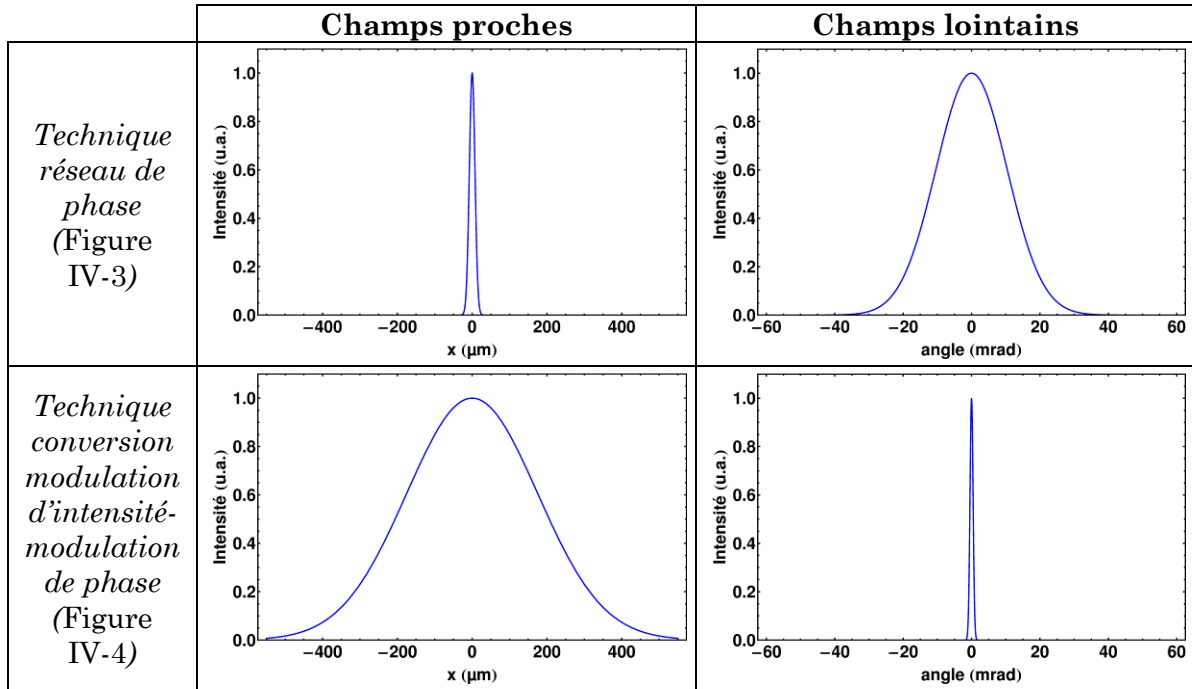
La deuxième technique qui a été développée est présentée sur la Figure IV-4. Cette fois-ci, le premier filtre  $\Phi'_1(x)$  est placé dans le plan de Fourier de la première lentille de collimation ( $L_1$ ). Ce filtre est conçu pour déphaser séparément chacun des lobes du profil en champ lointain de la barrette. Ces déphasages sont calculés pour que par interférences constructives, dans le plan  $CP'$ , le champ optique possède une intensité constante. Par contre, au niveau de l'image de chaque émetteur, il subsiste des déphasages locaux. Le filtre  $\Phi'_1(x)$  joue en fait le rôle de convertisseur de la modulation d'intensité initiale dans le plan  $CP$  en une modulation de phase dans le plan  $CP'$ . Le filtre de phase  $\Phi'_2(x)$ , placé dans le plan  $CP'$ , permet de corriger ces modulations de phase et d'obtenir une onde plane. En sortie, dans le plan  $CL'$ , on obtient un seul lobe au centre contenant toute la puissance laser recombinaisonnée.

Une démonstration de principe de cette technique a été réalisée récemment [Khajavikhan 08]. Le réseau de lasers en phase est alors simulé en générant artificiellement un mode de type auto-Fourier (§I.3.c.iv). Le couple de masques de phase à appliquer est déterminé à partir d'un algorithme spécifique. Sans correction de phase, le lobe central dans le plan  $CL'$  contient environ 13 % de la puissance totale. Avec la correction, 72 % de la puissance est contenue dans ce lobe. Cette efficacité de conversion est sensiblement inférieure à l'efficacité de conversion théorique évaluée à 97 %. Il faut également noter qu'une première démonstration avec un réseau de diodes laser dans une configuration simplifiée a été réalisée par Leger *et col.* à la fin des années 80 [Leger 87-a]. Dans cette expérience, le réseau de diodes laser est une barrette de 10 diodes laser mises en phase par ondes évanescentes. Seule la composante fréquentielle centrale du profil en champ lointain dans le plan  $CL$  est déphasée<sup>1</sup>. Avec la correction de phase  $\Phi'_2(x)$ , une puissance de 45 mW soit 90 % de la puissance totale émise par la barrette de diodes laser est contenue dans le lobe principal en sortie.

Ces deux techniques sont équivalentes à une transformée de Fourier près. En effet, dans le premier cas, la superposition se fait en champ proche alors qu'à l'inverse, dans le deuxième cas la superposition se fait en champ lointain. Ceci est représenté dans le Tableau IV-1 où l'on compare les profils en champ proche et en champ lointain en fonction de la technique de recombinaison utilisée. Dans le cas de

<sup>1</sup> Cette expérience est très similaire à ce qui est fait dans un microscope à contraste de phase à ceci près qu'avec un tel microscope, on déphase la fréquence spatiale centrale pour transformer une modulation de phase en modulation d'intensité alors qu'ici on transforme une modulation d'intensité en modulation de phase.

la technique de conversion modulation d'intensité – modulation de phase (Figure IV-4), le profil en champ lointain dans le plan CL' est constitué d'un seul lobe de largeur  $\lambda/Np$ , identique à celle d'un des lobes du profil en champ lointain initial dans le plan CL. Le profil d'intensité en champ proche dans le plan CP' est quant à lui élargi et occupe la totalité de la largeur de la barrette initiale. A l'inverse, lorsque l'on utilise un réseau de phase, le profil en champ proche dans le plan CP' est constitué d'un seul pic de la largeur d'un émetteur  $2w$  correspondant à la superposition des faisceaux provenant de chacun des lasers, alors que le champ lointain est large. Dans les deux cas, la relation de limite de diffraction entre champ proche et champ lointain est conservée.



**Tableau IV-1: Comparaison des profils en champ proche et en champ lointain en fonction des techniques de recombinaison – application à une barrette type 10IG1.**

### IV.3 Détermination des profils des filtres de phase

#### IV.3.a Configuration étudiée

Nous avons choisi de réaliser la solution utilisant un réseau de phase avec la barrette de 10 diodes laser évasées à guidage par l'indice (10IG1-I-5) mise en phase en cavité Talbot, dont le profil en champ lointain est fortement multilobe du fait de son faible taux de remplissage (cf. §III.2). Le schéma de principe de la configuration que nous avons étudiée est décrit sur la Figure IV-5. Cette configuration suit le principe de la Figure IV-3. La face de sortie de la barrette est imagée avec un système afocal ( $L_{-1}, L_0$ ). Une lame de phase placée dans le plan CP applique à chaque émetteur le déphasage nécessaire pour que l'amplitude du champ optique corresponde exactement aux ordres de diffraction du réseau de phase. Le réseau est placé dans le plan de Fourier CL de la lentille  $L_1$ . On obtient alors en sortie de la dernière lentille de focalisation  $L_2$  dans le plan CP' un profil en champ proche de la barrette dans lequel la majorité de la puissance est concentrée en un point, correspondant à la situation de la première ligne du Tableau IV-1. Il s'agit bien d'une conversion d'un supermode du réseau de diodes laser en un mode gaussien, opération



possible grâce à la cohérence de la barrette d'émetteurs qui fonctionne selon un seul mode transverse.

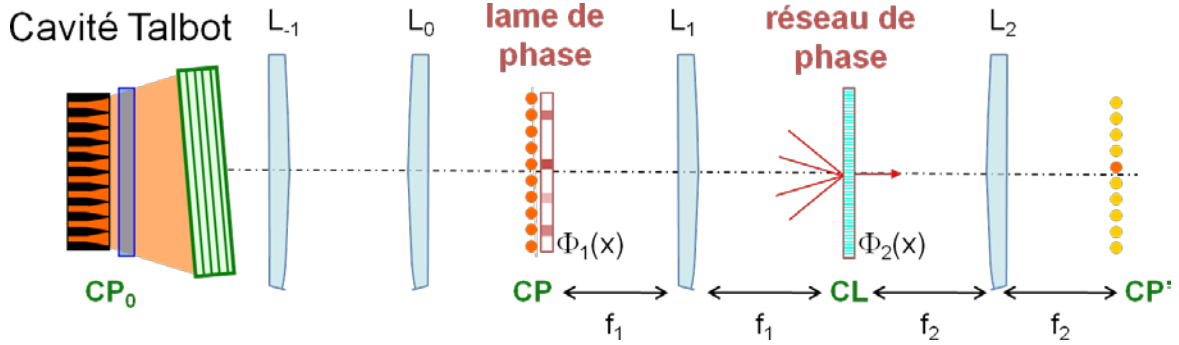


Figure IV-5 : Schéma de principe de la configuration étudiée.

Dans la suite de cette partie nous décrivons comment chacun des éléments doit être choisi pour optimiser la recombinaison en sortie.

### IV.3.b Calcul de la diffraction d'un réseau de Dammann

Un réseau de Dammann est un réseau de phase constitué d'un motif binaire ( $0 - \pi$ ) se répétant périodiquement. Plusieurs dénominations existent pour ce type de réseau ; on parle soit de réseau de phase, soit d'élément diffractif optique (DOE) ou bien de réseau de Dammann, du nom de son inventeur [Dammann 71]. La Figure IV-6 montre un exemple du profil de phase d'un réseau de Dammann à une dimension. La principale utilisation de ce type d'élément optique réside dans la génération de motifs complexes à partir d'un seul faisceau<sup>1</sup>. Il s'agit de l'élément clé de notre expérience puisque nous l'utilisons pour superposer les faisceaux de chaque émetteur de notre barrette.

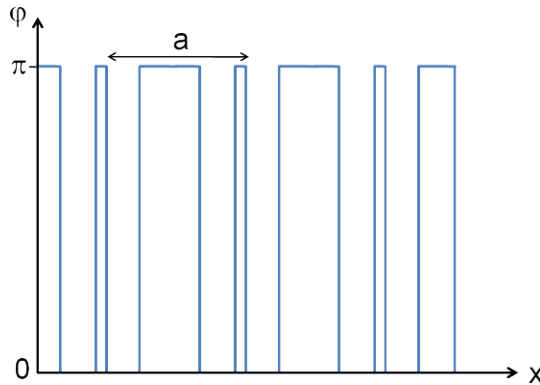


Figure IV-6 : Exemple de profil de phase d'un réseau de Dammann de période a.

De manière générale, la transmission  $t(x)$  d'un masque de phase s'écrit :

$$t(x) = e^{i\varphi(x)} \tag{IV-1}$$

Si on suppose que  $\varphi(x)$ , le profil de phase, est périodique de période a, on peut réécrire  $t(x)$  comme la convolution d'un motif de phase  $m(x)$  par un peigne de Dirac de période a :

$$t(x) = e^{im(x)} * \sum_n \delta(x - na) \tag{IV-2}$$

<sup>1</sup> Quelques exemples de motifs réalisés avec un DOE sont disponibles sur le site web d'Holoeye, l'un des principaux fabricants [Holoeye].

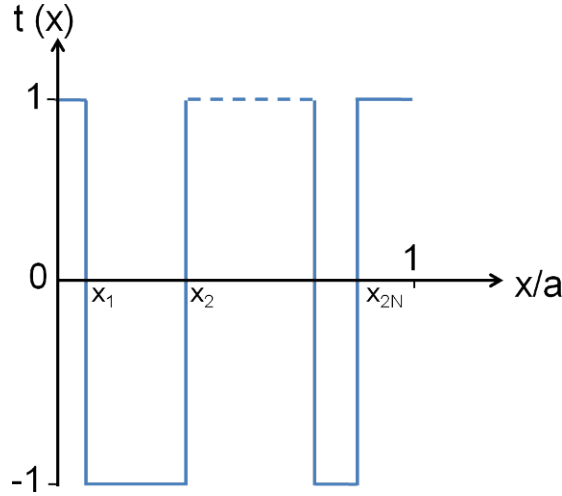
Sous l'incidence d'une onde plane le profil angulaire de diffraction  $\tilde{t}(\theta)$  de ce réseau est directement donné par la transformée de Fourier (TF) de  $t(x)$  appliquée en  $\theta/\lambda$ , si l'on se place dans l'approximation paraxiale :

$$\tilde{t}(\theta) = TF \left[ e^{im(x)} \right] \left( \frac{\theta}{\lambda} \right) \times \frac{1}{a} \sum_n \delta \left( \frac{\theta}{\lambda} - \frac{n}{a} \right) \quad (\text{IV-3})$$

Les ordres de diffractions du réseau, comme attendu, sont localisés aux angles  $\theta_n = n\lambda/a$  et ont pour amplitude :

$$\tau_n = TF \left[ e^{im(x)} \right] \left( \frac{n}{a} \right) \quad (\text{IV-4})$$

La répartition d'amplitude des ordres de diffraction du réseau est donc directement définie par la transformée de Fourier du motif de phase. Concevoir le réseau de Dammann adapté à notre besoin revient donc à déterminer la forme de son motif.



**Figure IV-7 : Transmission du motif d'un réseau de Dammann, définition des paramètres.**

Le motif d'un réseau de Dammann est uniquement caractérisé par les positions et le nombre des basculements de phase. Dans la suite nous considérons le motif représenté sur la Figure IV-7, pour lequel on a défini  $2N$  basculements de phase localisés en chaque point  $x_i$ . Par souci de simplicité, l'échelle en  $x$  est normalisée par le pas du réseau. Cela revient à étudier la diffraction d'un réseau de pas égal à 1. On peut montrer, que le profil de transmission de ce motif s'écrit [Martellucci] :

$$e^{im(x)} = 1 - 2 \sum_{s=1}^{2N} (-1)^s \text{rect} \left( \frac{x}{2x_s} \right), \quad x \in [0;1] \quad (\text{IV-5})$$

et que les coefficients de Fourier définissant les ordres de diffraction valent :

$$\begin{cases} \tau_0 = 1 - 2 \sum_{s=1}^{2N} (-1)^s x_s \\ \tau_n = \frac{1}{i\pi n} \sum_{s=1}^{2N} (-1)^s e^{-2i\pi x_s}, \quad n \in \mathbb{Z}^* \end{cases} \quad (\text{IV-6})$$

*A priori*, le nombre d'ordres de diffraction du réseau est donc impair et le motif de diffraction est symétrique. Le nombre d'ordres de diffraction d'un réseau de Dammann peut être très grand, la limite tient dans la position angulaire des ordres  $\theta_n$ , qui ne peut pas dépasser  $\pi/2$ .

## IV.3.c Détermination du profil de phase optimal

## IV.3.c.i Méthode de détermination du profil

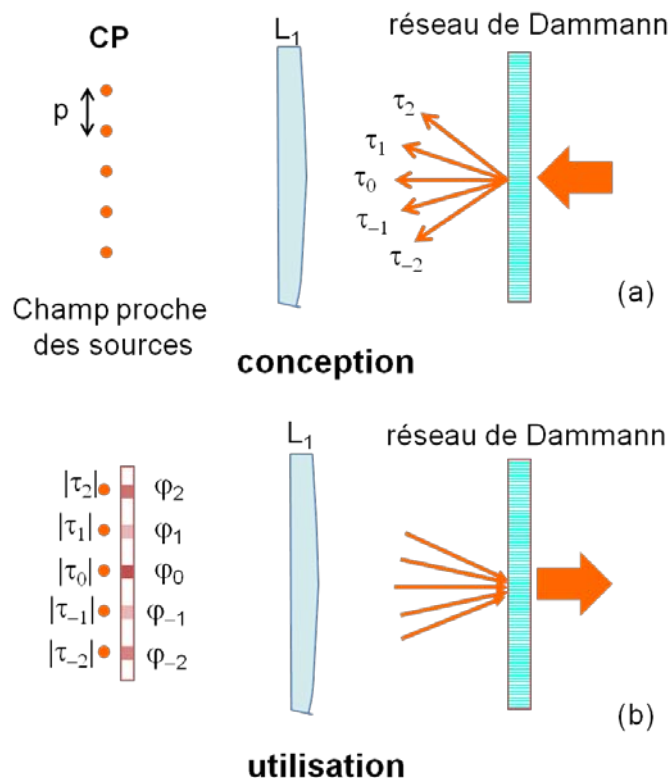


Figure IV-8 : Conception et utilisation du réseau de Dammann.

Par application du principe du retour inverse de la lumière, le réseau de Dammann adapté à notre expérience est celui dont les ordres de diffraction se rapprochent le plus possible du champ en sortie de la barrette (Figure IV-8 –a). Il faut pour cela, d'une part, que le pas entre les ordres de diffraction après transformation par la lentille de Fourier  $L_1$  corresponde au pas  $p$  entre les émetteurs de la barrette. Cela impose de choisir un couple (focale, pas du réseau) satisfaisant la relation :

$$a = \frac{f_1 \lambda}{p} \quad (\text{IV-7})$$

Or les amplitudes  $\tau_n$  des ordres de diffraction du réseau ne sont, après passage par la lentille  $L_1$ , rien d'autre que les amplitudes des points sources en champ proche (CP), c'est-à-dire dans notre expérience celle des  $N$  lasers à recombinaison. Le nombre d'émetteurs considérés étant pair ( $N = 10$ ), nous avons choisi de décaler l'axe optique de manière à ce que l'ordre zéro soit positionné sur le cinquième émetteur et non entre deux émetteurs (Figure IV-9).

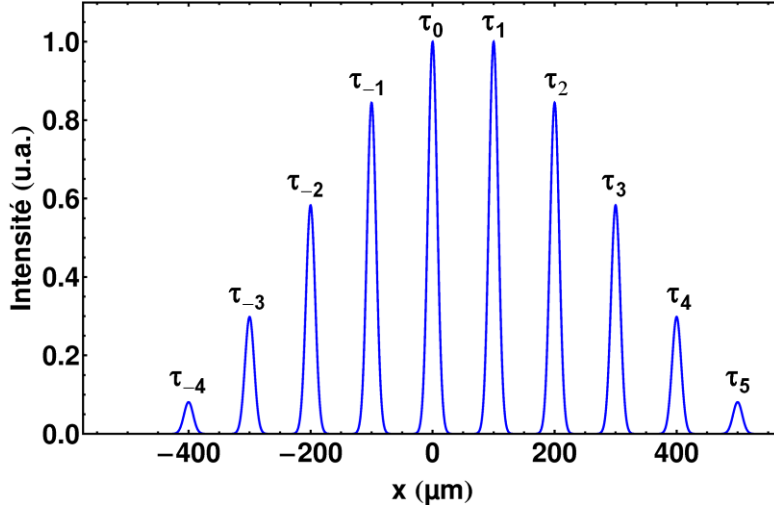


Figure IV-9 : Position des ordres de diffraction du réseau en fonction de la position des émetteurs en champ proche.

Afin de déterminer les profils de phase du réseau de Dammann et l'état de phase en champ proche qui donnent la meilleure efficacité de recombinaison, un algorithme a été réalisé. Il n'existe *a priori* pas de solution pour laquelle les amplitudes des ordres de diffraction du réseau de Dammann coïncident exactement avec l'amplitude et la phase des  $N$  émetteurs. Pour relâcher une contrainte de conception, nous forçons donc seulement les intensités des  $N$  ordres de diffraction à suivre le profil en champ proche du mode en phase (ou hors phase qui est identique en intensité). Par contre, les phases de ces ordres sont quelconques. Expérimentalement, elles seront imposées par une lame de phase placée dans le plan image des sources (plan CP sur la Figure IV-5). Le profil de phase nécessaire est donné par les phases relatives des ordres de diffraction du réseau de Dammann. Si on appelle  $\phi_k$  la phase qu'il faut appliquer à l'émetteur  $k$ ,  $\phi_k$  s'écrit alors dans notre cas :

$$\phi_k = \arg(\tau_{k-5}) \quad (\text{IV-8})$$

Le profil de cette lame de phase dépend donc uniquement du réseau de Dammann.

L'algorithme que nous avons réalisé fonctionne en deux étapes. La première consiste à trouver un motif de phase pour le réseau de Dammann qui minimise l'écart quadratique moyen entre les amplitudes des champs optiques de chaque émetteur et celles des ordres de diffraction. Compte tenu du profil sinusoidal du mode en phase (cf. équation II-11) et des déphasages induits par la première lame de phase, cette fonction d'erreur s'écrit :

$$\mathfrak{J} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \left( \cos\left(\frac{\pi k}{N+1}\right) e^{i\phi_k} - \tau_{k-5} \right)^2 \quad (\text{IV-9})$$

Notre algorithme cherche donc, à partir d'un point de départ aléatoire, l'ensemble des positions des basculements de phase  $\{x_s\}$  qui minimisent cette fonction d'erreur.

La seconde étape de l'algorithme consiste à vérifier que le réseau de Dammann qui a été trouvé maximise bien la puissance optique en un point dans le plan CP'. En effet, en fonction du point de départ aléatoire, l'algorithme peut converger vers un minimum local de la fonction d'erreur qui ne correspond pas forcément à une solution efficace. Pour vérifier la viabilité de la solution, nous effectuons le calcul du champ optique en sortie du système. Le champ proche du mode en phase après la lame de phase, en CP, s'exprime comme :

$$E(x) = \sum_{k=1}^N \cos\left(\frac{\pi k}{N+1}\right) e^{\frac{\left(x + \left(\frac{N-k}{2}\right)p\right)^2}{w^2}} e^{i\phi_k} \quad (\text{IV-10})$$

où l'on a repris les notations de l'équation II-11 et décalé l'axe optique de  $p/2$ . Du fait de la configuration afocale des optiques  $L_1$  et  $L_2$ , le champ optique en sortie est simplement donné par la convolution de  $E(-x)$  avec la transformée de Fourier de la transmission du réseau de Damman<sup>1</sup> :

$$E_{out}(x) = E(-x) * TF(t(x)) \quad (\text{IV-11})$$

Dans les faits et parce qu'il est plus simple numériquement de faire une transformée de Fourier que de calculer une convolution, nous calculons  $E_{out}(x)$  de la manière suivante équivalente :

$$E_{out}(x) = TF(TF(E(x)) \times t(x)) \quad (\text{IV-12})$$

Afin d'évaluer la viabilité de la solution, nous avons défini l'efficacité de recombinaison de la manière suivante :

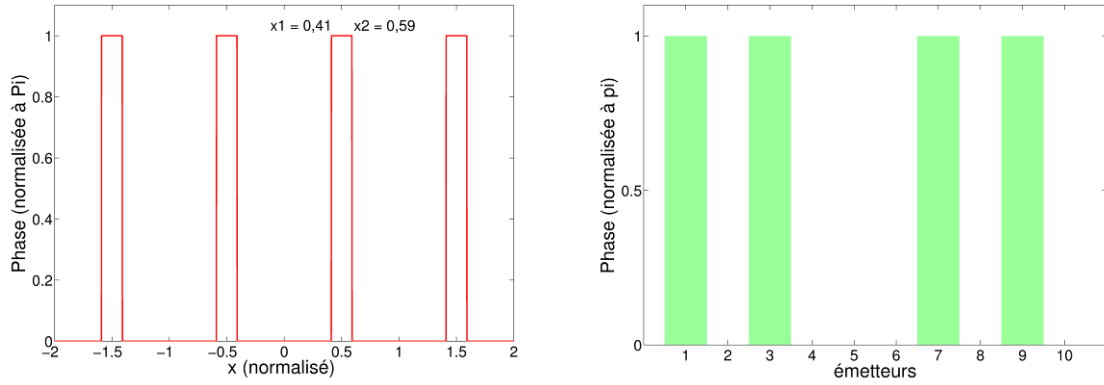
$$\eta = \frac{P_{recombinée}}{P_{totale}} \quad (\text{IV-13})$$

où  $P_{recombinée}$  est la puissance contenue sur la position d'un émetteur en sortie dans le plan CP' (cf. Figure IV-5).

#### IV.3.c.ii Solution choisie

Nous avons « lancé » le programme décrit précédemment un très grand nombre de fois en considérant une barrette de  $N = 10$  émetteurs de largeur totale à  $1/e^2$   $2w = 30 \mu\text{m}$  et espacés d'un pas  $p = 100 \mu\text{m}$  fonctionnant selon le mode en phase (cf. Figure IV-9). Parmi les solutions vers lesquelles le programme converge, plusieurs permettent d'obtenir des efficacités de recombinaison  $\eta$  supérieure à 80 %. Certaines ne sont pas utilisables car elles imposent des profils de réseau de Damman non réalisables (basculements de phase trop proches les uns des autres par exemple). La solution que nous avons retenue est décrite sur la Figure IV-10. Le profil normalisé du réseau de Damman est simplement constitué dans ce cas d'une marche de largeur 0,18 centrée en 0,5 et l'état de phase des émetteurs en champ proche correspondant est  $\{\pi, 0, \pi, 0, 0, 0, \pi, 0, \pi, 0\}$ . Nous obtenons ainsi une efficacité de recombinaison de 83 %. Nous comparons, dans le Tableau IV-2, cette solution avec celle conduisant à la meilleure efficacité de recombinaison avec un réseau binaire, selon nos simulations. La solution retenue est plus simple car l'état de phase nécessaire en champ proche correspond à celui du mode hors phase  $\{\pi, 0, \pi, 0, \pi, 0, \pi, 0, \pi, 0\}$ , ce qui est facilement réalisable avec la cavité Talbot, avec le cinquième émetteur déphasé de  $\pi$ . Il suffira donc expérimentalement d'utiliser une seule marche de phase dans le plan CP pour déphaser cet émetteur. Les efficacités de diffraction sont, de plus, équivalentes.

<sup>1</sup> Par souci de simplicité, dans cette partie théorique, les focales des lentilles  $L_1$  et  $L_2$  sont supposées égales ; le grandissement vaut alors -1.

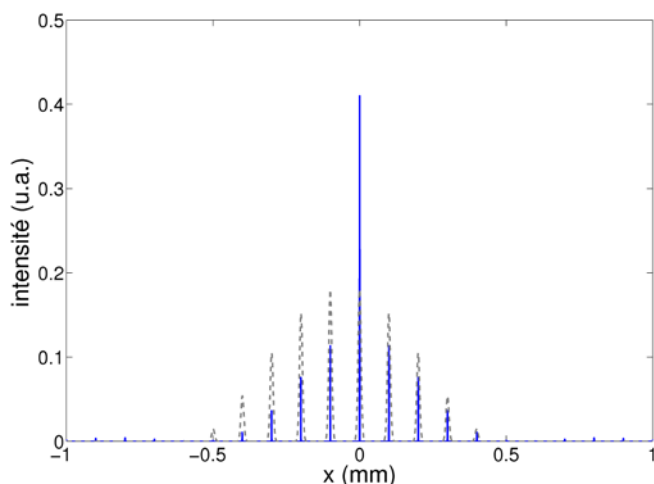


**Figure IV-10 : gauche : Profil de phase du réseau de Dammann optimal.  
droite : Etat de phase nécessaire en champ proche.**

	<b>meilleure solution</b>	<b>solution choisie</b>
état de phase en champ proche	$\{\pi, 0, \pi, 0, 0, 0, \pi, 0, \pi, \pi\}$	$\{\pi, 0, \pi, 0, 0, 0, \pi, 0, \pi, 0\}$
réseau de Dammann	$x_1=0,39$ $x_2=0,61$	$x_1=0,41$ $x_2=0,59$
efficacité de recombinaison	$\eta = 84\%$	$\eta = 83\%$

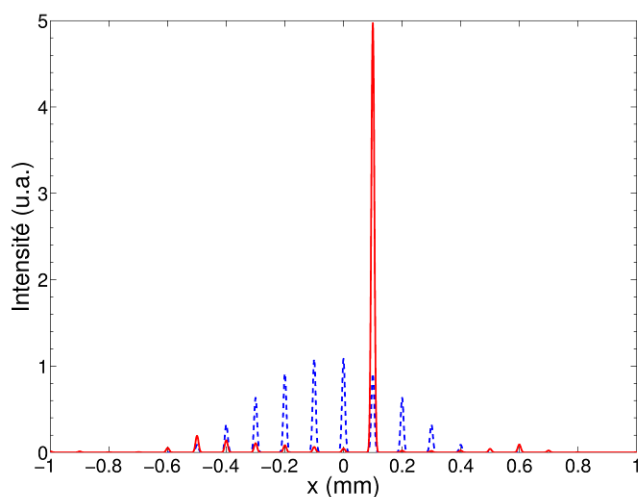
**Tableau IV-2 : Comparaison de la configuration que nous avons choisie avec la solution donnant la meilleure efficacité de recombinaison.**

La Figure IV-11 compare la figure de diffraction  $\{\tau_n\}$  du réseau de Dammann que l'on a choisi avec le profil en champ proche cible. L'ordre zéro de la figure de diffraction du réseau est bien plus élevé que celui souhaité alors que les autres ordres suivent plus ou moins le profil sinusoidal. Cela explique pourquoi l'efficacité de recombinaison que l'on obtient n'est pas de 100 %. Il s'agit cependant d'une efficacité de recombinaison tout a fait honorable qui est du même ordre que l'état de l'art avec un réseau de phase binaire [Leger 87-b; Zhou 95]. Notons qu'avec des technologies plus compliquées de réseau de phase continu, il serait possible d'obtenir des efficacités supérieures à 95 % [Sidick 93].



**Figure IV-11 : Comparaison de la figure de diffraction du réseau de Dammann (trait plein bleu) avec le profil en champ proche (pointillés gris) que l'on souhaite recombinaison.**

La Figure IV-12 montre le profil de la barrette en champ proche dans le plan CP' (cf. Figure IV-5) après recombinaison avec le réseau de Dammann. Il est clair sur cette figure que la majorité de la puissance est concentrée sur un seul émetteur. On observe également quelques pics parasites qui sont soit des réminiscences des émetteurs initiaux soit des pics supplémentaires générés par la diffraction du réseau de Dammann.

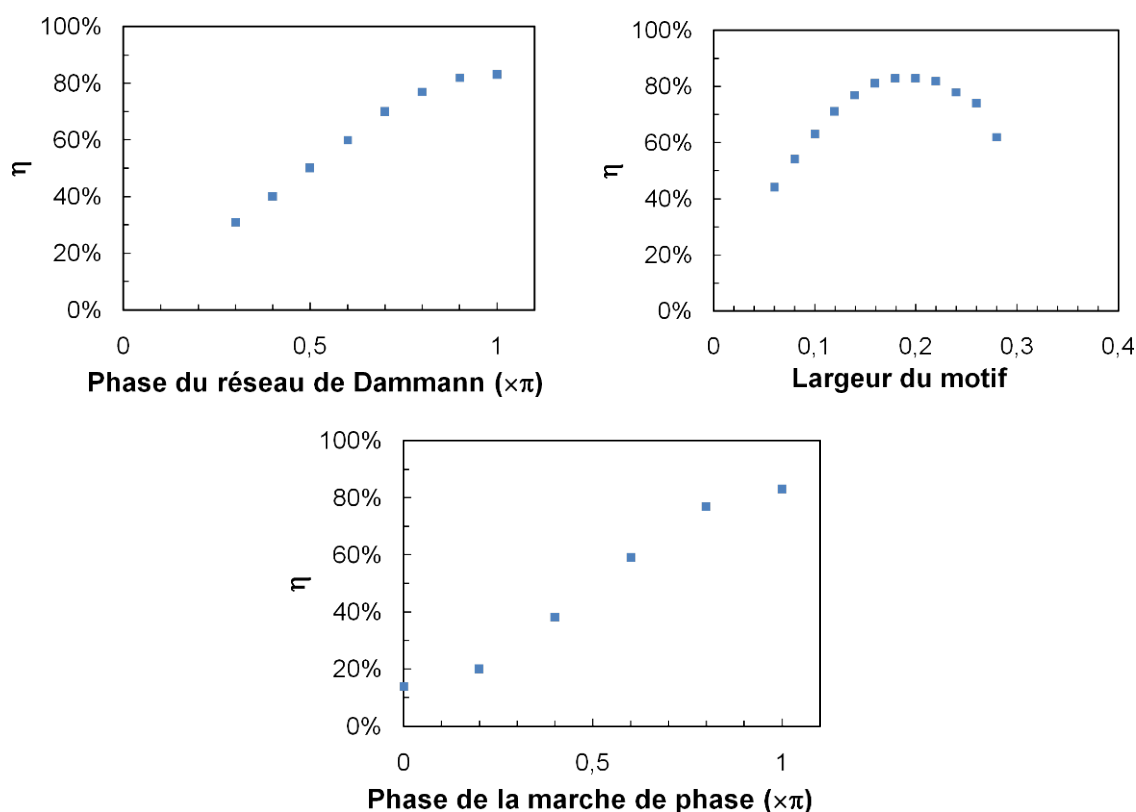


**Figure IV-12 : Profils en champ proche avant (pointillés bleus) et après recombinaison (trait plein rouge).**

#### *IV.3.c.i Robustesse de la configuration*

Nous avons étudié la sensibilité de notre solution à d'éventuels défauts de fabrication des différents filtres de phase. En particulier pour le réseau de Dammann, les deux paramètres qui peuvent être critiques sont la hauteur de phase et la largeur du motif. Nous avons calculé l'efficacité de recombinaison dans la configuration avec l'état de phase  $\{\pi, 0, \pi, 0, 0, 0, \pi, 0, \pi, 0\}$  en champ proche en fonction de

ces deux paramètres (Figure IV-13 – haut). L'efficacité de diffraction diminue progressivement avec la hauteur du motif de phase. En deçà de  $0,7\times\pi$ , l'efficacité de diffraction est inférieure à 70 %, ce qui signifie que l'on peut s'accorder un défaut de 30 % sur la hauteur de phase avant que la chute d'efficacité de recombinaison devienne trop importante. De même, une variation de la largeur du motif de l'ordre de 30 % fait également chuter l'efficacité de recombinaison à 70 %. Sachant que les tolérances typiques des fabricants de DOE sont autour de 5 %, notre configuration est *a priori* très peu sensible à ces défauts de fabrication. En ce qui concerne la marche de phase du premier filtre dans le plan CP, les tolérances sont également du même ordre, à savoir qu'une phase de  $0,8\times\pi$  plutôt que  $\pi$  sur le cinquième émetteur fait chuter l'efficacité de diffraction à environ 75 %. Notre configuration n'est donc pas très sensible sur ce paramètre là non plus.



**Figure IV-13 : Evolution de l'efficacité de recombinaison ( $\eta$ ) en fonction de la phase du réseau de Dammann (haut-gauche), de la largeur normalisée du motif du réseau de Dammann (haut-droite) et de la phase de la marche de phase du premier filtre (bas).**



## IV.4 Démonstration expérimentale

### IV.4.a Description du montage expérimental

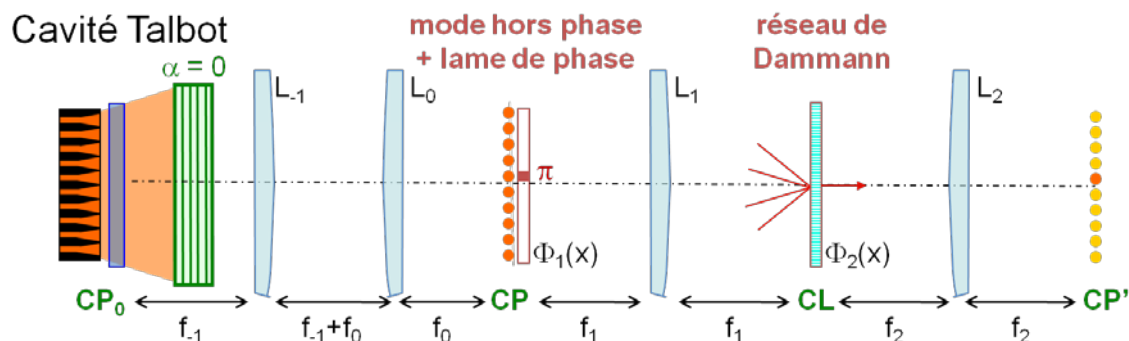


Figure IV-14 : Schéma expérimental de recombinaison ( $f_1 = 100$  mm,  $f_0 = 100$  mm,  $f_1 = 50$  mm,  $f_2 = 250$  mm).

La Figure IV-14 décrit le banc expérimental que nous avons réalisé. La source laser que nous cherchons à recombinaison est le prototype de cavité Talbot décrit sur la Figure III-10 avec le réseau de Bragg réfléchissant 40 % à 976 nm. Ce réseau n'est pas incliné de manière à fonctionner selon le mode hors phase. Le champ proche de la barrette est imagé par un système afocal ( $L_{-1}, L_0$ ) avec un grandissement de 1. Une première lame de phase constituée d'une marche de  $\pi$  sur le cinquième émetteur est positionnée au niveau de cette image du champ proche. Le faisceau est ensuite collimaté par une lentille de focale  $f_1 = 50$  mm. Le réseau de Dammann est placé dans le plan de Fourier de cette lentille. Le choix des lentilles que nous avons effectué impose, pour le réseau de Dammann, un pas  $a = 488$   $\mu\text{m}$  et une largeur de motif de  $88$   $\mu\text{m}$  d'après la relation (IV-7).

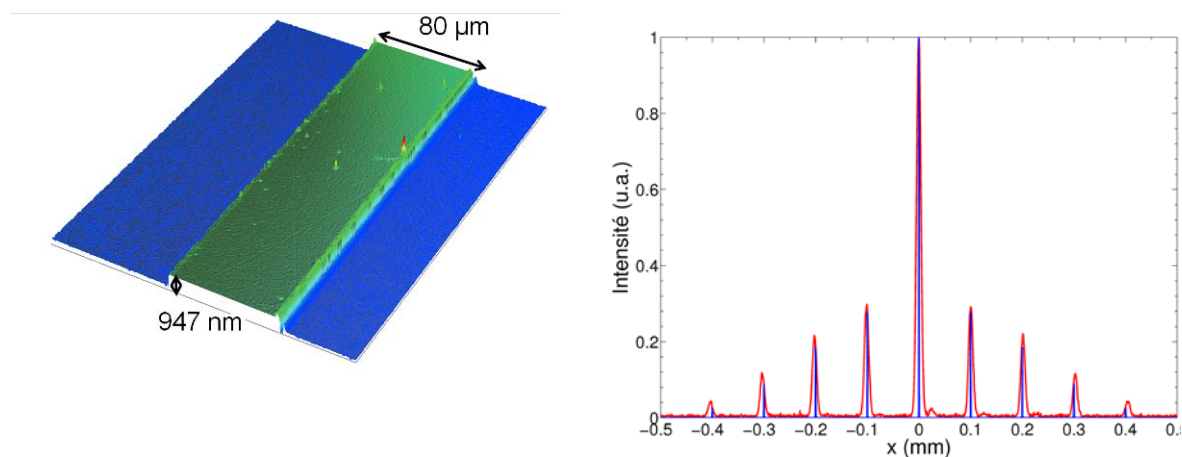


Figure IV-15 : gauche : Mesure profilométrique de la marche de phase.  
droite : Figure de diffraction du réseau de Dammann, rouge : profil mesuré, bleu : profil théorique.

La marche de  $\pi$  de la lame de phase a été réalisée en interne à l'Institut d'Optique par le groupe Systèmes et Composants Optiques (SCOP) par érosion ionique par faisceau d'ions argon (IBE) d'un substrat en verre (BK7). Une résine photosensible positive a été étalée à la tournette sur le substrat, avec une épaisseur d'une dizaine de microns, puis la résine a été insolée après interposition d'un masque constitué d'un fil de tungstène de 80  $\mu\text{m}$  de diamètre. La portion insolée de la résine a été ensuite dissoute de manière à laisser une fine bande de résine. Le substrat a alors été placé dans une installation d'érosion ionique et exposé à un faisceau d'ions Argon d'énergie 1 keV, avec une densité de 0,5 mA.cm<sup>-2</sup>, pendant 39 minutes. Ceci correspond à une érosion nominale de 958 nm pour le substrat de borosilicate. La marche possède une largeur de 80  $\mu\text{m}$ , ce qui est suffisant pour couvrir entièrement le cinquième émetteur sans empiéter sur les autres. La hauteur de la marche a été mesurée à 947 nm avec un profilomètre interférométrique en lumière faiblement cohérente (NT1100) (Figure IV-15 – gauche), hauteur à peu près constante sur un diamètre de 6 mm. Compte tenu de l'indice du BK7 à 976 nm ( $n = 1,508$ ), cela correspond à un déphasage de  $0,99 \times \pi$ .

Le réseau de Dammann a été réalisé par la société Holoeye. La Figure IV-15 – droite montre la figure de diffraction que l'on obtient avec ce réseau lorsqu'on l'éclaire avec une onde plane (laser Ti:Sa continu à 976 nm) en comparaison avec le profil théorique de la Figure IV-11. Il est clair sur cette figure que les intensités relatives entre les deux sont quasi identiques. Ce réseau possède donc exactement les caractéristiques souhaitées.

#### IV.4.b Premiers résultats

##### IV.4.b.i Efficacité de recombinaison

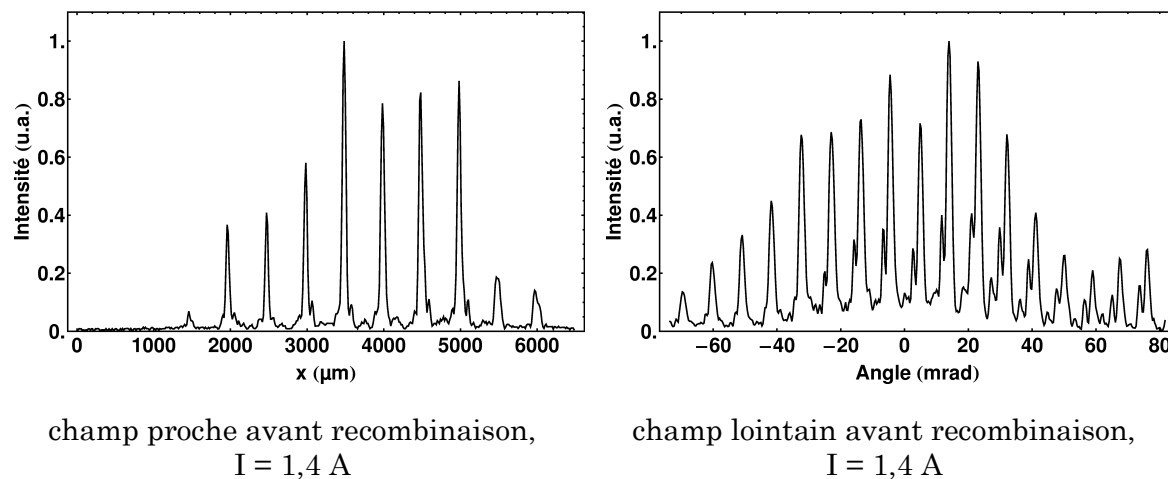
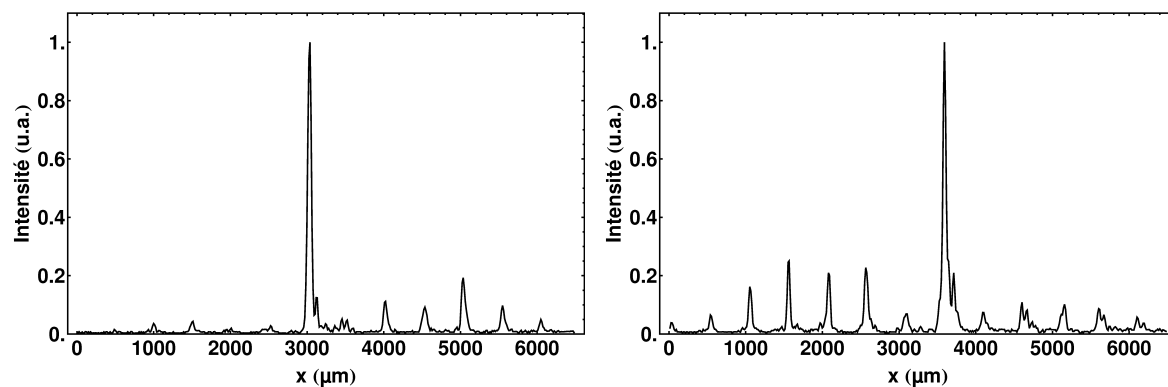


Figure IV-16 : Profils en champ proche (gauche) et champ lointain (droite) avant recombinaison ( $I = 1,4 \text{ A}$ ).



champ proche après recombinaison,

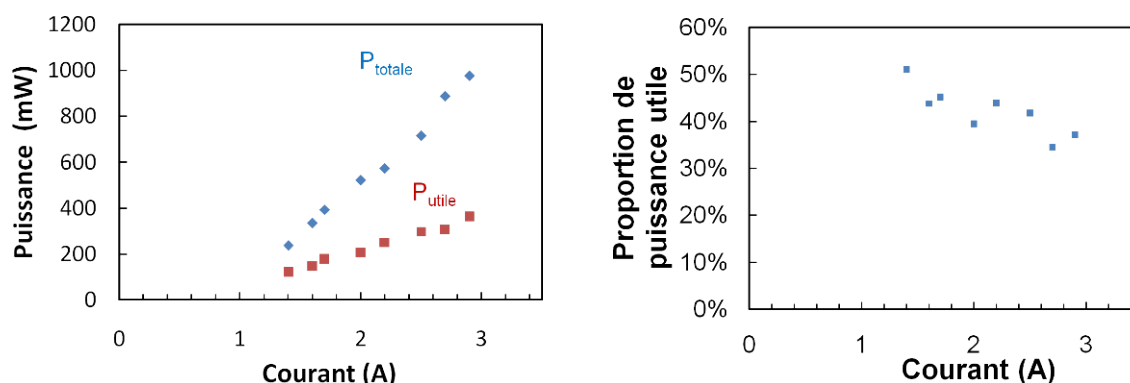
$$I = 1,4 \text{ A}, \eta = 50 \%$$

champ proche après recombinaison,

$$I = 2,9 \text{ A}, \eta = 37 \%$$

**Figure IV-17 : Profils en champ proche après recombinaison, gauche :  $I = 1,4 \text{ A}$ , droite :  $I = 2,9 \text{ A}$ .<sup>1</sup>**

La Figure IV-16 montre les profils en champ lointain et en champ proche que l'on obtient sans le réseau de Dammann ; la marche de phase sur le cinquième émetteur n'a aucune influence sur le profil en champ proche que l'on mesure. Lorsque l'on insère le réseau de Dammann, on concentre une forte proportion de la puissance sur l'image d'un émetteur seul (Figure IV-17). On observe également des pics latéraux correspondant à ce qui n'est pas recombinaison. Cette proportion de puissance non recombinaison augmente lorsque que la puissance optique en sortie du laser augmente, signe que la cohérence de l'émission se dégrade. En plaçant une fente autour du point où les faisceaux se recombinaison, on obtient un faisceau quasi-gaussien. Sur la Figure IV-18, nous comparons la puissance recombinaison, mesurée derrière cette fente, par rapport à la puissance totale émise par la barrette en fonction du courant. A bas courant ( $I = 1,4 \text{ A}$ ), l'efficacité de recombinaison atteint 50 % et elle diminue jusqu'à 37 % au courant maximum d'utilisation de la barrette ( $I = 2,9 \text{ A}$ ). Au maximum, nous parvenons à recombinaison 365 mW. Le facteur de qualité  $M^2$  du faisceau, filtré par une fente ne laissant passer que le lobe d'intérêt, vaut 1,7. On évalue alors la luminance à  $22 \text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ .



**Figure IV-18 : gauche : comparaison de la puissance totale et de la puissance recombinaison en fonction du courant, droite : proportion de puissance utile.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> La position  $x = 0$  est arbitraire sur les profils en champ proche de cette figure.

L'efficacité de recombinaison que l'on obtient expérimentalement est relativement décevante par rapport à ce que l'on pouvait espérer au vu des modélisations (83 %). Les filtres que nous avons utilisés étant tous compris dans les spécifications, la seule raison que l'on peut avancer est la dégradation importante du degré de cohérence de l'émission de la barrette. En effet, les profils en champ lointain que l'on obtient directement en sortie de la cavité Talbot sont très irréguliers (cf. Figure IV-16 – droite). Si les émetteurs ne sont pas parfaitement cohérents entre eux, les faisceaux laser ne peuvent plus interférer constructivement après l'ensemble des filtres et donc se recombinaison. De plus, le profil d'intensité en champ proche en sortie de la barrette (cf. Figure IV-16 – gauche), est très éloigné du profil sinusoïdal théorique pour lequel le réseau de phase est conçu.

#### IV.4.b.ii Incidence de l'état de phase en champ proche

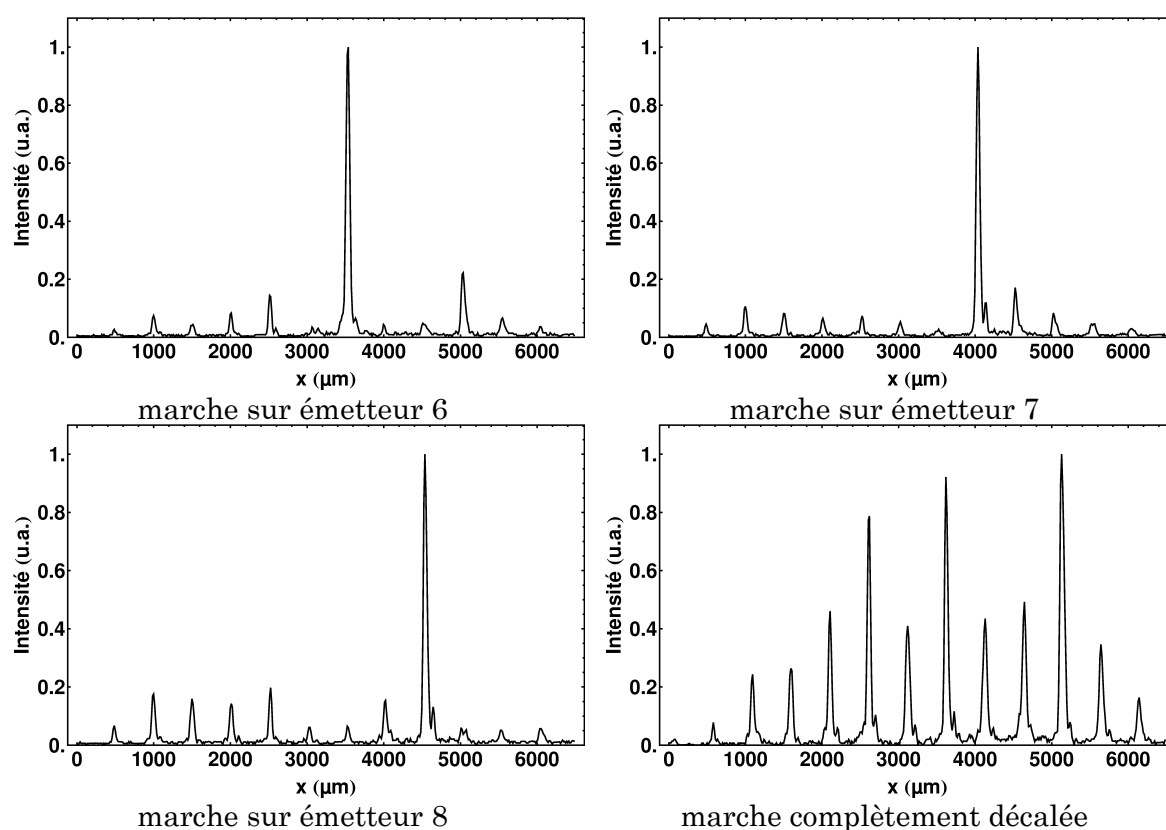
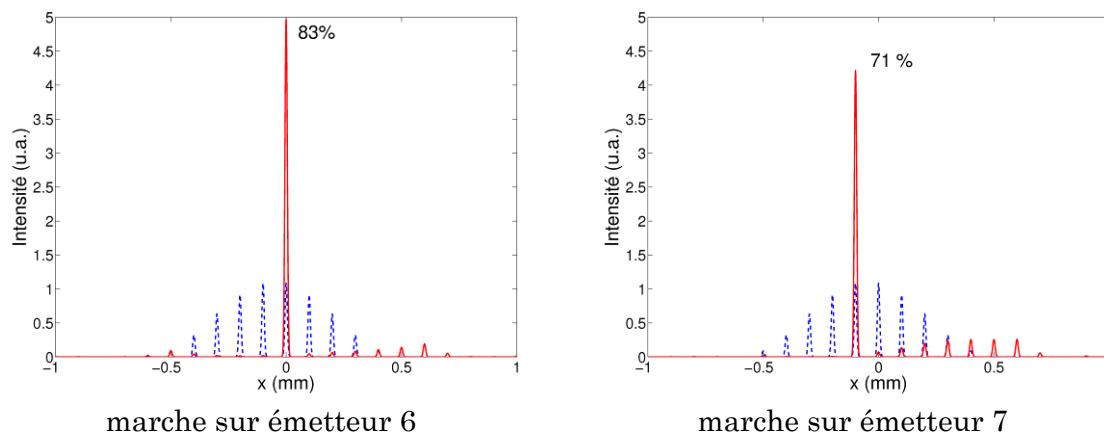


Figure IV-19 : Profils en champ proche obtenus en fonction de la position de la marche de phase –  $I=1,4$  A.

Afin d'évaluer l'incidence de l'état de phase en champ proche sur le processus de recombinaison, nous avons déplacé la marche de phase successivement sur chacun des émetteurs de la barrette (Figure IV-19). On observe que la position du pic correspondant à la recombinaison des faisceaux se décale avec la position de la marche de phase. Lorsque la lame de phase est positionnée sur l'émetteur 6, on obtient une efficacité de recombinaison identique à ce que l'on obtenait

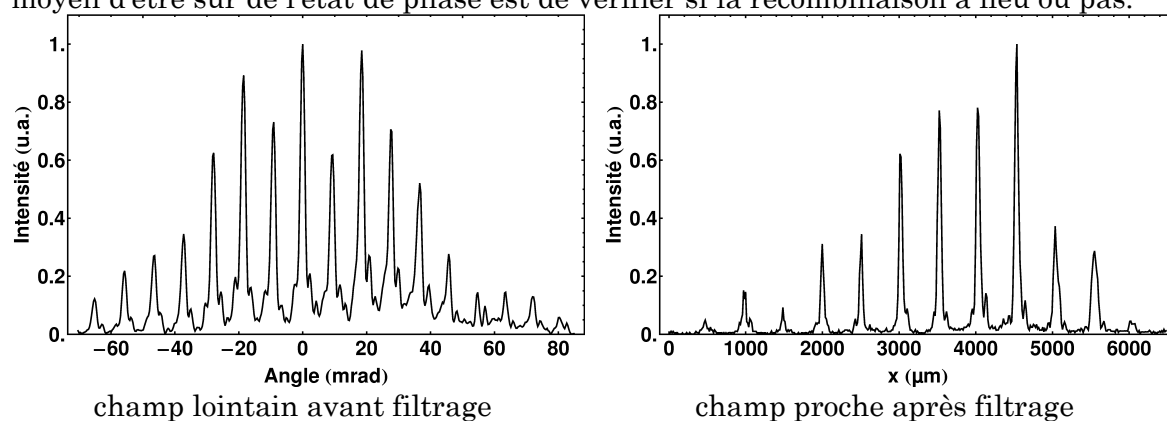
<sup>1</sup> La marche de phase, le réseau de Dammann et les optiques utilisées n'étant pas tous traités anti-reflet, ils induisent des pertes (évaluées à environ 25%). Les mesures de puissances utiles données sur cette figure ont été corrigées de cette transmission.

précédemment. En effet, les émetteurs 5 et 6 ont des rôles symétriques dans une barrette de 10 émetteurs. Lorsque l'on déplace la marche de phase sur les émetteurs 4 et 7, l'efficacité de diffraction diminue légèrement ( $\sim 71\%$ ). Ceci est dû au fait que localement, autour de cet émetteur l'état de phase est proche de celui nécessaire à la recombinaison et l'on parvient à recombinaison une partie de l'émission de la barrette. Cela correspond de plus à ce que l'on obtient avec les modélisations (Figure IV-20).



**Figure IV-20 : Profils théoriques en champ proche en fonction de la position de la marche de phase – pointillés bleus : avant recombinaison, trait plein rouge : après recombinaison.**

Par contre, lorsque la marche de phase est complètement en dehors de l'image de la barrette, aucune recombinaison n'a évidemment lieu (Figure IV-19 – bas – droite). De même, lorsque la cavité Talbot fonctionne selon le mode en phase aucune recombinaison n'est observée après la lame de phase et le DOE (Figure IV-21). Cela confirme donc qu'il est nécessaire que le champ incident ait l'état de phase adéquat pour que la recombinaison avec le réseau de Dammann puisse avoir lieu. Notons que la dégradation des profils en champ lointain, en particulier en terme d'enveloppe rend difficile la distinction entre le mode en phase et le mode hors phase. Le seul moyen d'être sûr de l'état de phase est de vérifier si la recombinaison a lieu ou pas.



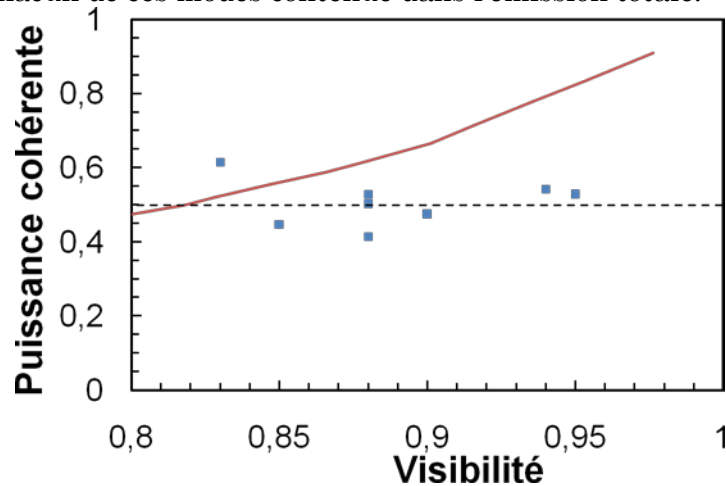
**Figure IV-21 : Profils en champ lointain avant filtrage (gauche) et en champ proche après filtrage pour le mode en phase –  $I = 1,4$  A.**

#### IV.4.c Retour sur la caractérisation de l'émission cohérente d'une barrette

Dans le chapitre I, nous avons défini la visibilité comme le critère qui permet de mesurer la cohérence de nos lasers (§I.3.c.ii). Nous avons également précisé qu'il s'agissait d'un critère peu sensible. L'expérience que nous venons de présenter dans

ce paragraphe semble en être l'illustration. En effet, nous mesurons sur les profils en champ lointain des visibilités comprises entre 0,8 et 0,9 et parvenons à recombinaison entre 35 et 50 % de la puissance totale ce qui correspond à une proportion de puissance cohérente comprise entre 40 et 60 % en tenant compte de l'efficacité de diffraction théorique maximale attendue de 83 %. Sur la Figure IV-22, nous comparons l'évolution de la proportion de puissance cohérente avec la visibilité que nous avons mesurée (correspondant à des courants d'alimentation différents) avec celle prédite pour une barrette d'émetteurs gaussiens (cf. Figure I-24). Bien que les résultats expérimentaux soient moins élevés, les ordres de grandeurs sont globalement les mêmes. Cependant, expérimentalement, même quand on mesure une visibilité de 0,95, la puissance cohérente reste de l'ordre de 50 %. On peut interpréter cette différence comme le signe de la présence d'autres modes transverses d'ordres supérieurs dans l'émission mais dont le critère de la visibilité ne permet pas de rendre compte. De plus, le profil en champ proche en sortie de la barrette étant assez différent du profil pour lequel le réseau de Dammann a été conçu, cela peut également faire chuter le rendement de recombinaison.

Au final, l'expérience que nous venons de présenter, au-delà d'avoir l'intérêt de recombinaison tous les faisceaux entre eux pour augmenter réellement la luminance de la barrette, permet également de caractériser la cohérence de l'émission. Elle permet en effet de faire une mesure réelle de la proportion de l'émission laser contenue dans un mode donné. On pourrait imaginer utiliser un ensemble de réseaux de Dammann adaptés à tous les états de phase des modes de la barrette pour mesurer la proportion de chacun de ces modes contenue dans l'émission totale.



**Figure IV-22 : Evolution de la proportion de puissance cohérente avec la visibilité du profil en champ lointain, rouge – évolution théorique pour  $N = 10$ ,  $2w = 30\mu\text{m}$ ,  $p = 100\mu\text{m}$ ,  $\lambda = 976 \text{ nm}$ , bleu – mesure expérimentale.**

## IV.5 Conclusion et perspectives

La configuration que nous avons présentée dans ce chapitre constitue une expérience préliminaire prometteuse. A partir de notre barrette de diodes laser évasées en cavité Talbot, nous avons obtenu un faisceau quasi-monomode transverse contenant environ 40 % de la puissance totale, à savoir 360 mW. De nombreux points peuvent cependant être améliorés, en particulier par rapport à la compacité du montage. Le premier système afocal que l'on utilise sert uniquement à faire l'image de la sortie de la barrette avec un grandissement de 1 pour pouvoir appliquer la lame de phase sur le champ proche. On pourrait imaginer enlever cet afocal et utiliser, à nouveau, l'effet Talbot pour obtenir une image de la barrette. On placerait ainsi la lame de phase directement sur une image Talbot du mode hors phase, la plus proche

étant située à la distance  $Z_T/2$  de la facette de sortie de la barrette. Une simulation de ce montage avec les mêmes composants a montré qu'on pouvait en théorie espérer obtenir une efficacité de recombinaison de 72 % plus faible que celle obtenue dans la configuration de la Figure IV-14 à cause de la dégradation des auto-images Talbot observées sur les bords (cf. Figure II-10).

Cette expérience constitue par ailleurs une véritable mesure de la cohérence de la barrette d'émetteurs.

## Conclusion générale et perspectives

Le travail présenté dans ce manuscrit s'inscrit dans la problématique de l'augmentation de la luminance des diodes laser de puissance. Pour cela, nous avons privilégié une solution multi-émetteur à partir d'une barrette de plusieurs diodes laser monomodes transverses. Nous avons étudié deux solutions de cavité externe pour la mise en phase passive des émetteurs : l'auto-imagerie par effet Talbot et le filtrage angulaire intra-cavité. Dans le souci d'affiner et stabiliser le spectre d'émission, nous avons exploité les propriétés de filtrage des réseaux de Bragg volumiques. Cette thèse constitue une étude complète et détaillée de la mise en phase de diodes laser par des techniques passives en cavité externe, et de la caractérisation de leurs propriétés laser.

A partir d'un modèle général, applicable à tout ensemble de lasers monomodes dans une cavité externe, nous avons étudié de manière théorique les deux solutions proposées. Cela nous a permis de déterminer les propriétés de discrimination modale de chaque solution envisagée. Dans la cavité utilisant l'effet Talbot, la séparation spatiale des auto-images conduit à une discrimination effective entre les modes. Notre modèle a permis de concevoir les montages en évaluant les précisions nécessaires sur la position et l'angle d'inclinaison du coupleur de sortie. Nous avons de plus montré que l'utilisation d'un réseau de Bragg volumique plutôt qu'un miroir plan modifiait peu les propriétés de la cavité.

En collaboration avec l'Université de Nottingham, nous avons également développé un modèle prenant en compte à la fois la propagation en espace libre dans la partie externe de la cavité Talbot et la propagation optique à l'intérieur des guides d'ondes en semiconducteur. Cela nous a permis d'identifier des phénomènes de pertes parasites dues à la dégradation des images Talbot avec un objet fini.

Dans le cas du filtrage angulaire intra-cavité, la discrimination modale s'effectue en fonction du recouvrement entre le profil du filtre et le profil angulaire d'émission de la barrette. Nous avons déterminé les caractéristiques ainsi que le couplage du mode sélectionné par la cavité en fonction de la position du filtre et de sa largeur. Nous avons ainsi montré que ce type de cavité pouvait permettre d'obtenir directement un faisceau monolobe en limite de diffraction à partir d'une barrette avec un taux de remplissage élevé.

Les deux solutions proposées ont été testées expérimentalement avec des barrettes de diodes laser évasées. Leur structure particulière permet l'obtention de fortes puissances tout en conservant une bonne qualité spatiale, ce qui est favorable pour la mise en phase des émetteurs. En ce qui concerne la cavité Talbot, une étude systématique de l'influence des paramètres de la cavité (longueur de la cavité, coefficient de réflexion du coupleur de sortie, traitement anti-reflet sur la facette avant) a été réalisée afin d'optimiser les résultats. Plusieurs montages adaptés à des géométries de barrettes différentes ont été proposés et validés expérimentalement. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec une barrette de 10 diodes laser au pas de 100  $\mu\text{m}$  particulièrement adaptée pour réaliser un montage simple et compact. Un prototype monolithique a ainsi été conçu : nous avons obtenu une puissance laser de 1,7 W dans le mode en phase. Du fait du faible taux de remplissage de la barrette utilisée, le profil en champ lointain du faisceau est alors constitué d'une série de pic ; la cohérence de l'émission laser est validée par la visibilité élevée de cette figure d'interférences. Enfin, l'utilisation d'un réseau de Bragg volumique comme coupleur



de la cavité externe constitue l'originalité de notre solution. Nous avons montré que celui-ci permet de stabiliser la longueur d'onde d'émission avec une largeur spectrale d'environ 100 pm, quelle que soit la puissance optique, tout en favorisant l'émission en phase. A ce titre, ces travaux se situent au niveau de l'état de l'art.

Grâce à notre collaboration avec le III-V Lab, nous avons eu accès à une géométrie de barrette de diodes laser avec un taux de remplissage très élevé ( $\sim 100\%$ ). La technique de filtrage angulaire intra-cavité est particulièrement adaptée à ce type de géométrie car elle permet d'obtenir directement un faisceau monolobe. Nous avons proposé deux configurations exploitant un réseau de Bragg soit en transmission, soit en réflexion. Nous avons mis en évidence le fonctionnement cohérent de la barrette pour ces deux configurations. Les performances du point de vue de la qualité spatiale sont équivalentes : nous mesurons des facteurs de qualité  $M^2$  égaux à 1,8 et obtenons des puissances de l'ordre du Watt. Un réseau de Bragg en transmission étant un filtre spectral médiocre, seule la cavité basée sur l'utilisation d'un réseau de Bragg en réflexion est stabilisée en longueur d'onde, avec une largeur de raie de 150 pm. Notons que ces résultats sont préliminaires et mériteraient d'être améliorés en optimisant les caractéristiques des réseaux de Bragg volumiques. Il s'agit tout de même d'une première expérience convaincante.

Nous avons finalement, et cela fait l'objet du dernier chapitre, proposé une solution permettant de superposer tous les faisceaux cohérents d'une barrette avec un faible taux de remplissage. Nous avons, pour cela, étudié la conversion extracavité du mode transverse multilobe de la barrette mise en phase en un mode gaussien focalisable dans une fibre monomode. Nous avons dans ce but conçu un réseau de diffraction de type réseau de Dammann permettant de superposer les faisceaux cohérents provenant de chaque diode laser de la barrette ; l'état de phase de chaque émetteur est adapté par un premier masque de phase situé dans un plan image du champ proche. Théoriquement, la meilleure efficacité de conversion obtenue est de 83% à partir d'un réseau de phase binaire optimisé. Expérimentalement, nous avons recombinaison jusqu'à 60% de la puissance totale émise par le prototype en cavité Talbot. Le faisceau superposé possède alors un facteur de qualité  $M^2$  de 1,7. Cette expérience permet également d'effectuer une mesure réelle et effective de la cohérence de la source et valide ainsi la qualité de la mise en phase réalisée.

## Perspectives

Les solutions mises en œuvre pendant cette thèse, en particulier la cavité Talbot, sont tout à fait adaptables à d'autres technologies de diodes laser de fortes luminances (SCOWs et lasers évasés larges guidés par le gain). Ces technologies permettant *a priori* d'atteindre des puissances bien plus élevées ; la suite directe de ce travail consistera en l'adaptation des techniques décrites dans ce manuscrit à ce type d'émetteurs. Dépasser la dizaine de Watts, ce qui constitue actuellement l'état de l'art, semble tout à fait réalisable. Il faudra pour cela avoir une meilleure compréhension des mécanismes qui perturbent la mise en phase pour pouvoir mieux les gérer. Les modélisations effectuées avec l'Université de Nottingham présentées dans ce manuscrit constituent une première étape dans ce sens. Elles devront être complétées afin de pouvoir prendre en compte la compétition avec l'émission propre incohérente, et les disparités de phase entre émetteurs. De plus, pour atteindre des puissances élevées, il est nécessaire d'avoir une bonne évacuation de la thermique. Les barrettes de diodes laser qui seront utilisées auront donc nécessairement un faible taux de remplissage. L'utilisation d'un réseau de phase pour superposer les

faisceaux cohérents pourra donc être envisagée. En utilisant des profils de phase à plusieurs niveaux de phase (discrets ou continus), on peut espérer obtenir des efficacités de diffraction supérieures à 95 %, ce qui améliorera l'efficacité globale de la conversion du profil en un mode gaussien.

Signalons également que ces travaux, réalisés à la longueur d'onde de 980 nm, peuvent aisément être adaptés à d'autres longueurs d'onde, que ce soit dans le visible ou dans le proche infrarouge où les puissances émises par les diodes laser restent modestes. En particulier dans la bande 3-5  $\mu\text{m}$ , les diodes laser à cascades quantiques commencent à émerger mais fournissent des puissances de quelques centaines de milliwatts. Mettre en phase plusieurs diodes laser de ce type constituerait une solution simple pour augmenter la puissance disponible. Une thèse en ce sens, en collaboration avec notre équipe, a commencé à Thales Research & Technology.

La course continue, d'autres prennent le relais...



# Annexe 1: Copies des publications sur les travaux effectués pendant mon stage de Master 2

Appl. Phys. B (2008)  
DOI: 10.1007/s00340-008-3034-2

Applied Physics B  
Lasers and Optics

G. LUCAS-LECLIN<sup>1,✉</sup>  
D. PABOEUF<sup>1</sup>  
P. GEORGES<sup>1</sup>  
J. HOLM<sup>2</sup>  
P. ANDERSEN<sup>2</sup>  
B. SUMPF<sup>3</sup>  
G. ERBERT<sup>3</sup>

## Wavelength stabilization of extended-cavity tapered lasers with volume Bragg gratings

<sup>1</sup> Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, RD128, 91127 Palaiseau, France  
<sup>2</sup> Risø National Laboratory, 4000 Roskilde, Denmark  
<sup>3</sup> Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik, Albert-Einstein Strasse 11, 12489 Berlin, Germany

Received: 25 September 2007/Revised version: 25 March 2008  
© Springer-Verlag 2008

**ABSTRACT** The wavelength stabilization of high-brightness extended-cavity lasers at 810-nm by the use of volume Bragg gratings is described. Narrow linewidth ( $< 20$  pm), high power (2.5 W) and good beam quality ( $M^2 < 4$ ) operation has been obtained in a robust and simple design. The impact of the beam focusing into the Bragg grating on the external cavity performance has been theoretically and experimentally investigated. Finally, second-harmonic generation of the infrared beam has been obtained in a ppKTP crystal, demonstrating a non-linear conversion efficiency of 0.8%/W and up to 8 mW at 405 nm.

**PACS** 42.40.Pa; 42.55.Px; 42.60.By; 42.65.Ky

### 1 Introduction

Narrow spectrum, high-brightness semiconductor lasers emitting in the near infrared are of great interest for a wide range of applications, from pumping of rare-earth solid-state lasers to non-linear frequency conversion to the visible for medicine or spectroscopy. The most promising design proposed for high-brightness emission in the 1-W power range is the tapered laser diode [1, 2]. It consists of a single-mode ridge acting as a spatial filter and a large tapered amplifying section. Several achievements have been described in the literature, demonstrating high output powers in a nearly diffraction-limited beam [3–6]. However the large emission spectrum of these devices remains a strong limitation for demanding applications. Monolithic master-oscillator-power amplifier devices, which combine a DBR laser and a power amplifier on the same chip [7], may be utilized but require a complex technology. On the other hand a well-known, efficient way to control the laser spectrum is to use the tapered amplifier as the gain medium in an extended cavity with a spectrally selective component. Usually it consists of a bulk diffraction grating in a Littrow configuration, which allows for both tunability and spectral selectivity [8–10], but fiber Bragg gratings have also been used with the drawback of severe alignment tolerances [11]. Narrow linewidth,

high-brightness sources emitting at the Watt level in the near infrared are now commercially available (see for example [www.sacher-laser.com](http://www.sacher-laser.com) or [www.toptica.de](http://www.toptica.de)).

We propose a new and simpler design for the numerous applications in which the emission wavelength is a priori known, and thus large tunability is not desired. The spectrally selective element is a volume reflection grating, which forces the laser emission to the Bragg wavelength, whereas the output power and beam properties are imposed by the tapered amplifier structure. Indeed volume Bragg gratings (VBG) have become essential optical components in the recent years, with a high spectral selectivity, low losses, limited wavelength drift ( $\sim 0.01$  nm/K) and reflectivity from a few % to 100%.<sup>1</sup> Though some experiments have already been reported on the brightness improvement of broad area laser diodes with VBG [12, 13], most of the work has been focused on the wavelength stabilization of single emitters and bars for the pumping of solid-state lasers [14–16]. The Bragg grating has then a low reflectivity, and acts as a perturbative reflective component in a low-feedback external cavity. On the contrary in our set-up the Bragg grating plays the role of a highly reflective mirror of the laser cavity.

In this paper we describe firstly our extended-cavity design for tapered amplifiers using a reflective Bragg grating; the set-up has been validated for lasers around 800 nm. Then we evaluate both theoretically and experimentally the performance of our focused beam configuration, demonstrating a higher mechanical stability without significant decrease of the output power nor spectral selectivity. Finally we report the single-pass frequency-doubling at 405 nm in a periodically poled KTiOPO<sub>4</sub> (ppKTP) crystal of the emission of an 810 nm external cavity tapered laser.

### 2 Description of the external cavity

We have worked with different tapered amplifier structures designed for emission around 800 nm. A super-large optical cavity structure (SLOC) as described in [6] was

<sup>1</sup> Volume Bragg gratings are provided by PD-LD ([www.pd-ld.com](http://www.pd-ld.com)), Ondax ([www.ondaxinc.com](http://www.ondaxinc.com)) or Optigrate ([www.optigrate.com](http://www.optigrate.com)). Details on their manufacturing processes and glass materials can be found on their respective websites.

✉ Fax: +33-1-64533101, E-mail: [gaelle.lucas-leclin@institutoptique.fr](mailto:gaelle.lucas-leclin@institutoptique.fr)

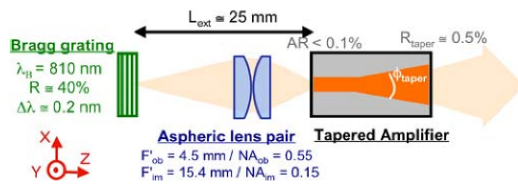


FIGURE 1 Experimental set-up of the external cavity tapered laser with a Bragg grating, in the focused beam configuration

used. The active region consists of a single GaAsP quantum well embedded in a 3- $\mu\text{m}$  thick  $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$  waveguide. The vertical far-field angle was as low as  $18.3^\circ$  (FWHM) and 95% of the power was included in an angle of  $32.5^\circ$ . The length  $L_r$  of the index-guided straight ridge section was between 0.5 to 2 mm, and the angle of the gain-guided tapered section was  $\varphi = 4^\circ$ . The full amplifier length was 4 mm. The front facet had a reflectivity  $R_f$  of 0.5% whereas the rear facet reflectivity  $R_r$  was  $< 5 \times 10^{-3}$ . The devices were mounted p-side (epi-side) down on CuW submounts and, thereafter, on C-mounts. No laser emission was observed from these devices, but amplified spontaneous emission (ASE) in a  $\sim 25$  nm spectral range around 800 nm. With the same design ( $L_r = 1$  mm,  $\varphi = 4^\circ$ ) but coatings  $R_f \cong 0.1\%$  on the front facet and  $R_r \cong 94\%$  on the rear facet, a tapered laser diode has demonstrated an output power of about 4 W and a beam quality parameter  $M^2 < 1.9$  [6].

Volume Bragg gratings are realized in photosensitive glasses, which allow writing of periodic structures under UV illumination to make filters with the desired properties [17]. Here we used anti-reflection coated commercial Bragg gratings with a reflectivity in the range 10%–60% and a reflection bandwidth of about 0.2 nm. The Bragg grating acts as a spectrally selective end-mirror of the external cavity, and the useful output power is emitted from the tapered side. The emission from the ridge side of the tapered amplifier is focused into the Bragg grating with a high-NA aspheric lens pair (Thorlabs C230220P:  $f'_{\text{coll}} = 4.5$  mm 0.55 NA/  $f'_{\text{foc}} = 15.4$  mm 0.16 NA) for diffraction-limited imaging (Fig. 1). During the cavity alignment, the lens is fixed to a three-axis (XYZ) translation stage; then it is definitely glued to its optimal position with an epoxy adhesive (Araldite) and the translation stage is removed. No further adjustments of any external cavity components are necessary. The external cavity length is about 25 mm; the whole laser structure is made of copper and is temperature-regulated using a Peltier element.

### 3 Evaluation of the laser performance

#### 3.1 Experimental results

Different tapered amplifiers have been tested in our external cavity set-up (Table 1). With every amplifier the laser emission is strongly locked to the Bragg wavelength whatever the operating current. The spectral linewidth at  $-3$  dB is lower than 20 pm (the measurement being limited by the optical-spectrum analyzer (OSA) resolution) and the side-mode suppression ratio (SMSR) is about 40 dB (Fig. 2). The shift of the emitted wavelength with either the temperature ( $+6$  pm/K) or the operating current remains lower than 0.2 nm, on the entire operating range ( $I \leq 4$  A;  $T = 15$ – $45^\circ\text{C}$ ). Actually we have checked that the grating could impose the laser line as long as the Bragg wavelength  $\lambda_B$  is within  $\pm 8$  nm from the maximum ASE wavelength. Note that thanks to our self-aligned configuration and our monolithic set-up, the external cavity still controls the laser emission on that whole range without re-alignment of the Bragg grating nor the intracavity lens.

Our best results have been obtained with a tapered amplifier with a ridge length of 2 mm and a tapered angle  $\varphi = 4^\circ$  (cavity 1). Thanks to the good matching between the grating ( $\lambda_B = 798$  nm) and the amplifier gain central wavelength (800 nm at  $25^\circ\text{C}$ ), a low threshold current  $I_{\text{th}}$  of 0.9 A at  $T = 25^\circ\text{C}$  has been demonstrated, and the output power reached 2.5 W for an operating current of 3.5 A (see Fig. 3). The slope efficiency is typically 1 W/A, and the maximum output power is limited by thermal roll-over and/or facet damages. These results are comparable to those obtained with similar tapered amplifiers but a diffraction grating in a Littrow configuration by Chi and co-authors [9]. It demonstrates that the laser operation is mainly limited by the amplifier itself, not by our experimental set-up. The strong astigmatism of the tapered sources is roughly 500  $\mu\text{m}$  and is easily corrected with one cylindrical singlet lens ( $f' = 300$  mm) beyond the collimation aspherical lens ( $f' = 8$  mm 0.50 NA). Choosing the adequate focal length allows to circularize the output beam. The design of the amplifier ensured a diffraction-limited emission ( $M^2 \leq 1.2$ ) at low power ( $\leq 1$  W) with a degradation at maximum output power ( $M^2$  equals  $\sim 3$ – $4$ ). This deterioration of the beam quality with current is attributed on one hand to an insufficient protection against optical feedback on the tapered side in our experimental set-up, and on the other hand to a lower effective reflectivity on the ridge side as compared to tapered lasers with  $R_r \cong 94\%$ , resulting in an incomplete saturation of the tapered amplifier section [2, 6].

TABLE 1 Description of the four main extended cavities that have been tested. The tapered amplifier chips are described in the text

	Volume Bragg grating	Tapered amplifier	Laser threshold maximum output power
Cavity 1	$\lambda_B = 798$ nm, $R_B = 20\%$	$L_r = 2$ mm, $\varphi = 4^\circ$	$I_{\text{th}} = 0.9$ A at $T = 25^\circ\text{C}$ 2.5 W at 3.5 A
Cavity 2	$\lambda_B = 807.6$ nm, $R_B = 40\%$	$L_r = 0.5$ mm, $\varphi = 4^\circ$	$I_{\text{th}} = 2$ A at $T = 17^\circ\text{C}$ 1.1 W at 4 A
Cavity 3	$\lambda_B = 809.5$ nm, $R_B = 60\%$	$L_r = 2$ mm, $\varphi = 4^\circ$	$I_{\text{th}} = 1.9$ A at $T = 28^\circ\text{C}$ $P_{\text{max}} = 1.8$ W at $I = 4$ A
Cavity 4	$\lambda_B = 809.5$ nm, $R_B = 60\%$	$L_r = 1$ mm, $\varphi = 4^\circ$	$I_{\text{th}} = 1.7$ A at $T = 23^\circ\text{C}$ $P_{\text{max}} = 1.7$ W at $I = 3$ A

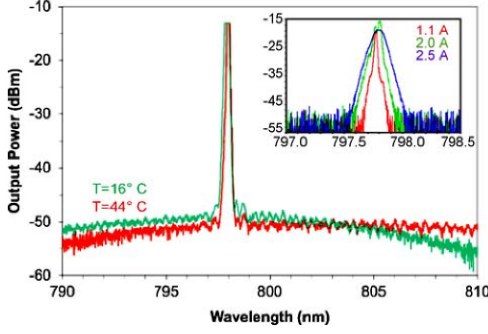


FIGURE 2 Laser spectrum of the tapered source in extended-cavity 1, at different operating temperature and an operating current = 2 A (OSA resolution = 100 pm); the observed SMSR of 35 dB is limited by the saturation of the optical spectrum analyzer. The *inset* shows the enlarged spectrum at various amplifier currents and an operating temperature = 25 °C (OSA resolution = 10 pm)

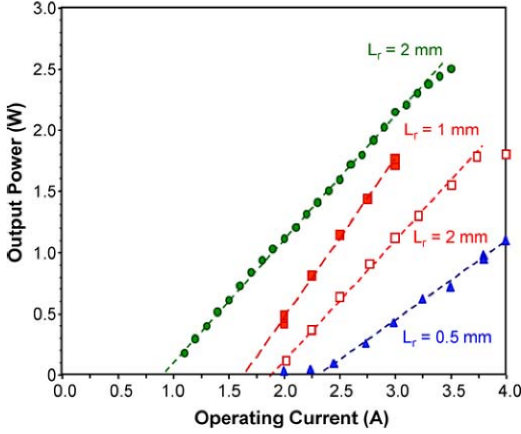


FIGURE 3 Output power as a function of operating current obtained with tapered amplifiers of different geometries ( $L_r = 0.5, 1$  and  $2$  mm,  $L_d = 4$  mm,  $\varphi = 4^\circ$ ) and Bragg gratings, respectively, at  $\lambda = 809.5$  nm (red empty and filled boxes),  $\lambda = 798$  nm (green circles),  $\lambda = 807.6$  nm (blue triangles)

### 3.2 Focused versus collimated configuration

The main feature of our external cavity set-up is the focusing of the beam inside the Bragg grating, while it has been designed for a collimated beam. The resulting “cat’s eye” effect improves the mechanical stability of the laser cavity as in self-aligned Littman cavities [18] or interference filter stabilized external cavities [19, 20]. Here the Bragg grating allows us to take advantage of this helpful effect in both transverse directions with a single component.

The intracavity lens pair has been shifted from its optimal position with the help of a differential three-axis translation stage, the grating and the amplifier being fixed. The resulting output power emitted from the tapered side has been monitored. This has been compared with the misalignments sensitivity of the intracavity lens when the incident beam on the

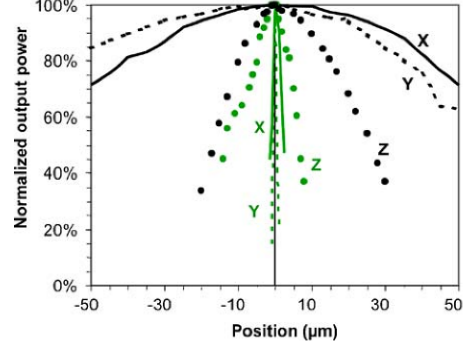


FIGURE 4 Evolution of the output power with intracavity lens pair misalignments in the two transverse directions  $X$  (line),  $Y$  (dotted line), and in the longitudinal direction  $Z$  (full circles) for the focused configuration (black) and the collimated beam one (green). Measurements made at  $I = 1.15 \times I_{th}$

same Bragg grating is collimated with a  $f' = 4.5$  mm 0.55 NA aspheric lens (Lightpath 350230). Results are reported in Fig. 4: It is obvious that the focused beam configuration is much less sensitive to transverse misalignments of the lens than the collimated beam one. We evaluate the precision required in  $X$  and  $Y$  directions to about  $\pm 45 \mu\text{m}$  for a reduction of the power of 20% with our focused beam configuration. With the collimated beam configuration, the same power decrease is observed for a translation of the lens of only  $\sim 2 \mu\text{m}$ . Even in the longitudinal axis is the focused beam configuration slightly less sensitive to misalignments ( $\Delta Z = \pm 12 \mu\text{m}$ ) than the collimated one ( $\pm 5 \mu\text{m}$ ). The corresponding angular sensitivity of the grating adjustment is evaluated to  $\pm 10$  mrad in the focused beam configuration, and  $\pm 0.3$  mrad in the collimated one. Noting that in our operating conditions a 20% power decrease is roughly analogous to a 10% threshold increase, our values are comparable to the ones obtained with other self-aligned set-ups [18, 19].

One possible drawback of focusing light inside the grating could be a reduction of its effective reflectivity as well as an increase of its spectral bandwidth. Indeed any deviation of the incident angle from the specified Bragg angle  $\theta_B = 0^\circ$  induces a shift of the wavelength reflected by the grating, according to the Bragg relation  $\cos(\theta) = \lambda / (2n_0\Lambda)$  for a reflecting volume Bragg grating (VBG) with unslanted index fringes characterized by a thickness  $d$ , a grating period  $\Lambda$ , an average index  $n_0$  and an index modulation  $\Delta n$  (see Fig. 5). The diffraction efficiency  $\eta(\theta, \lambda)$  is given by [21]:

$$\eta = \left( 1 + \frac{1 - \frac{\xi^2}{v^2}}{\sinh^2(\sqrt{v^2 - \xi^2})} \right)^{-1}, \quad (1)$$

with

$$v = \pi \frac{\Delta n d}{\lambda \cos \theta}, \quad \text{and} \quad \xi = \pi \frac{d}{\Lambda} \left( 1 - \frac{\lambda}{2n_0 \cos \theta} \right).$$

The term  $\xi$  characterizes the mismatch to the Bragg condition. The diffraction efficiency within the Bragg conditions



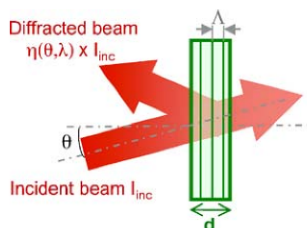


FIGURE 5 Schematic of a reflecting volume Bragg grating

( $\lambda = \lambda_B$  and  $\theta = \theta_B$ ) is deduced from (1) with  $\xi = 0$ :

$$\eta_B = \tanh^2 \left( \frac{\pi \Delta n d}{\lambda_B \cos \theta_B} \right).$$

Figure 6a presents the variation of  $\eta$  for a typical VBG with respect to wavelength and incident angle. The measured reflectivity of this grating was  $\eta_B = 60\%$  at  $\lambda_B = 809.5$  nm and normal incidence. The grating thickness  $d$  being known,  $\Delta n$  was adjusted to match the experimental  $\eta_B$  value following (2). The theoretical spectral selectivity of that grating is 300 pm (FWHM) at  $\theta = 0^\circ$ , and its angular selectivity is

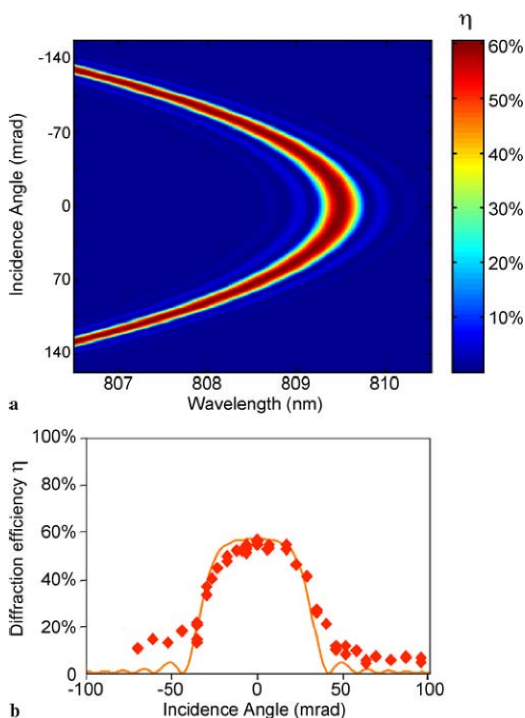


FIGURE 6 (a) Diffraction efficiency of a reflective Bragg grating designed at  $\lambda_B = 809.5$  nm, with respect to wavelength  $\lambda$  and incidence angle  $\theta$  ( $\lambda_B = 809.5$  nm,  $\theta_B = 0^\circ$ ,  $n_0 = 1.50$ ,  $\Delta n = 3.10^{-4}$ ,  $d = 0.7$  mm). (b) Experimental (plot) and theoretical (line) diffraction efficiency of the same Bragg grating as a function of the incidence angle

60 mrad ( $3.4^\circ$ ). This latter value is in good accordance with our experimental evaluation of 50 mrad (FWHM) measured under Ti:sapphire illumination (Fig. 6b).

In our extended-cavity set-up, considering the focusing of the beam into the grating, the effective diffraction efficiency of the Bragg grating is given by

$$\eta_\theta(\lambda) = \iint \eta \left( \lambda, \sqrt{\theta_x^2 + \theta_y^2} \right) \times G_{\delta\theta_x, \delta\theta_y}(\theta_x, \theta_y) d\theta_x d\theta_y, \quad (3)$$

where  $G_{\delta\theta_x, \delta\theta_y}(\theta_x, \theta_y)$  is the 2D-normalized Gaussian angular distribution of the incident beam with  $\delta\theta_x$ , and  $\delta\theta_y$  the half-widths at  $1/e^2$  in the  $x$  and  $y$  directions:

$$G_{\delta\theta_x, \delta\theta_y}(\theta_x, \theta_y) = \frac{2}{\pi \delta\theta_x \delta\theta_y} \exp \left( -\frac{2\theta_x^2}{\delta\theta_x^2} \right) \exp \left( -\frac{2\theta_y^2}{\delta\theta_y^2} \right). \quad (4)$$

The maximum effective diffraction efficiency  $\eta_{\max}$  – maximum value of  $\eta_\theta$  for given  $(\delta\theta_x, \delta\theta_y)$  values – has been computed as a function of the divergence angles in Fig. 7. The term  $\eta_{\max}$  is typically reduced by a factor of 2 for divergences approximately equal to the angular acceptance of the VBG. In our experimental conditions we roughly estimate  $\delta\theta_x = 5^\circ = 0.09$  rad and  $\delta\theta_y = 3^\circ = 0.05$  rad from the magnifying ratio of the aspheric lens pair and the beam divergence of the amplifier. The diffraction efficiency of the grating  $\eta_{\max}$  is thus decreased to 18%, which remains high enough to control the laser emission. Subsequently, the grating bandwidth is theoretically increased to 0.6 nm. It is worth mentioning here that a higher theoretical efficiency at the Bragg wavelength would have been obtained with a thicker grating but to the detriment of a decreased angular acceptance, leading to an even stronger sensitivity to the focused beam divergence.

In summary, we have demonstrated that the focusing of the light onto the Bragg grating results in a mechanically

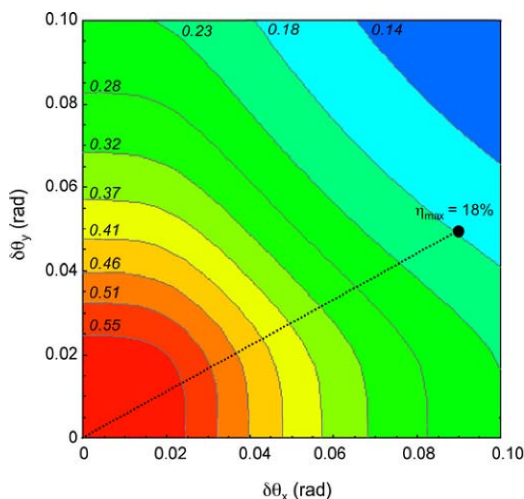


FIGURE 7 Maximum diffraction efficiency  $\eta_{\max}$  as a function of the  $1/e^2$  half-widths divergence angle  $\delta\theta_x$  and  $\delta\theta_y$ ; grating parameters as in Fig. 6

rugged set-up. Moreover we have observed that the external cavity threshold in the collimated beam configuration was 20% higher than in the focused beam configuration, and the achieved output power remains significantly lower at the maximum operating current. We attribute this to the trickier alignment of both the lens and the grating in that cavity. Finally it is noteworthy that here we benefit from the small fast-axis divergence ( $\sim 18^\circ$  FWHM) of our tapered amplifiers at 800 nm, which allows us to build a short external cavity with a low magnifying ratio. With amplifiers of larger divergences the external cavity should be longer to maintain the beam focusing angle within acceptable values, without detrimental effects to the cavity mechanical stability.

#### 4 Application to second-harmonic generation in a ppKTP crystal

Finally, the non-linear conversion of the infrared beam inside a ppKTP crystal in a single-pass configuration has been carried out. The non-linear crystal, anti-reflection coated on both facets at 810 and 405 nm, was 10 mm long, and its poling period was  $3.4 \mu\text{m}$ . The temperature of the crystal was set to  $49.5^\circ\text{C}$ , corresponding to the phase-matching temperature at 809.5 nm. The infrared beam from the extended-cavity laser was focused inside the crystal with a 200-mm focal length doublet onto a beam waist diameter of about  $43 \mu\text{m}$ . The entire Rayleigh distance inside the crystal was about 6 mm. The polarization of the fundamental beam was aligned parallel to the non-linear crystal Z axis with a half-wave plate for maximum conversion efficiency.

The maximum emitted power at 405 nm was 8.2 mW for an incident infrared power of 1 W, which results in a non-linear conversion efficiency of 0.8%/W (Fig. 8). This value is as good as the one obtained with the same ppKTP crystal but with a Littrow external cavity tapered laser [9]. It is slightly below the theoretical efficiency evaluated to 1.3%/W with SNLO,<sup>2</sup> taking into account an effective non-linear coefficient  $d_{\text{eff}} = 9.8 \text{ pm/V}$ , the focusing of the beam in the middle of the crystal and no internal losses. The  $M^2$  quality parameter of the blue beam has been measured to be  $M^2 = 1.0$  in both directions, with a slight astigmatism ( $\leq 1 \text{ mm}$ ) stemming from the residual one in the infrared. The second-harmonic generation process was mainly limited by the broadening of the laser line, which becomes comparable to the spectral acceptance bandwidth of the ppKTP (about 50 pm) at high currents. We suspect that this is partly induced by residual feedback from the non-linear crystal into the tapered amplifier resulting in multimode operation of the external cavity laser. This detrimental effect should have been reduced with either a better isolation of the external cavity tapered source from the set-up, an angled incidence on the crystal or a shorter crystal with a larger spectral acceptance.

Though the optical power in the blue remains limited as compared to more complex configurations with external resonant cavities [22], this result demonstrates the capability of our external cavity design for efficient non-linear conver-

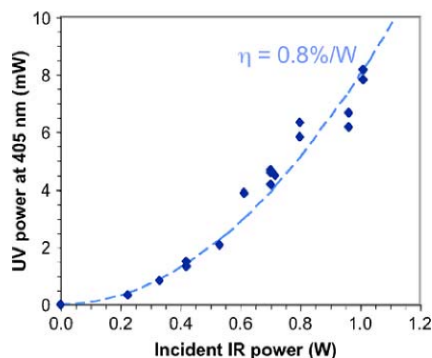


FIGURE 8 Output power at 405 nm vs. the incident infrared power at 810 nm. The dashed line shows the quadratic fit of the experimental data

sion in the simplest (single-pass) set-up, which requires high brightness and narrow laser line. The non-linear conversion efficiency, and thus the blue power, could even be increased using a waveguide as a non-linear material [23].

#### 5 Conclusion and outlook

We have demonstrated that a volume Bragg grating may be used as a spectrally selective element to force the emission wavelength of tapered amplifier in an external cavity. We have proposed a compact and robust set-up based on the focusing of the beam inside the grating, which results in a self-aligned configuration with reduced sensitivity to cavity misalignments. The spectral properties of the extended-cavity laser are strongly controlled by the grating, whereas the spatial and power ones result from the amplifier design. Modeling of the grating diffraction efficiency under convergent illumination allowed us to predict the optimized conditions of operation and the effective reflectivity of the grating under experimental conditions. Our set-up has been compared to an external cavity closed by a Bragg grating under collimated illumination from the ridge side, which has resulted in inferior laser performances and more stringent alignment tolerances.

Finally the infrared emission at 809.5 nm from one of our extended-cavity tapered laser has been efficiently converted towards the blue in a ppKTP crystal. The high conversion efficiency that we have obtained illustrates the capability of our set-up for the development of efficient and compact sources in the blue-violet spectral range, which are desired in applications such as biomedical diagnostics. Furthermore our 798-nm laser has been utilized to pump a Nd:ASL crystal, taking advantage from its high brightness and excellent spectral locking; this has provided the very first demonstration of laser emission under diode-pumping at 900 nm from this crystal and its intracavity frequency-doubling with a LBO non-linear crystal [24]. Last but not least, though most of our work has been done around 800 nm, our external cavity design may be applied at any wavelength; indeed we have achieved similar results with different tapered amplifiers emitting at 980 nm and volume Bragg gratings reflecting at this wavelength.

<sup>2</sup> SNLO is the free software developed by Sandia National Laboratories (www.sandia.gov), which models non-linear frequency conversion processes in numerous crystals.



**ACKNOWLEDGEMENTS** The authors thank the European Community for financial support under the www.BRIGHT.eu program (IP 511722). They are also grateful to P. Sulser (Rainbow Photonics) for his contribution to the SHG experiment. D. Paboef acknowledges the funding of his PhD by the French “Délégation Générale de l’Armement”.

**REFERENCES**

- 1 J.N. Walpole, *Opt. Quantum Electron.* **28**, 623 (1996)
- 2 H. Wenzel, B. Sumpf, G. Erbert, *CR Physique* **4**, 649 (2003)
- 3 J.N. Walpole, J.P. Donnelly, S.H. Groves, L.J. Missaggia, J.D. Woodhouse, R.J. Bailey, A. Napoleone, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 1429 (1996)
- 4 B. Sumpf, R. Hülsewede, G. Erbert, C. Dzionk, J. Fricke, A. Knauer, W. Pittroff, P. Ressel, J. Sebastian, G. Trankle, *Electron. Lett.* **38**, 183 (2002)
- 5 M. Kelemen, J. Weber, G. Kaufel, G. Bihlmann, R. Moritz, M. Mikulla, G. Weimann, *Electron. Lett.* **41**, 1011 (2005)
- 6 F. Dittmar, B. Sumpf, J. Fricke, G. Erbert, G. Trankle, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 601 (2006)
- 7 H. Wenzel, K. Paschke, O. Brox, F. Bugge, J. Fricke, A. Ginolas, A. Knauer, P. Ressel, G. Erbert, *Electron. Lett.* **43**, 160 (2007)
- 8 D. Mehuys, D. Welch, D. Scifres, *Electron. Lett.* **29**, 1254 (1993)
- 9 M. Chi, O.B. Jensen, J. Holm, C. Pedersen, P.E. Andersen, G. Erbert, B. Sumpf, P.M. Petersen, *Opt. Express* **13**, 10 589 (2005)
- 10 S. Stry, S. Thelen, J. Sacher, D. Halmer, P. Hering, M. Mürtz, *Appl. Phys. B* **85**, 365 (2006)
- 11 D. Cornwell, H. Thomas, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 694 (1997)
- 12 S. Yiou, F. Balembois, P. Georges, J.-P. Huignard, *Opt. Lett.* **28**, 242 (2003)
- 13 G. Venus, V. Rotar, L. Glebov, Paper presented at the 26th Annual Conference on Lasers and Electro-Optics. CLEO/IQES and PhAST Technical Digest, Long Beach, CA, May 2006, paper CFG4
- 14 B. Volodin, S. Dolgy, E. Melnik, E. Downs, J. Shaw, V. Ban, *Opt. Lett.* **29**, 1891 (2004)
- 15 G. Venus, A. Sevian, V. Smirnov, L. Glebov, *Proc. SPIE* **5711**, 166 (2005)
- 16 Y. Zheng, H. Kan, *Opt. Lett.* **30**, 2424 (2005)
- 17 O. Efimov, L. Glebov, K. Richardson, V. Smirnov, *Appl. Opt.* **38**, 619 (1999)
- 18 B. Fermigier, G. Lucas-Leclin, J. Dupont, F. Plumelle, M. Houssin, *Opt. Commun.* **153**, 73 (1998)
- 19 P. Zorabedian, W. Trutna, *Opt. Lett.* **13**, 826 (1988)
- 20 X. Baillard, A. Gauguier, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, P. Rosenbusch, *Opt. Commun.* **266**, 609 (2006)
- 21 H. Kogelnik, *Bell. Syst. Tech. J.* **48**, 2909 (1969)
- 22 J. Bhawalkar, Y. Mao, A. Goyal, P. Gavrilovic, Y. Conturie, S. Singh, *Opt. Lett.* **24**, 823 (1999)
- 23 T. Sugita, K. Mizuuchi, Y. Kitaoka, K. Yamamoto, *Opt. Lett.* **24**, 1590 (1999)
- 24 D. Paboef, G. Lucas-Leclin, P. Georges, B. Sumpf, G. Erbert, C. Varona, P. Loiseau, G. Aka, B. Ferrand, In: *Advanced Solid-State Photonics*, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2007), paper WB20

D. PABOEUF<sup>1,✉</sup>  
G. LUCAS-LECLIN<sup>1</sup>  
P. GEORGES<sup>1</sup>  
B. SUMPFF<sup>2</sup>  
G. ERBERT<sup>2</sup>  
C. VARONA<sup>3</sup>  
P. LOISEAU<sup>3</sup>  
G. AKA<sup>3</sup>  
B. FERRAND<sup>4</sup>

## Blue laser emission by intracavity second harmonic generation in Nd:ASL pumped by a tapered amplifier laser diode stabilized by a volume Bragg grating

<sup>1</sup> Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Univ. Paris-Sud, RD128, 91127 Palaiseau, France

<sup>2</sup> Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik, Albert-Einstein-Strasse 11, 12489 Berlin, Germany

<sup>3</sup> Laboratoire de Chimie de la Matière Condensée de Paris, CNRS, ENSCP, 11 rue P. et M. Curie, 75231 Paris, France

<sup>4</sup> Laboratoire de Cristallogénèse Appliquée, CEA – LETI, 17 Rue des martyrs, 38054 Grenoble, France

Received: 27 March 2008/Revised version: 12 May 2008

Published online: 27 June 2008 • © Springer-Verlag 2008

**ABSTRACT** We present the diode pumping of a Nd:ASL ( $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{-yNd}_y\text{Mg}_x\text{Al}_{12-x}\text{O}_{19}$ ) crystal for second harmonic generation at 453 nm. We have developed a high-brightness pump source based on a tapered amplifier in an extended cavity with a volume Bragg grating for wavelength stabilization. A pump brightness of  $110 \text{ MW cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$  is obtained with a linewidth lower than 80 pm at 798 nm. This laser source is used to pump a Nd:ASL crystal to obtain 300 mW at 906 nm and 53 mW at 453 nm by intracavity doubling with a LBO crystal.

**PACS** 42.55.Xi; 42.55.Px; 42.65.Ky

### 1 Introduction

Diode-pumped solid-state lasers operating in the blue spectral range have a large number of applications ranging from high-density optical data storage to phototherapy and medical diagnostics. One way to design such a laser is to perform nonlinear conversion of a near infrared laser line. The neodymium  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  laser transition is one of the most used for the initial infrared source since it allows emission around 900 nm [1]. The development of high power diode laser sources around 808 nm to pump Nd-doped crystals has permitted the realization of compact and efficient lasers in the blue range. For instance, infrared laser operation and frequency doubling have been demonstrated with Nd:YAG (3 W at 473 nm for 22 W of pump power [2]), Nd:YVO<sub>4</sub> (4.5 W at 457 nm for 30 W incident pump power) [3] and Nd:GdVO<sub>4</sub> (220 mW at 456 nm for 2 W of pump power [4]). In order to reach deeper blue wavelengths, two ways are possible. The first way is to design a cavity emitting on a deeper Stark sub-level with a conventional Nd-doped crystal; quasi-three-level laser emission at 899 nm in Nd:YAG has indeed been recently demonstrated [5]. Another solution consists in developing new Nd-doped laser materials; among them, the Nd-doped strontium and lanthanum alumi-

nate crystal  $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{-yNd}_y\text{Mg}_x\text{Al}_{12-x}\text{O}_{19}$  (Nd:ASL) seems to be promising since its quasi-three-level transition is located at 900 nm, which is one of the lowest for Nd-doped crystals [6]. Unfortunately, the absorption transitions of Nd:ASL are narrow-band (< 3 nm) and located at 792 nm and 798 nm (see Fig. 1) where commercial high power laser diodes are difficult to find. Moreover the quasi-three-level operation of the laser implies that the lower level of the laser transition is thermally populated. A bright enough pump source is then required to exceed the transparency intensity, evaluated to  $3 \text{ kW cm}^{-2}$ , and get a positive gain. Efficient infrared emission has already been demonstrated under Ti:sapphire pumping: in a quasi-two-level configuration, 950 mW at 901 nm have been obtained for 1.6 W of absorbed pump power at 865 nm [7]; up to 1.67 W of infrared laser at 900 nm have been demonstrated for 2.5 W absorbed power at 792 nm with a 5-mm long crystal in [8]. Furthermore, intracavity doubling with a BiBO crystal produced 320 mW of blue laser power at 450 nm. In view of these results, the demonstration of a diode-pumped Nd:ASL laser would be an interesting improvement in terms of compacity and wall-plug efficiency. To this purpose, we have developed our own high-brightness wavelength-stabilized pumping source at 798 nm based on a semiconductor tapered amplifier in extended cavity with a volume Bragg grating. In this paper, we report on the design and characteristics of this pumping source and its use for infrared laser emission of a Nd:ASL crystal together with intracavity second harmonic generation in a compact and efficient setup.

### 2 Design and characterization of the pumping source

The taper design is promising to achieve high brightness with a laser diode. It consists of a ridge section for spatial filtering and a tapered one for amplification. Very high powers have been demonstrated in diffraction limited beam (4.4 W at 808 nm [9], 8 W at 976 nm [10]). Secondly, volume Bragg gratings (VBG) have appeared to become essential optical components in the recent years, with a high spectral selectivity, low losses and reflectivity from a few % to

✉ Fax: +33 1 64 53 31 01, E-mail: david.paboeuf@institutoptique.fr

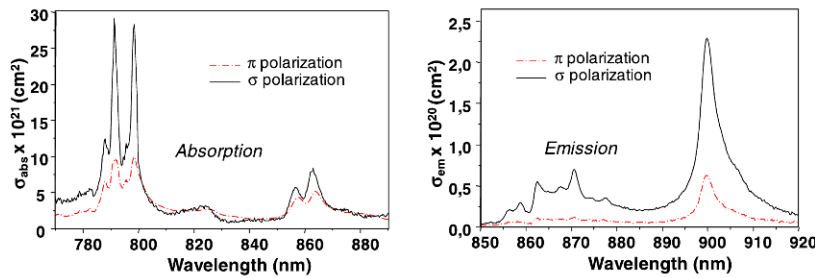


FIGURE 1 Absorption and emission spectra of Nd:ASL.

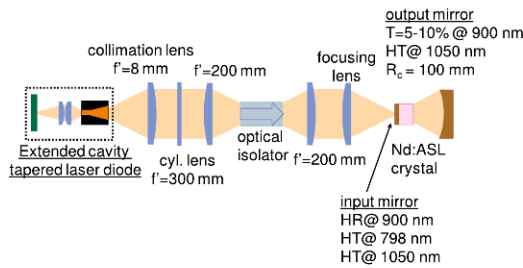


FIGURE 2 Experimental setup for cw 900 nm emission of Nd:ASL.

100%. The major use of these components is the wavelength stabilization of laser diodes [11] or solid-state lasers [12]. The combination of a tapered amplifier and a VBG in an extended cavity would permit both high brightness and high spectral purity.

As the gain medium of our pumping source, we have used a tapered amplifier grown and designed at Ferdinand Braun Institut für Höchstfrequenztechnik for emission around 800 nm [9]. The active region of the tapered amplifier is composed of a tensile-strained GaAsP single quantum well embedded in a 3- $\mu\text{m}$  thick  $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$  waveguide and highly doped  $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$  cladding layers. The index-guided straight ridge section is 2 mm long and the gain-guided tapered section is characterized by a tapered angle of  $4^\circ$  and a length of 2 mm. The front tapered facet of the amplifier has a reflectivity of 0.5%, whereas the rear facet reflectivity is about 0.1%. Without any optical feedback, only amplified spontaneous emission centered around 800 nm and covering a large spectral band (30 nm) is observed from this source. The VBG has a reflectivity of 20% at 798 nm and a spectral bandwidth of 200 pm. It is used as the back mirror of the extended cavity (see Fig. 2). The beam from the ridge side is focused into the grating, resulting in a better stability and a very low sensitivity to misalignments [13]. Regardless of operating current and temperature, the laser emission is locked on the Bragg wavelength with a very low wavelength drift that remains within the VBG spectral bandwidth. The side-mode suppression ratio is about 40 dB and the FWHM-linewidth is less than 80 pm (limited by the optical spectrum analyzer resolution). The threshold of the extended cavity laser diode is 1 A and the slope efficiency reaches  $0.9 \text{ W A}^{-1}$ . A maximum output power of 2.5 W is obtained for an operating current of 3.5 A (see Fig. 3). The beam quality parameter ( $M^2$ ) is as good as 1.2 in both directions for an operating current

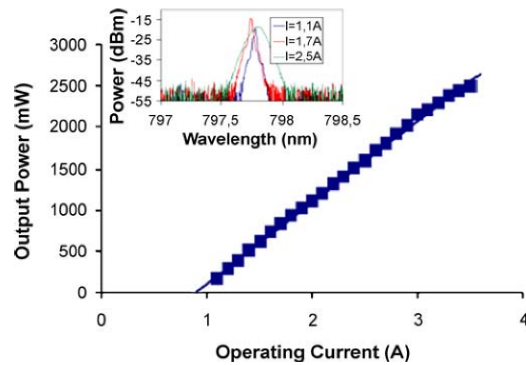


FIGURE 3 Laser performance of the extended cavity tapered laser. Inset: spectrum for different operating currents

of 2.5 A. At higher operating currents we observe a degradation of the beam quality and measure a  $M^2$  around three in the slow axis direction. The steadiness of the beam quality with operating current could be improved by including higher isolation from optical feedback in the setup. Moreover, the relatively low reflection from the ridge side may result in an incomplete saturation of the tapered amplifier section [13]. Despite this slight beam degradation at high power, our extended cavity laser results in a compact and efficient high-brightness source fully suitable for solid-state laser pumping applications.

### 3 Optimization of the infrared operations

Reabsorption at the oscillating wavelength is the main challenge we face with quasi-three-level lasers. The available pump power being limited, the pump beam has to be strongly focused inside the crystal to reach a high intensity at the waist position. This leads to a very divergent pump beam which may limit the laser efficiency. Simulations have been carried out to evaluate the gain inside the crystal and determine the theoretically adequate parameters. The small signal gain integrated on the transverse section of the crystal can be written as [16]:

$$g_0(z) = \int_0^{r_c} N \frac{\sigma_{eL} \sigma_{aP} I_p(r, z) h \nu_p - \sigma_{aL} / \tau}{\sigma_{aP} I_p(r, z) h \nu_p - 1 / \tau} \times A(r, z) dr, \quad (1)$$

$\sigma_{\text{el.}}$ at 900 nm (cm <sup>2</sup> )	$\sigma_{\text{al.}}$ at 900 nm (cm <sup>2</sup> )	$\sigma_{\text{el.}}$ at 906 nm (cm <sup>2</sup> )	$\sigma_{\text{al.}}$ at 906 nm (cm <sup>2</sup> )	$\sigma_{\text{ap}}$ (cm <sup>2</sup> )	$\tau$ ( $\mu$ s)	$N$ (cm <sup>-3</sup> )
$2.3 \times 10^{-20}$	$4 \times 10^{-21}$	$7 \times 10^{-21}$	$5 \times 10^{-22}$	$2.8 \times 10^{-20}$	380	$1.7 \times 10^{20}$

TABLE 1 Spectroscopic data of Nd:ASL at  $\lambda_L = 900$ , and 906 nm and  $\lambda_p = 798$  nm

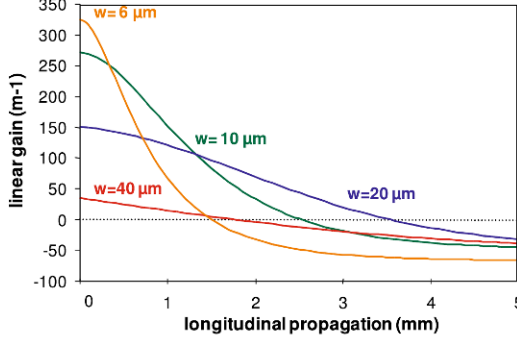


FIGURE 4 Evolution of the small-signal gain with crystal length for different pump waist radii (pump power = 300 mW). The laser and pump waists are assumed to be equal and located at the input of the crystal

where  $N$  is the density of neodymium ions in the crystal,  $\sigma_{\text{ap}}$  the absorption cross section at the pump wavelength, and  $\tau$  the fluorescence lifetime.  $I_p(r, z)$  is the pump intensity taking into account the Gaussian propagation of the pump beam.  $\sigma_{\text{el.}}$  and  $\sigma_{\text{al.}}$  are respectively the emission and absorption cross sections at the laser wavelength.  $A(r, z)$  stands for the Gaussian profile of the laser mode. The spectroscopic data used are listed in Table 1. The crystal is assumed to be cylindrical with a radius  $r_c$  much larger than the beam size. Figure 4 shows the evolution of  $g_0$  along the crystal for different pump waist radii and an incident pump power of 300 mW close to our experimental values of the laser threshold. With a small pump waist (6  $\mu$ m), the gain is very high at the beginning of the crystal. The large beam divergence causes the gain to decrease very quickly and reabsorption occurs beyond a transparency length of  $\sim 1.4$  mm. In contrast, with a large pump waist, the gain is very low because of the strongly reduced incident pump intensity. The relevant parameter for laser operation is the double-pass integrated gain given by:

$$G(L) = \int_0^L e^{2g_0(z)} dz, \quad (2)$$

where  $L$  is the crystal length. From our simulations, we expect to have the highest gain for a waist radius of 10  $\mu$ m and a crystal length of 2 to 3 mm (see Table 2).

We first investigated cw laser emission at 900 nm. The experimental setup is presented in Fig. 2. The strong astigmatism of the tapered amplifier was corrected by use of a cylindrical 300-mm focal length lens to both correct and circularize the pump beam. An optical isolator (isolation > 20 dB) is placed at the output of the tapered amplifier to avoid parasitic back-reflections. The pump waist radius is varied by changing the focal length of the focusing lens. We used a 5%-doped Nd:ASL crystal ( $\text{Sr}_{0.7}\text{La}_{0.25}\text{Nd}_{0.05}\text{Mg}_{0.3}\text{Al}_{11.7}\text{O}_{19}$ ,  $N \sim 1.7 \times$

$w$ ( $\mu$ m)	$L_t$ (mm)	$G$			
		$L = 1$ mm	$L = 2$ mm	$L = 3$ mm	$L = 5$ mm
6	1.4	1.48	1.50	1.37	1.06
10	2.5	1.53	1.76	1.73	1.39
20	3.5	1.28	1.51	1.60	1.44
40	1.7	1.01	0.99	0.94	0.77

TABLE 2 Evolution of the transparency length ( $L_t$ ) and the integrated gain ( $G(L)$ ) with the crystal length  $L$  and the pump waist radius ( $w$ )

Crystal length (mm)	One pass absorption (%)
5	70
3	50
2	40

TABLE 3 One-pass absorption of our different Nd:ASL crystals

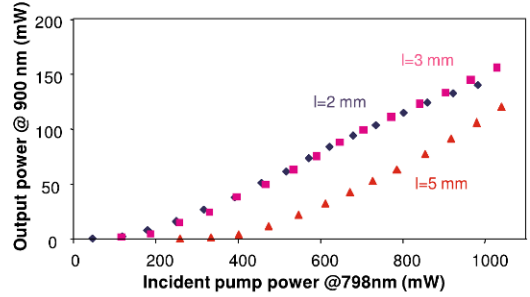
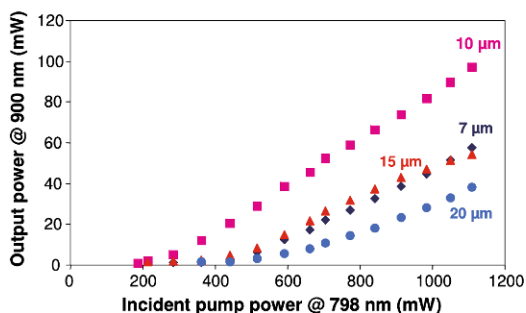


FIGURE 5 Laser power with a 10- $\mu$ m pump waist radius and a  $T = 5\%$  output coupler for different crystal lengths: triangles ( $l = 5$  mm), squares ( $l = 3$  mm), diamonds ( $l = 2$  mm)

$10^{20}$  cm<sup>-3</sup>) crystal grown by the Czochralski pulling technique. In order to minimize thermal population of the ground laser level, the copper mount of the Nd:ASL crystal is maintained at 14  $^{\circ}$ C with a water cooling device. The resonator is a simple plane-concave cavity: the plane mirror (HR 900 nm – HT 800 nm) is deposited on the input face of the crystal, and the output coupler at 900 nm is a 100-mm radius of curvature concave mirror with a high transmission at the pump wavelength. Both mirrors are anti-reflection coated at 1050 nm to prevent laser emission of the intense  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  four-level-transition. In order to maximize the gain and avoid reabsorption the overlap between the laser beam and the pump beam has been optimized by setting up the cavity length and the focus position of the pump beam.

Three crystals of different lengths (2, 3 and 5 mm) have been tested. The one-pass absorption of these crystals is presented in Table 3 showing that for the 2- and 3-mm-long crystals, more than 50% of the pump power is not absorbed, as usual in quasi-three level lasers. The shorter crystals result in a significantly lower pump threshold (see Fig. 5) due to the reduced reabsorption of the laser emission and despite the lower pump absorption. Several pump waist radii have been tried:



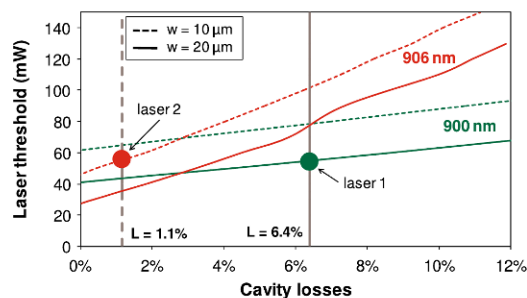


**FIGURE 6** Pump waist optimization with a 3-mm-long Nd:ASL crystal and a  $T = 10\%$  output coupler: circles ( $20\ \mu\text{m}$ ), triangles ( $15\ \mu\text{m}$ ), squares ( $10\ \mu\text{m}$ ), diamonds ( $7\ \mu\text{m}$ )

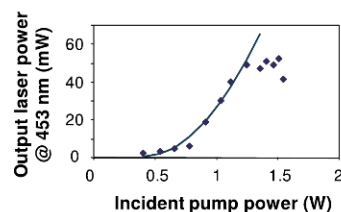
7, 10, 15 and  $20\ \mu\text{m}$  with a  $T = 10\%$  output coupler (Fig. 6). Regardless of the crystal length, the lowest threshold and the highest output power are obtained with a  $10\ \mu\text{m}$  pump waist corresponding to a  $f = 50\ \text{mm}$  focusing lens. Finally, our best results have been obtained with a crystal length of 3 mm, a pump waist radius of  $10\ \mu\text{m}$  and a 5%-output coupler: 156 mW at 900 nm for 1.1 W incident pump power at 798 nm. The threshold was as low as 180 mW for a slope efficiency of 34% as a function of absorbed pump power.

#### 4 Intracavity frequency doubling

In order to evaluate the possibility of intracavity frequency doubling of the infrared beam, a laser cavity with a concave mirror highly reflective at the laser wavelength ( $R = 99.85\%$ ) has been implemented. This mirror was also high-reflection coated for the pump ( $R = 99.95\%$ ). The pump and laser waists were set to  $20\ \mu\text{m}$  to increase the Rayleigh range. In these conditions, we observed a strong laser emission at 906 nm, corresponding to the transition from the  ${}^4F_{3/2}$  level to the highest Stark sub-level of the  ${}^4I_{9/2}$  level, instead of the 900 nm line previously observed with the 5%-output coupler. Such an effect has already been observed with Nd:GdVO<sub>4</sub> laser operating on the same  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  transition [15] and with Er:Yb:glass [16]. This red-shift of the laser wavelength with reduced intracavity losses is imputed to the lower absorption cross section at 906 nm as compared to 900 nm, resulting in a lower transparency pump power. This has been confirmed by computing the double-pass gain of both observed laser transitions as a function of pump power, using the spectroscopic data of Table 1. The results are shown in Fig. 7. We consider our two different experimental operating conditions (1 – pump and laser waist radii of  $10\ \mu\text{m}$  and a  $R = 95\%$  output coupler, 2 – pump and laser waist radii of  $20\ \mu\text{m}$  and a  $R = 99.85\%$  output coupler). Based on these simulations, it is clear that for cavity 2 with a high reflective mirror, the threshold at 906 nm is lower than at 900 nm. On the contrary with a higher output coupler ( $T = 5\%$ ), the lowest threshold is for the 900-nm emission (laser 1). The output power at 906 nm through the low-transmission concave mirror reached 300 mW at the incident pump power of 1.5 W, corresponding to an intracavity laser power of 200 W.



**FIGURE 7** Laser pump threshold vs. cavity losses for the two investigated setups:  $w = 10$  and  $20\ \mu\text{m}$  for the 900 and 906 nm emissions (respectively green and red). Green and red dots represent the operating conditions for laser 1 ( $w = 10\ \mu\text{m}$ ,  $R = 95\%$ ,  $L = 1.1\%$ ) and laser 2 ( $w = 20\ \mu\text{m}$ ,  $R = 99.85\%$ ,  $L = 6.4\%$ ). We assumed 1% of internal losses



**FIGURE 8** SHG performance (dot – experimental values; line – parabolic fit) vs. incident pump power at 798 nm

Second harmonic generation is performed by inserting a LBO crystal into the cavity. The LBO crystal is 15-mm long and cut for type-I phase-matching ( $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 22.5^\circ$ ). We place it as close as possible to the Nd:ASL crystal to maximize the intracavity laser intensity. In order to reduce the divergence of the laser beam and match the angular acceptance of the nonlinear crystal ( $4.41\ \text{mrad cm}$ ), the pump and laser waists are increased to  $20\ \mu\text{m}$ . The temperature of the nonlinear crystal is regulated at  $25^\circ\text{C}$  by a Peltier module to adjust and stabilize the phase matching angle of the LBO. We obtain an output power of 53 mW at 453 nm for a maximum pump power of 1.5 W with the 3-mm long Nd:ASL crystal (see Fig. 8), resulting in an optical-to-optical efficiency of 4%. The blue beam was close to the diffraction limit below 40 mW. It is worth noting that the output power is limited by the degradation of the pump beam quality at high operating current.

#### 5 Conclusion

We have demonstrated the first diode-pumped Nd:ASL laser. This was achieved by developing a high-brightness wavelength-stabilized pump source based on an extended cavity tapered amplifier with a volume Bragg grating (several watts, linewidth  $< 80\ \text{pm}$ , wavelength-locked to the absorption transition). An output power of 153 mW at 900 nm is demonstrated with a 3-mm long crystal; more recently a power of 240 mW was obtained under a higher pump power (1.5 W). With a HR output coupler and with pump recycling, we obtained 300 mW at 906 nm. Intracavity frequency doubling is also performed with a LBO crystal, and

we obtain 53 mW of blue laser emission at 453 nm. These performances compare well with previous results obtained under Ti:sapphire pumping in the same power range [9]. We believe that these results are an important step on the way to a compact and efficient Nd:ASL blue emitting laser. Moreover, with the new generation of tapered amplifiers with improved beam quality and powers [9], even higher performances should be possible.

**ACKNOWLEDGEMENTS** The authors thank Gilles Colas and Christian Beurthe from Institut d'Optique for the polishing of the crystals. This work has been partially supported by the European Community under the www.BRIGIIT.eu integrated project (IP511722). D. Paboeuf acknowledges the funding of his PhD by the Délégation Générale de l'Armement (France).

#### REFERENCES

- 1 T.Y. Fan, R.L. Byer, *Opt. Lett.* **12**, 809 (1987)
- 2 P. Zeller, P. Peuser, *Opt. Lett.* **25**, 34 (2000)
- 3 Q.H. Xue, Q. Zheng, Y.K. Bu, F.Q. Jia, L.S. Qian, *Opt. Lett.* **31**, 1070 (2006)
- 4 Y.D. Zavarstev, A.I. Zagumennyi, F. Zerrouk, S.A. Kutovoi, V.A. Mikhailov, V.V. Podreshetnikov, A.A. Sirotkin, I.A. Shcherbakov, *Quantum Electron.* **33**, 651 (2003)
- 5 M. Castaing, E. Hérault, F. Balembois, P. Georges, C. Varona, P. Loiseau, *G. Aka, Opt. Lett.* **32**, 799 (2007)
- 6 A. Lupei, V. Lupei, C. Gheorghie, D. Vivien, G. Aka, P. Aschehoug, *J. Appl. Phys.* **96**, 3057 (2004)
- 7 V. Lupei, G. Aka, D. Vivien, *Opt. Lett.* **31**, 1064 (2006)
- 8 C. Varona, P. Loiseau, G. Aka, B. Ferrand, V. Lupei, *Proc. SPIE* **6190**, 27 (2006)
- 9 F. Dittmar, B. Sumpf, J. Fricke, G. Erbert, G. Tränkle, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 601 (2006)
- 10 M. Kelemen, J. Weber, G. Kaufel, G. Bihlmann, R. Moritz, M. Mikulla, G. Weimann, *Electron. Lett.* **41**, 1011 (2005)
- 11 B. Volodin, S. Dolgy, E. Melnik, E. Downs, J. Shaw, V. Ban, *Opt. Lett.* **29**, 1891 (2004)
- 12 B. Jacobsson, J.E. Hellström, V. Pasiskevicius, F. Laurell, *Appl. Phys. B* **91**, 85 (2008)
- 13 G. Lucas-Leclin, D. Paboeuf, P. Georges, J. Holm, P. Andersen, B. Sumpf, G. Erbert, *Appl. Phys. B* **91**, 493 (2008)
- 14 S. Yiou, F. Balembois, P. Georges, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 572 (2005)
- 15 E. Hérault, F. Balembois, P. Georges, *Opt. Lett.* **31**, 2731 (2006)
- 16 S. Taccheo, P. Laporta, C. Svelto, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2621 (1996)



## Annexe 2 : Copie de l'article de W.H.F. Talbot sur l'observation de l'effet Talbot.

THE  
LONDON AND EDINBURGH  
PHILOSOPHICAL MAGAZINE  
AND  
JOURNAL OF SCIENCE.

[THIRD SERIES.]

DECEMBER 1836.

LXXVI. *Facts relating to Optical Science. No. IV.*  
By H. F. TALBOT, Esq., F.R.S.\*

§ 1. *Experiments on the Interference of Light.*

ALTHOUGH so much has been explained in optical science by the aid of the undulatory hypothesis, yet when any *well-marked phænomena* occur which present unexpected peculiarities, it may be of importance to describe them, for the sake of comparison with the theory.

Such appears to me to be the case with those which I am about to mention, in which, by means of a remarkable compensation of some kind or other, common solar light appears to play the part of homogeneous light, and to *achromatize itself*, if I may use such an expression, in a very high degree of perfection.

Sir William Herschel was, I believe, the first who took notice of the very beautiful coloured bands which are seen by looking through two prisms placed in contact. Thus, let A B C, A D C be two equal right-angled glass prisms in contact. We will suppose the sides A B, B C to be equal, and the thickness of the prisms to be equal to A B, in which case the combination of the two will form a cube. Let the two prisms be gently pressed together by their face A C, which must be previously well cleaned from any adhering dust, and

\* Communicated by the Author.

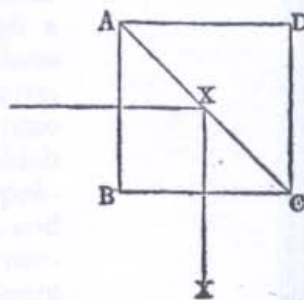
*Third Series.* Vol. 9. No. 56. Dec. 1836.

3 B



402 Mr. Talbot's *Facts relating to Optical Science.*

let them be fixed firmly in this position. Then if the observer looks through the cube at a bright white object, or at the sky, he will see a number of coloured parallel bands, the direction of vision being supposed to be perpendicularly through two opposite sides, as  $AB$ ,  $CD$ . If instead of this he looks through  $AB$  at a light coming from the direction  $XX$  and then reflected internally on the face  $AC$ , he will again see numerous coloured bands upon  $AC$ , but these will be complementary in their tints to the former ones. These coloured bands are analogous in their nature to Newton's rings, differing only in being formed between two *plane* surfaces either parallel or very nearly so, and viewed by the observer at an incidence of  $45^\circ$ .



But the beauty of the appearances may be surprisingly increased by transporting the apparatus into a dark chamber, and suffering a single pencil of the brightest solar light to pass through the prism, or to be reflected from the face  $AC$ . If then a sheet of white paper be held up, at any distance from the prism, the coloured bands are depicted upon it with the greatest vivacity and distinctness. The transmitted bands have altogether a different *character* from the reflected ones, so that it is impossible to mistake one for the other, even without reference to the path of the ray.

This experiment, easily tried, is one of the most beautiful in optical science; I shall not, however, dwell upon it, because I believe it is sufficiently well known, and that it has been exhibited in some public lectures.

Now, in making this experiment with care, I have observed some remarkable circumstances.

The coloured bands are not, as has been supposed, *isochromatic* lines. The deviation is sometimes very marked, so that a band in the course of its progress acquires very different tints from those which it possessed originally. This fact may be considered of some importance with respect to the theory. It takes place when the prisms are in close contact, and the bands few in number. But the following is still more deserving of attention. When the contact of the prisms is diminished by interposing a hair between them, (still pressing them together,) the coloured bands depicted upon the paper, become more numerous, narrow and crowded. Frequently they alter-

nate a great number of times with two complementary colours. This appeared to me so remarkable that I repeated the experiment with additional care. The radiant point of solar light was made smaller, by transmitting the ray through a lens of short focus, and the position of the combined prisms was slowly altered by turning them round on their centre. The appearance of the bands on the paper was all the time carefully noted. I soon found a position of the prisms in which the remarkable phænomenon occurred of a complete compensation of colour: that is to say, that the bands were black and white. At the same time they were become exceedingly narrow and numerous. A friend, who had the kindness to count the lines, found *one hundred and ten* of them in the space of two inches. On another occasion they were evidently much closer, so that we estimated their number at *two hundred* in the same space of two inches. The aid of a lens was requisite to see them distinctly. They resembled more than anything else the closely-ruled parallel lines by which *shadows* are produced in some kinds of engraving, and which are often employed in maps to represent the sea.

Now, it requires in ordinary circumstances the employment of *very homogeneous* light, in order to produce bands anything like these in number and distinctness. In the present instance, on the contrary, common solar light was employed. The result therefore is quite unexpected, and it will be interesting to learn in what manner it is explained by theory.

These bands are best seen in the light *reflected* from the face A C. And since the reflected ray does not enter the prism A D C at all, it cannot matter, I think, of what kind of glass it is composed. With respect to the other prism, it appeared to me that the experiment succeeded equally well whether it were of crown or of flint glass.

### § 2. *Experiments on Diffraction.*

In the original experiments of Grimaldi and Newton the diffracted images of objects were merely received on screens of white paper, by which method a great part of their brightness was necessarily lost. Fraunhofer first introduced the use of the telescope in these observations; and Fresnel, I believe, that of the lens or microscope. Both these were very great improvements, though of an opposite character, and have caused the discovery of numerous most curious phænomena.

In order to see these appearances in their perfection, it is requisite to have a dark chamber and a radiant point of intense solar light, which, for the sake of convenience, should



be reflected horizontally by a mirror. I will relate a few, out of several experiments which were made in this manner.

1. About ten or twenty feet from the radiant point, I placed in the path of the ray an equidistant grating\* made by Fraunhofer, with its lines vertical. I then viewed the light which had passed through this grating with a lens of considerable magnifying power. The appearance was very curious, being a regular alternation of numerous lines or bands of red and green colour, having their direction parallel to the lines of the grating. On removing the lens a little further from the grating, the bands gradually changed their colours, and became alternately blue and yellow. When the lens was a little more removed, the bands again became red and green. And this change continued to take place for an indefinite number of times, as the distance between the lens and grating increased. In all cases the bands exhibited two complementary colours.

It was very curious to observe that though the grating was greatly out of the focus of the lens, yet the appearance of the bands was perfectly distinct and well defined.

This however only happens when the radiant point has a *very small* apparent diameter, in which case the distance of the lens may be increased even to one or two feet from the grating without much impairing the beauty and distinctness of the coloured bands. So that if the source of light were a mere mathematical point it appears possible that this distance might be increased without limit; or that the disturbance in the luminous undulations caused by the interposition of the grating, continues indefinitely, and has no tendency to subside of itself.

2. Another grating was then placed at right angles to the first, and the light transmitted through both was examined by the lens. The appearance now resembled a tissue woven with red and green threads. It seemed exactly as if each colour disappeared alternately behind the other. An alteration in the distance of the lens, altered the tints of the two complementary colours.

3. A plate of copper pierced with small circular holes of equal diameter and in regular rows, was substituted for the gratings. When this plate was held perpendicular to the ray, it produced a beautiful pattern consisting of rows of circles divided by coloured lines or bars. When the lens was approached to the plate, there was a particular distance between them at which there appeared in the centre of each circle a

\* A plate of glass covered with gold-leaf, on which several hundred parallel lines are cut, in order to transmit the light at equal intervals.

black spot, as small and well defined in appearance as a *full point* in a printed book, being a curious instance of the well-known fact, of the interference of rays of light producing darkness. This black spot was seen in all the circles at once, in consequence of their having equal diameters.

4. When the copper-plate was placed obliquely and held in various positions, a great variety of very singular patterns were displayed, which can be compared to nothing so well as to tissues woven with threads of various colours. It would be impossible to describe these, any more than the ever-changing figures of the kaleidoscope. They seem to vary *ad infinitum*, and in whatever position the plate is placed, they appear always as distinct as if they were in the focus of the lens.

5. In most optical experiments it is essential that vision should be performed along the axis of the lenses which are employed, or very nearly so. But in these experiments this singularity occurs, that the lens may be placed in any position; so that when held *even very obliquely* the only effect is a considerable alteration in the pattern, which in other respects remains as distinct to the eye as before. The experiments hitherto related, are some which I had the pleasure of showing to some distinguished members of the British Association a short time previously to the late meeting at Bristol; and are communicated in the hope that they may prove interesting to the cultivators of optical science.

### § 3. *Remarkable Property of the Iodide of Lead.*

This substance possesses a property of a singular nature, which I believe differs from anything previously described; or if it is reducible to known laws of chemical and molecular action, offers at least a very striking and beautiful example of them.

If a solution of acetate of lead is mixed with a saturated solution of hydriodate of potash, and the mixture well stirred, the iodide of lead which is formed in abundance, though at first yellow, speedily grows pale, and afterwards becomes perfectly white. If a small quantity of this is taken when freshly made and moist, and squeezed between two plates of glass, it may be seen by the help of a microscope to be entirely composed of very delicate capillary crystals; and if in this state it be laid aside, I do not find that it undergoes any change after being kept several months.

But if, while fresh, it be warmed over a spirit-lamp, it suddenly turns yellow, the first impression of the heat being sufficient to produce that effect. As soon as this happens, it should be removed from the lamp and again examined with



the microscope, and it will be seen, not only that the colour is changed, but that all trace of the white capillary crystals has vanished, and instead of them the field of view of the microscope is covered with an assemblage of transparent yellow crystals which are in shape *thin flat regular hexagons*.

But after a few minutes, as the plates of glass grow cool, the white colour returns as before, and the microscope now shows again a multitude of white capillary crystals, the hexagonal ones having in their turn entirely disappeared.

The singularity of this change, which may be repeated several times,—the remarkable fact of being able to view the same substance, alternately of two different colours, and with different *forms* belonging to those colours, induced me to endeavour to see in what manner such a singular metamorphosis took place. I therefore took the plates of glass when cold and adjusted the microscope upon one of the capillary crystals contained in them. It looked, when much magnified, like a cylindrical thread of glass, of a clear white colour and transparent. I then, without deranging the adjustment, placed a small spirit-lamp beneath the glass, at a moderate distance, and watched the effects of the heat. After a short time I observed the cylindrical thread shrink in diameter, and at the same moment the axis of the cylinder split open, and a yellow crystalline plate protruded itself through the opening, increasing in size every moment, while the remainder of the white crystal quickly dissolved and disappeared. This happened at several points of the axis of the cylinder, so that when the change was complete, the yellow hexagons were not unfrequently found arranged in a row or straight line indicating the position of the former crystal. When the heat is more suddenly applied, the dissolution of the white crystal is proportionably more rapid, and the yellow hexagons start into existence before the observer's eye with a suddenness which is very surprising, and increase so rapidly as to triple or quadruple their diameter in a second of time, preserving all the time the exact figure of the regular hexagon. Most of them are of a full yellow tint, but some are of a greenish yellow, and some of a peculiar light brown, which variety of tint appears a circumstance worthy of remark, but I do not know upon what cause it can depend.

There is something in this experiment which is very peculiar. We are accustomed to see salts dissolved or melted by heat; or if they are of an insoluble nature, at any rate they remain inert and passive when heated.

But here we have a salt which crystallizes when heated, and the more rapidly the greater the heat. I have described the

*On the Carboniferous Series of the United States.* 407

manner of change of this substance from its white to its yellow crystalline form. And the following is nearly what happened during its return to its former state.

When it cools, the white crystals begin to shoot, and if the microscope is adjusted upon one of the yellow hexagons, it is seen to remain quiet and undisturbed until one of the white needles, which elongate rapidly, passes near it. But when the needle passes it, even at what appears in the microscope a considerable distance, the hexagon becomes corroded on its edges, and then breaks up irregularly, and quickly dissolves.

I observed that when a needle, during its growth, happened to strike a hexagon, this seemed to check it for an instant, and then it subdivided itself into a number of ramifications or smaller needles which diverged from that point; as if the force (probably of an electrical nature) which caused the growth or formation of the needle-crystal had been deranged or subverted by the disturbing influences which it had met with.

The change from the white to the yellow form may be repeated four or five times; but when too much water has been evaporated by the heat, it ceases to occur. The white crystals then merely dissolve when heated, without the formation of the yellow ones.

*Remarks.*—Are the white and yellow crystals identically the same substance, assuming different forms at different degrees of temperature? Is this a case of what has been termed dimorphism? If I may venture a conjecture, I should say that the yellow crystals are a definite compound of the white crystals with water. But however this may be, it appears to me that this and other properties of the iodide of lead are worthy of being more particularly examined.\*

---



## Annexe 3: Calcul de l'efficacité de diffraction d'un réseau de Bragg volumique

Les propriétés de diffraction d'un réseau de Bragg volumique ont été étudiées selon un modèle d'ondes couplées dans le cas d'une onde plane incidente [Kogelnik 69].

Dans la suite, nous considérerons la situation de la Figure II-1. Le faisceau incident est une onde plane de longueur d'onde  $\lambda$ , polarisée perpendiculairement au plan d'incidence, avec un angle d'incidence  $\theta_i$  par rapport à l'axe  $z$  normal au réseau. Cette onde est diffractée par le réseau de Bragg dans la direction définie par  $\theta_d$ <sup>1</sup>. Ces deux ondes sont caractérisées par leurs vecteurs d'onde  $\vec{k}_i$  et  $\vec{k}_d$ . Le réseau de Bragg est défini par son épaisseur  $d$ , l'angle d'inclinaison et le pas des franges  $\varphi$  et  $\Lambda$  respectivement et son indice moyen  $n_0$ . On peut définir, dans le repère  $(x,z)$ , le vecteur réseau perpendiculaire aux franges d'indice :

$$\vec{K} = \frac{2\pi}{\Lambda}(\sin(\varphi)\vec{x} + \cos(\varphi)\vec{z})$$

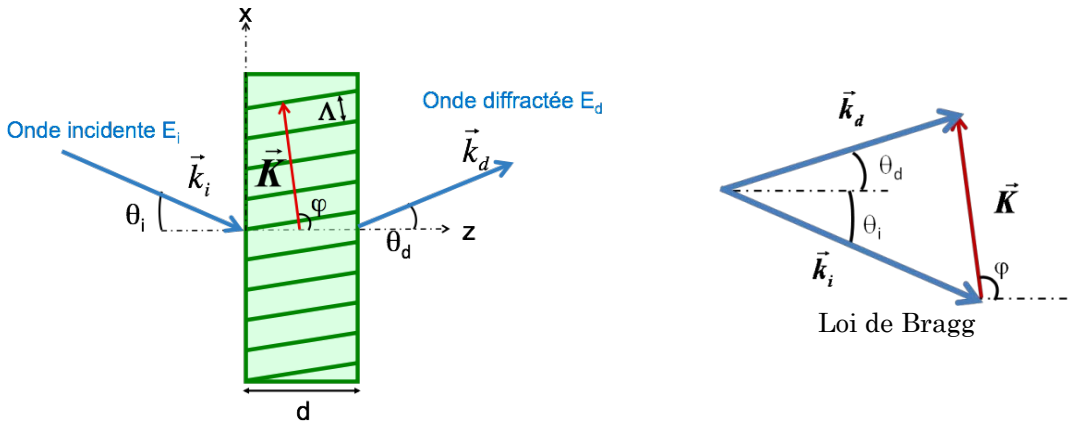


Figure A3 - 1 : Définition des paramètres du réseau de Bragg volumique.

La condition de Bragg est vérifiée pour :

$$\vec{k}_d = \vec{k}_i + \vec{K} \quad \text{A3-2.}$$

et l'on retrouve la loi de Bragg :

$$\cos(\varphi - \theta_i) = \frac{\lambda}{2n_0\Lambda} \quad \text{A3-3.}$$

Pour simplifier les notations, nous utiliserons le vecteur  $\vec{u} = \begin{pmatrix} x \\ z \end{pmatrix}$ . La propagation de l'onde lumineuse à l'intérieur du réseau de Bragg est régie par l'équation d'onde :

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \quad \text{A3-4.}$$

<sup>1</sup> Ces angles sont mesurés à l'intérieur du réseau ; la réfraction par l'interface air-verre n'est pas prise en compte. En pratique, il faut effectuer la conversion à l'aide de la loi de Snell-Descartes :  $\sin(\theta_{i,out}) = n_0 \sin(\theta_i)$  et  $\sin(\theta_{d,out}) = n_0 \sin(\theta_d)$ .



où  $k$  est la constante de propagation et  $E$  le champ électromagnétique. A l'intérieur du réseau de Bragg l'indice de réfraction est modulé de telle sorte que :

$$n(x, z) = n_0 + n_1 \cos(\vec{K} \cdot \vec{u}) \quad \text{A3-5.}$$

$n_0$  étant l'indice moyen et  $n_1$  l'amplitude de la modulation d'indice. La constante de propagation peut donc s'écrire :

$$k(x, z) = \frac{2\pi n_0}{\lambda} + \kappa \left( e^{i\vec{k} \cdot \vec{u}} + e^{-i\vec{k} \cdot \vec{u}} \right) \quad \text{A3-6.}$$

où la constante de couplage  $\kappa$  est définie par :

$$\kappa = \frac{\pi n_1}{\lambda} \quad \text{A3-7.}$$

On suppose que le champ optique à l'intérieur du réseau est la somme de deux ondes, une onde incidente  $E_i$  se propageant selon  $k_i$  et une onde diffractée  $E_d$  se propageant selon  $k_d$  :

$$E(x, z) = E_i(z) e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{u}} + E_d(z) e^{i\vec{k}_d \cdot \vec{u}} \quad \text{A3-8.}$$

En introduisant cette onde dans l'équation A3-4 et en ne conservant que les termes du premier ordre se propageant selon  $k_i$  et  $k_d$  et en faisant un développement limité de  $k^2$ , on obtient le système d'équations couplées suivant :

$$\begin{cases} \cos(\theta_i) \frac{dE_i}{dz}(z) = -i\kappa E_d(z) \\ \left( \cos(\theta_i) - \frac{\lambda}{\Lambda n_0} \cos(\varphi) \right) \frac{dE_d}{dz}(z) + i\psi E_d(z) = -i\kappa E_i(z) \end{cases} \quad \text{A3-9.}$$

Dans cette équation, le couplage entre les deux ondes est modélisé par le terme  $\kappa$ . Plus  $\kappa$  est grand plus le couplage sera élevé. Les coefficients devant les dérivées du champ sont les projections selon l'axe  $z$  des deux vecteurs d'onde. Le terme  $\psi$  mesure l'accord entre la longueur d'onde et l'angle d'incidence par rapport à la loi de Bragg et est défini par :

$$\psi = \frac{2\pi}{\Lambda} \cos(\varphi - \theta) - \frac{\pi\lambda}{\Lambda^2 n_0} \quad \text{A3-10.}$$

Ainsi, lorsque la relation de Bragg est vérifiée  $\psi$  est nul. Dans le cas contraire, ce terme réduit l'efficacité de couplage entre les deux ondes.

Les solutions générales du système d'équations A3-9 sont de la forme exponentielle et s'écrivent :

$$\begin{cases} E_i(z) = E_{i1} e^{\gamma_1 z} + E_{i2} e^{\gamma_2 z} \\ E_d(z) = E_{d1} e^{\gamma_1 z} + E_{d2} e^{\gamma_2 z} \end{cases} \quad \text{A3-11.}$$

Les termes  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  se déterminent en réinjectant ces deux expressions dans le système d'équation couplées :

$$\left\{ \begin{array}{l}
\gamma_1 = -\frac{1}{2}i \frac{\psi}{\cos(\theta_i) - \frac{\lambda}{\Lambda n_0} \cos(\varphi)} + \\
\sqrt{-\left( \frac{\psi}{\cos(\theta_i) - \frac{\lambda}{\Lambda n_0} \cos(\varphi)} \right)^2 - \frac{4\kappa^2}{\cos(\theta_i) \left( \cos(\theta_i) - \frac{\lambda}{\Lambda n_0} \cos(\varphi) \right)}} \\
\gamma_2 = -\frac{1}{2}i \frac{\psi}{\cos(\theta_i) - \frac{\lambda}{\Lambda n_0} \cos(\varphi)} - \\
\sqrt{-\left( \frac{\psi}{\cos(\theta_i) - \frac{\lambda}{\Lambda n_0} \cos(\varphi)} \right)^2 - \frac{4\kappa^2}{\cos(\theta_i) \left( \cos(\theta_i) - \frac{\lambda}{\Lambda n_0} \cos(\varphi) \right)}}
\end{array} \right. \quad \text{A3-12.}$$

Les coefficients  $E_{i1}$ ,  $E_{i2}$ ,  $E_{d1}$  et  $E_{d2}$  se déterminent à partir de conditions aux limites qui dépendent du type de réseau de Bragg. Pour un réseau de Bragg en réflexion :

$$\left\{ \begin{array}{l}
E_i(0) = 1 \\
E_d(d) = 0
\end{array} \right. \quad \text{A3-13.}$$

et pour un réseau de Bragg en transmission :

$$\left\{ \begin{array}{l}
E_i(0) = 1 \\
E_d(0) = 0
\end{array} \right. \quad \text{A3-14.}$$

- Réseau de Bragg volumique en réflexion

### Cas général

Dans le cas d'un réseau de Bragg en réflexion, l'onde diffractée sort du réseau en  $z = 0$ . Le coefficient de réflexion  $r_{RdB}$  en champ du réseau est donc  $E_d(0)$  que l'on peut exprimer à partir des conditions aux limites A3-13 comme :

$$r_{RdB}(\lambda, \theta_i) = E_d(0) = \frac{\cos(\theta_i)}{\cos(\theta_i) - \frac{\lambda}{\Lambda n_0} \cos(\varphi)} \frac{1}{i \frac{\xi}{\nu} + \sqrt{1 - \frac{\xi^2}{\nu^2}} \coth(\sqrt{\nu^2 - \xi^2})} \quad \text{A3-15.}$$

L'efficacité de diffraction en intensité du réseau s'exprime comme le rapport du flux des deux ondes traversant une même surface  $S$  située sur l'interface [Born & Wolf]:

$$R_{RdB}(\lambda, \theta_i) = \frac{\left| \cos(\theta_i) - \frac{\lambda}{\Lambda n_0} \cos(\varphi) \right|}{\cos(\theta_i)} r_{RdB} r_{RdB}^* \quad \text{A3-16.}$$

ce qui donne :

$$R_{RdB}(\lambda, \theta_i) = \frac{1}{1 + \frac{1 - \frac{\xi^2}{v^2}}{\sinh^2(\sqrt{v^2 - \xi^2})}}$$

$$\xi = \frac{-\psi d}{2 \left( \cos(\theta_i) - \frac{\lambda}{\Lambda n_0} \cos(\varphi) \right)} \quad \text{A3-17.}$$

$$v = i \frac{\pi n_1 d}{\lambda \sqrt{\cos(\theta_i) \left( \cos(\theta_i) - \frac{\lambda}{\Lambda n_0} \cos(\varphi) \right)}}$$

Dans cette formule,  $\xi$  tient compte du désaccord à la loi de Bragg. L'efficacité de diffraction est maximale pour  $\xi = 0$ . Le terme  $v$  détermine l'efficacité de diffraction. Plus  $v$  est grand plus l'efficacité de diffraction tend vers 1. L'efficacité de diffraction maximale vaut alors :

$$R_{RdB}^{\max} = \tanh^2(|v|) \quad \text{A3-18.}$$

### Cas particulier ( $\varphi = 0$ )

Les formules ci-dessus peuvent être simplifiées dans le cas où les franges d'indice sont perpendiculaires à l'axe optique, c'est-à-dire pour un angle  $\varphi$  nul. Les projections de  $k_i$  et  $k_d$  selon l'axe optique sont alors opposées :

$$\cos(\theta_i) - \frac{\lambda}{\Lambda n_0} = -\cos(\theta_i) \quad \text{A3-19.}$$

Les termes  $\xi$  et  $v$  se simplifient alors en :

$$\xi = \frac{\psi d}{2 \cos(\theta_i)} \quad \text{A3-20.}$$

$$v = \frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos(\theta_i)}$$

et l'efficacité de diffraction maximale quand la relation de Bragg est satisfaite vaut :

$$R_{RdB}^{\max} = \tanh^2 \left( \frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos(\theta_i)} \right) \quad \text{A3-21.}$$

- Réseau de Bragg volumique en transmission

### Cas général

Pour un réseau de Bragg en transmission, l'amplitude de l'onde diffractée s'exprime comme :

$$t_{RdB}(\lambda, \theta_i) = E_d(d) = -i \frac{\cos(\theta_i)}{\sqrt{\cos(\theta_i) - \frac{\lambda}{\Lambda n_0} \cos(\varphi)}} \frac{e^{-i\xi} \sin(\sqrt{v^2 - \xi^2})}{\sqrt{1 - \frac{\xi^2}{v^2}}} \quad \text{A3-22.}$$

Ce qui donne pour l'efficacité de diffraction :

$$T_{RdB} = \frac{\sin^2\left(\sqrt{v^2 - \xi^2}\right)}{1 + \frac{\xi^2}{v^2}}$$

$$\xi = -\text{signe}\left(\theta_i - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) \times \frac{\psi d}{2\left(\cos(\theta_i) - \frac{\lambda}{\Lambda n_0} \cos(\varphi)\right)} \quad \text{A3-23.}$$

$$v = \frac{\pi n_1 d}{\lambda \sqrt{\cos(\theta_i) \left(\cos(\theta_i) - \frac{\lambda}{\Lambda n_0} \cos(\varphi)\right)}}$$

Le terme  $\text{signe}(\theta_i - \varphi - \pi/2)$  permet de prendre en compte le fait que le vecteur du réseau  $K$  est soit positif soit négatif suivant si l'angle d'incidence est « au-dessus » des franges ou bien « en-dessous » des franges. Cela permet de tenir compte des deux incidences de Bragg que l'on peut avoir avec un réseau de Bragg en transmission. Il s'agit ici d'un complément que nous apportons à [Kogelnik 69].

### Cas particulier ( $\varphi = \pi/2$ )

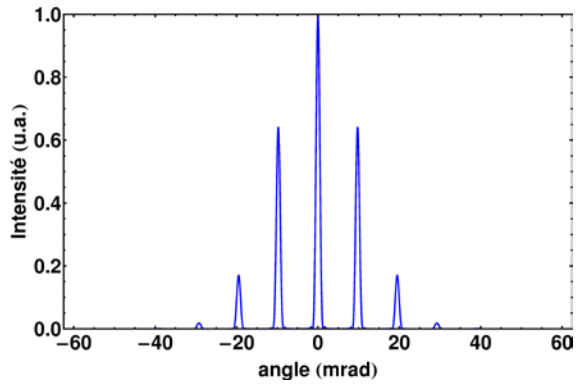
Dans le cas où les franges du réseau de Bragg en transmission sont parallèles à l'axe optique ( $\varphi = \pi/2$ ) on peut trouver une expression simplifiée pour  $\xi$  et  $v$  :

$$\xi = -\text{signe}(\theta_i) \times \frac{\psi d}{2 \cos(\theta_i)}$$

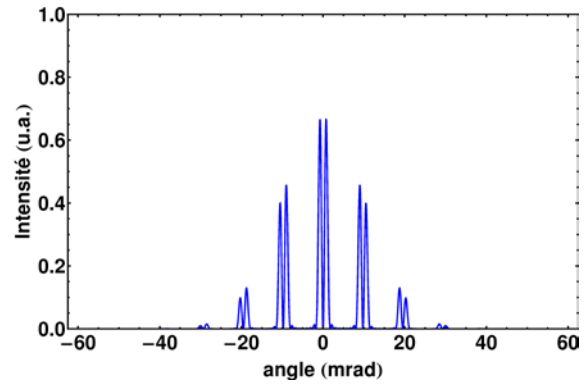
$$v = \frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos(\theta_i)} \quad \text{A3-24.}$$



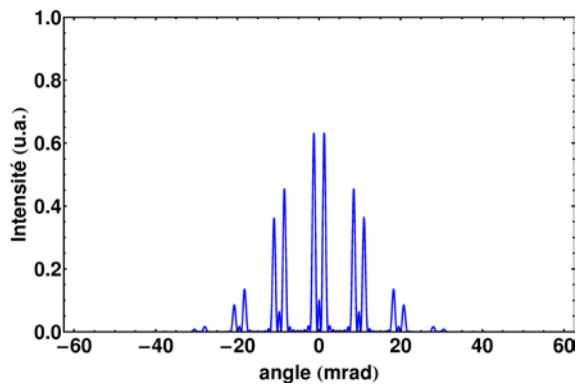
## Annexe 4 : Profils théoriques en champs lointains des modes propres des barrettes 10IG1 et 6IG1



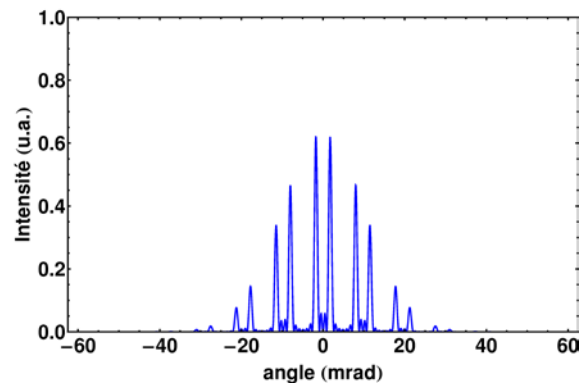
mode 1



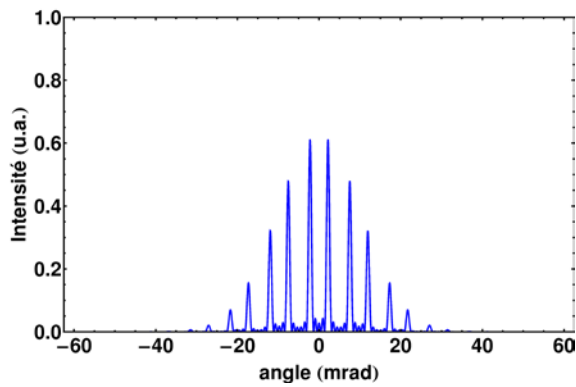
mode 2



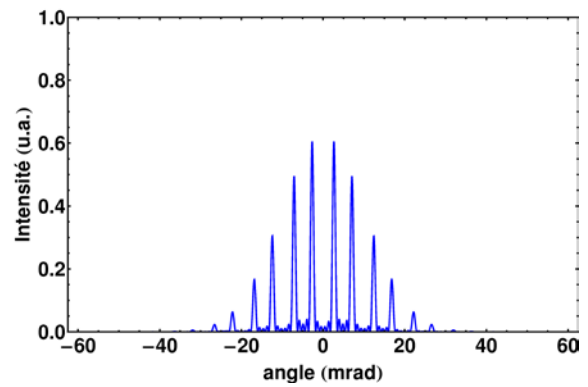
mode 3



mode 4



mode 5



mode 6

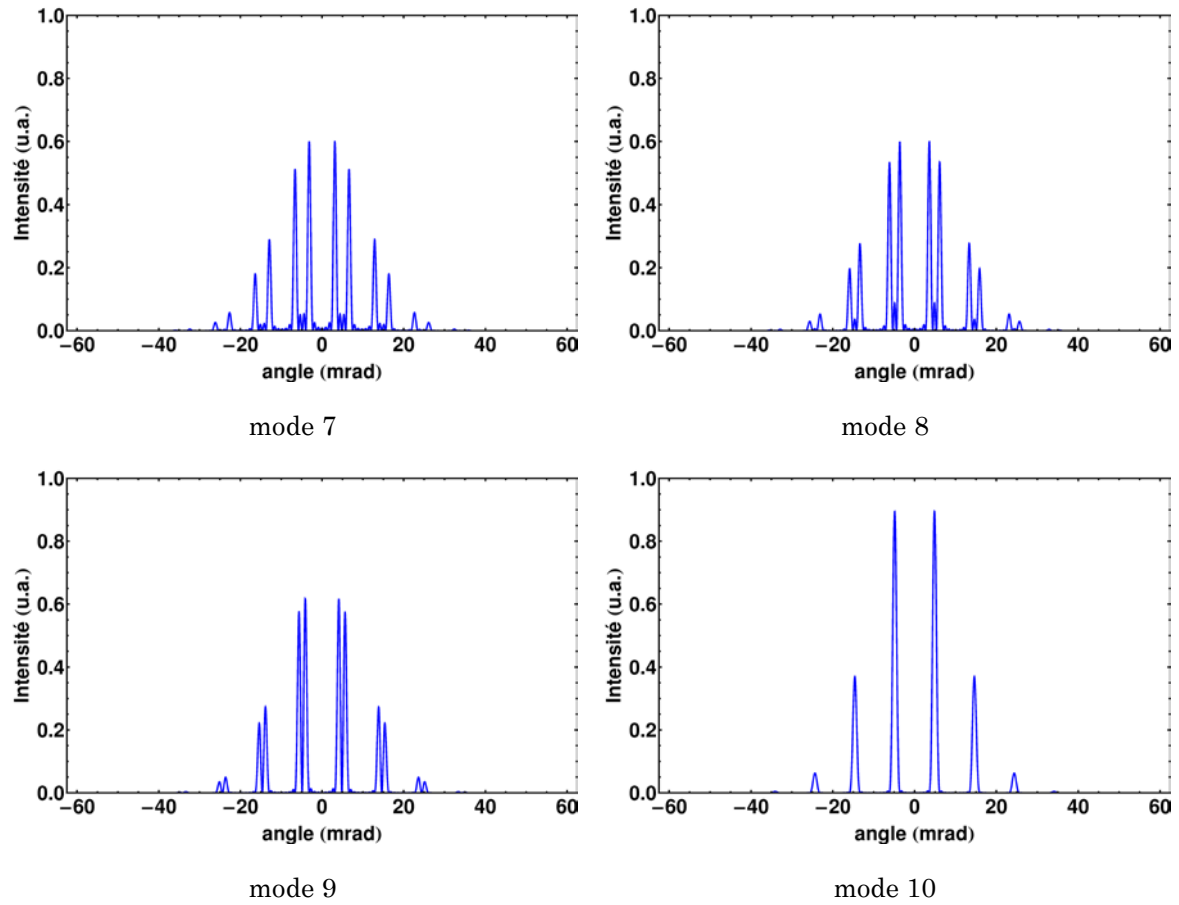
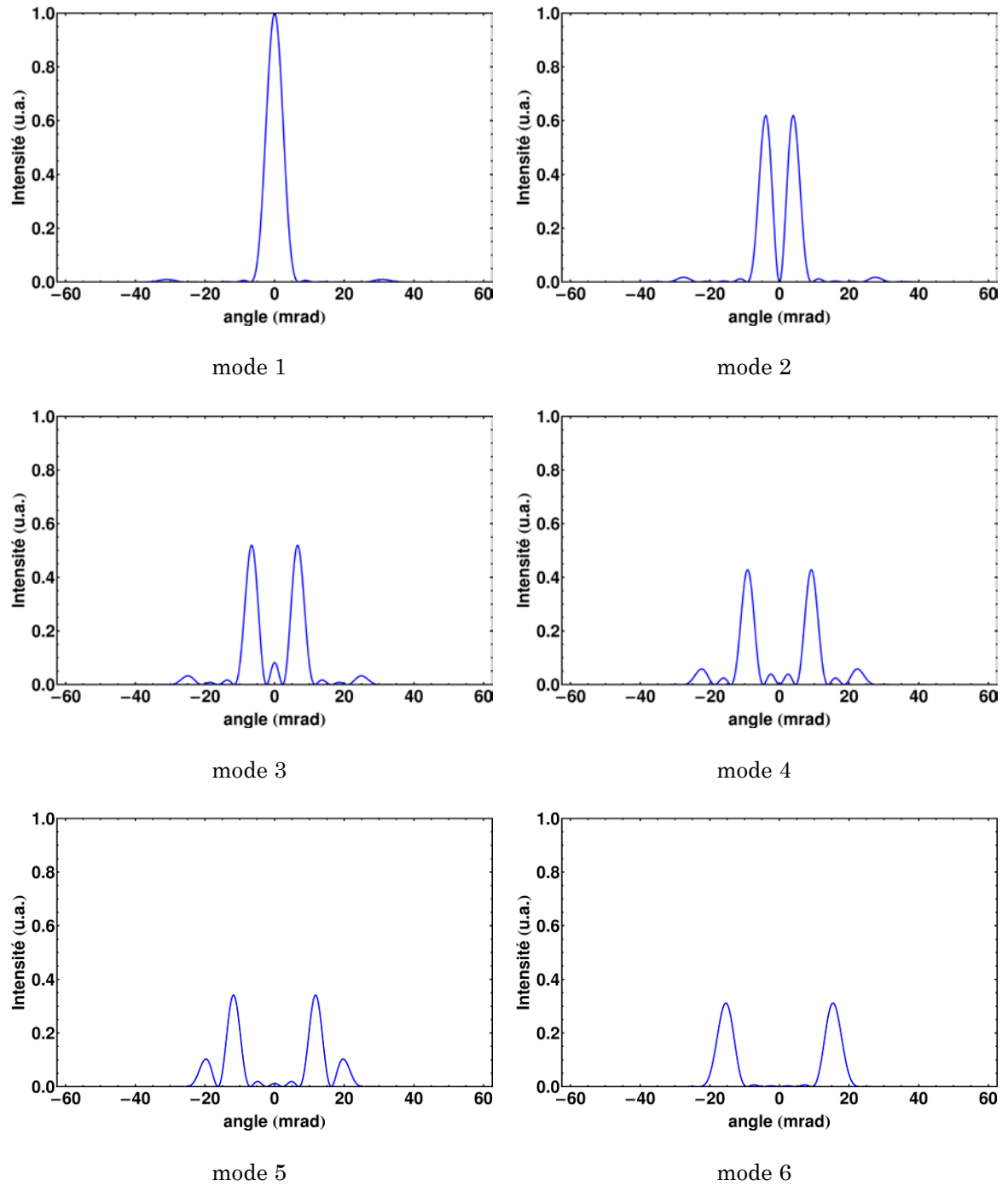


Figure A4- 1 : Profils théoriques des champs lointains des modes propres d'une barrette de  $N = 10$  émetteurs gaussien de largeur à  $1/e^2$   $2w = 30 \mu\text{m}$  au pas de  $100 \mu\text{m}$  émettant à  $\lambda = 976 \text{ nm}$ .





**Figure A4- 2 : Profils théoriques des champs lointains des modes propres d'une barrette de  $N = 6$  émetteurs gaussien de largeur à  $1/e^2$   $2w = 30 \mu\text{m}$  au pas de  $30 \mu\text{m}$  émettant à  $\lambda = 976 \text{ nm}$ .**



## Liste des publications de l'auteur relatives à ce manuscrit :

### Articles publiés dans des revues avec comités de lecture :

- P.1. G. LUCAS-LECLIN, D. PABŒUF, P. GEORGES, J. HOLM, P. ANDERSEN, B. SUMPFF, G. ERBERT  
“Wavelength-Stabilization of Extended-Cavity Tapered Lasers with Volume Bragg Gratings”  
Applied Physics B, Volume 91, Issue 3, 493-498 (mai 2008)
- P.2. D. PABŒUF, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, B. SUMPFF, G. ERBERT, C. VARONA, P. LOISEAU, G. AKA, B. FERRAND  
“Blue laser emission by intracavity second harmonic generation in Nd:ASL pumped by a tapered amplifier laser diode stabilized by a volume Bragg grating”  
Applied Physics B, Volume 92, Issue 2, 189-193 (août 2008)
- P.3. D. PABŒUF, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, N. MICHEL, M. KRAKOWSKI, J.J. LIM, S. SUJECKI, E.C. LARKINS  
“Narrow-line coherently combined tapered laser diodes in a Talbot external cavity with a volume Bragg grating”  
Applied Physics Letters, Volume 93, Issue 21, 211102 (novembre 2008)

### Mis en évidence dans :

Laser Focus World, Volume 45, Issue 2, p15, Février 2009, consultable en ligne :  
[http://www.laserfocusworld.com/display\\_article/352165/12/none/none/NBrea/Talbot-external-cavity-coherently-combines-ten-laser-diodes](http://www.laserfocusworld.com/display_article/352165/12/none/none/NBrea/Talbot-external-cavity-coherently-combines-ten-laser-diodes)

- P.4. J.J. LIM, S. SUJECKI, L.LANG, Z. ZHANG, D. PABŒUF, G. PAULIAT, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, R. MACKENZIE, P. BREAM, S. BULL, K.H. HASLER, B. SUMPFF, H. WENZEL, G. ERBERT, B. THERTRUP, P.M. PETERSEN, N. MICHEL, M. KRAKOWSKI, E.C. LARKINS  
“Design and simulation of next-generation high-power, high-brightness laser diodes”  
J. Selected Topics in Quantum Electronics, invité, Volume 15, Issue 3, 993-1008 (2009)

### Communications à des Congrès avec publication des actes :

- C.1. D. PABŒUF, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, B. SUMPFF, G. ERBERT, C. VARONA, P. LOISEAU, G. AKA, B. FERRAND  
“900 nm emission of a Nd :ASL laser pumped by an extended-cavity tapered laser diode”  
Advanced Solid State Photonics, Vancouver (2007), Poster, papier n°WB20
- C.2. D. PABŒUF, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, B. SUMPFF, G. ERBERT, C. VARONA, P. LOISEAU, G. AKA, B. FERRAND  
“Diode pumping of Nd:ASL and its frequency doubling for blue emission around 450 nm”  
Photonics West, San José (2008), Oral, publié dans Proc. SPIE Vol. **6871**, 68711P (2008)
- C.3. D. PABŒUF, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, N. MICHEL, M. KRAKOWSKI, J.J. LIM, S. SUJECKI, E.C. LARKINS  
“Wavelength-stabilized tapered laser diodes in an external Talbot cavity: simulations and experiments”  
Photonics West, San José (2009), Poster, publié dans Proc. SPIE Vol. **7198**, 71981L (2009)
- C.4. D. PABŒUF, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, N. MICHEL, M. KRAKOWSKI, J.J. LIM, S. SUJECKI, E.C. LARKINS  
“Numerical and experimental study of a high-power narrow-line phase-locked tapered lasers array in external cavity”,  
Advanced Solid State Photonics, Denver (2009), Oral, papier n°TuA7

Communications à des Congrès sans publication des actes :

- C'.1. G.LUCAS-LECLIN, D. PABŒUF, P. GEORGES, J. HOLM, P. ANDERSEN, B. SUMPFF, G. ERBERT  
“Extended-cavity tapered lasers with volume Bragg gratings for second harmonic generation at 405 nm”  
Oral, Conférence annuelle de l'European Optical Society, Paris (2006)
- C'.2. D. PABŒUF, G.LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, B. SUMPFF, G. ERBERT, C. VARONA, P. LOISEAU, G. AKA, B. FERRAND  
“450 nm blue laser emission of an intracavity-doubled Nd:ASL crystal pumped by an extended-cavity tapered laser diode”  
Oral, European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO Europe), Munich (2007)
- C'.3. D. PABŒUF, O. BRAUN, G.LUCAS-LECLIN, N. MICHEL, M. KRAKOWSKI, P. GEORGES  
“Efficient Coherent Combining and Wavelength Stabilization of Tapered Lasers with a Volume Bragg Grating”  
Poster, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), San Jose (2008)
- C'.4. D. PABŒUF, G.LUCAS-LECLIN, N. MICHEL, M. KRAKOWSKI, P. GEORGES  
“Theoretical and Experimental Evaluation of a Wavelength-stabilized Talbot Cavity with a Volume Bragg Grating”  
Poster, International Conference on Semiconductor Lasers (ISLC), Sorrento (2008)
- C'.5. D. PABŒUF, G.LUCAS-LECLIN, N. MICHEL, M. CALLIGARO, M. KRAKOWSKI, P. GEORGES  
“Quasi-diffraction limited emission from an array of tapered laser diodes in volume Bragg grating external cavities”  
Oral, European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO Europe), Munich (2009)
- C'.6. D. PABŒUF, G.LUCAS-LECLIN, N. MICHEL, M. CALLIGARO, M. KRAKOWSKI, P. GEORGES  
“Volume Bragg grating external-cavity designs for coherent emission of an array of tapered diode lasers”  
Oral, 1<sup>st</sup> EOS Topical Meeting on Lasers, Capri (septembre 2009)

## Références bibliographiques

- [Ackley 83] D. E. Ackley, "Single longitudinal mode operation of high power multiple-stripe injection lasers", Applied Physics Letters, **42**(2), pp152-154 (1983)
- [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, "Phase locking of eight wide-aperture semiconductor laser diodes in one-dimensional and two-dimensional configurations in an external Talbot cavity", Quantum Electronics, **28**(4), pp344-346 (1998)
- [Auzanneau thèse 02] S.-C. Auzanneau, Etude théorique et expérimentale de diodes laser de forte luminance à 980 nm, Thèse Université Paris XI, (2002),
- [Bachmann] F. Bachmann, P. Loosen et R. Poprawe, High power diode lasers : technology and applications, New York, NY, Springer, (2007)
- [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-centered extended cavity", Electronics Letters, **28**(22), pp2038-2040 (1992)
- [Born & Wolf] M. Born et E. Wolf, Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light, Cambridge ; New York, Cambridge University Press, (1999)
- [Botez] D. Botez et D. R. Scifres, Diode laser arrays, Cambridge ; New York, Cambridge University Press, (1994)
- [Bourdet 07] G. L. Bourdet, I. Hassiaoui, R. McBride, J. F. Monjardin, H. Baker, N. Michel et M. Krakowski, "High-power, low-divergence, linear array of quasi-diffraction-limited beams supplied by tapered diodes", Applied Optics, **46**(25), pp6297-6301 (2007)
- [Bragg 13] W. H. Bragg et W. L. Bragg, "The reflexion of X-rays by crystals", Proceedings of the Royal Society A, **88**(305), pp428-438 (1913)
- [Brighter] [www.ist-brighter.eu](http://www.ist-brighter.eu) Voir en particulier les sections "Tutorials" et "Newsletters" où de nombreuses informations peuvent être trouvées sur les avancées réalisées par les partenaires du projet Brighter ainsi que sur les applications visées.
- [Butler 84] J. K. Butler, D. E. Ackley et D. Botez, "Coupled-mode analysis of phase-locked injection-laser arrays", Applied Physics Letters, **44**(3), pp293-295 (1984)
- [Cassarly 92] W. J. Cassarly, J. C. Ehlert, J. M. Finlan, K. M. Flood, R. Waarts, D. Mehuys, D. Nam et D. Welch, "Intracavity phase correction of an external Talbot cavity laser with the use of liquid-crystals", Optics Letters, **17**(8), pp607-609 (1992)
- [Chang-Hasnain 87] C. J. Chang Hasnain, J. Berger, D. R. Scifres, W. Streifer, J. R. Whinnery et A. Dienes, "High-power with high-efficiency in a narrow single-lobed beam from a diode-laser array in an external cavity", Applied Physics Letters, **50**(21), pp1465-1467 (1987)
- [Chann 06] B. Chann, A. K. Goyal, T. Y. Fan, A. Sanchez-Rubio, B. L. Volodin et V. S. Ban, "Efficient, high-brightness wavelength-beam-combined commercial off-the-shelf diode stacks achieved by use of a wavelength-chirped volume Bragg grating", Optics Letters, **31**(9), pp1253-1255 (2006)
- [Chen 85] K. L. Chen et S. Wang, "Single-lobe symmetric coupled laser arrays", Electronics Letters, **21**(8), pp347-348 (1985)
- [Cheung 08] E. C. Cheung, J. G. Ho, G. D. Goodno, R. R. Rice, J. Rothenberg, P. Thielen, M. Weber et M. Wickham, "Diffraction-optics-based beam combination of a phase-locked fiber laser array", Optics Letters, **33**(4), pp354-356 (2008)

- [Chi 05] M. Chi, O. B. Jensen, J. Holm, C. Pedersen, P. E. Andersen, G. Erbert, B. Sumpf et P. M. Petersen, "Tunable high-power narrow-linewidth semiconductor laser based on an external-cavity tapered amplifier", Optics Express, **13**(26), pp10589-10596 (2005)
- [Ciapurin 06] I. V. Ciapurin, L. B. Glebov et V. I. Smirnov, "Modeling of phase volume diffractive gratings, part 1: transmitting sinusoidal uniform gratings", Optical Engineering, **45**(1), pp015802 (2006)
- [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, **19**(9-12), pp916-918 (2007)
- [Corcoran 05-a] C. J. Corcoran et K. A. Pasch, "Modal analysis of a self-Fourier laser cavity", Journal of Optics A-Pure and Applied Optics, **7**(5), ppL1-L7 (2005)
- [Corcoran 05-b] C. J. Corcoran et F. Durville, "Experimental demonstration of a phase-locked laser array using a self-Fourier cavity", Applied Physics Letters, **86**(20), pp201118 (2005)
- [Crump 09] P. Crump, G. Blume, K. Paschke, R. Staske, A. Pietrzak, U. Zeimer, S. Einfeldt, A. Ginolas, F. Bugge, K. Häusler, P. Ressel, H. Wenzel et G. Erbert, "20W continuous wave reliable operation of 980nm broad-area single emitter diode lasers with an aperture of 96 $\mu$ m", Proc. SPIE, **7198**, pp719814 (2009)
- [D'Amato 89] F. X. D'Amato, E. T. Siebert et C. Roychoudhuri, "Coherent operation of an array of diode-lasers using a spatial filter in a Talbot cavity", Applied Physics Letters, **55**(9), pp816-818 (1989)
- [Dammann 71] H. Dammann et K. Görtler, "High-efficiency in-line multiple imaging by means of multiple phase holograms", Optics Communications, **3**(5), pp312-315 (1971)
- [De Labachellerie 85] M. De Labachellerie et P. Cerez, "An 850 nm semiconductor laser tunable over a 300 Å range", Optics Communications, **55**(3), pp174-178 (1985)
- [Diehl] R. Diehl, High-power diode lasers : fundamentals, technology, applications, Berlin ; New York, Springer, (2000)
- [Dittmar 06] F. Dittmar, B. Sumpf, J. Fricke, G. Erbert et G. Trankle, "High-power 808-nm tapered diode lasers with nearly diffraction-limited beam quality of  $M^2=1.9$  at  $P=4.4$  W", IEEE Photonics Technology Letters, **18**(1-4), pp601-603 (2006)
- [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, **39**(2), pp289-298 (2003)
- [Eagleyard] www.eagleyard.com
- [Efimov 99] O. M. Efimov, L. B. Glebov, L. N. Glebova, K. C. Richardson et V. I. Smirnov, "High-efficiency Bragg gratings in photothermorefractive glass", Applied Optics, **38**(4), pp619-627 (1999)
- [Elarde 08] V. C. Elarde, K. E. Tobin, R. K. Price, V. B. Verma et J. J. Coleman, "Curved waveguide array diode lasers for high-brightness applications", IEEE Photonics Technology Letters, **20**(13-16), pp1085-1087 (2008)
- [Fiebig 08] C. Fiebig, G. Blume, C. Kaspari, D. Feise, J. Fricke, M. Matalla, W. John, H. Wenzel, K. Paschke et G. Erbert, "12 W high-brightness single-frequency DBR tapered diode laser", Electronics Letters, **44**(21), pp1253-1255 (2008)
- [Fleming 81] M. Fleming et A. Mooradian, "Spectral characteristics of external-cavity controlled semiconductor lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, **17**(1), pp44-59 (1981)

- [Fox 61] A. G. Fox et T. Li, "Resonant modes in a MASER interferometer", Bell System Technical Journal, **40**(2), pp453-488 (1961)
- [Glebov 92] L. B. Glebov, N. V. Nikonorov, E. I. Panysheva, G. T. Petrovsky, V. V. Savvin, I. V. Tunimanova et V. A. Tsekhomsky, "New potentialities of photosensitive glasses for volume phase hologram recording", Optika i Spektroskopiya, **73**(2), pp404-412 (1992)
- [Glova 96] A. F. Glova, N. N. Elkin, A. Y. Lysikov et A. P. Napartovich, "External Talbot cavity with in-phase mode selection", Quantum Electronics, **26**(7), pp614-616 (1996)
- [Goodman] J. W. Goodman, Introduction to Fourier optics, Englewood, Colo., Roberts & Co., (2005)
- [Guérineau 99] N. Guérineau, J. Primot, M. Tauvy et M. Caes, "Modulation transfer function measurement of an infrared focal plane array by use of the self-imaging property of a canted periodic target", Applied Optics, **38**(4), pp631-637 (1999)
- [Hadley 86] G. R. Hadley, J. P. Hohimer et A. Owyong, "High-order ( $\nu > 10$ ) eigenmodes in ten-stripe gain-guided diode laser arrays", Applied Physics Letters, **49**(12), pp684-686 (1986)
- [Hadley 92] G. R. Hadley, "Multistep method for wide-angle beam propagation", Optics Letters, **17**(24), pp1743-1745 (1992)
- [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", Proc. SPIE, **5336**, pp1-10 (2004)
- [Hassiaoui 08] I. Hassiaoui, N. Michel, G. Bourdet, R. Mc Bride, M. Lecomte, O. Parillaud, M. Calligaro, M. Krakowski et J. P. Huignard, "Very compact external cavity diffraction-coupled tapered laser diodes", Applied Optics, **47**(6), pp746-750 (2008)
- [Hassiaoui thèse 08] I. Hassiaoui, Amélioration de l'émission cohérente et incohérente des diodes laser de forte luminance, Thèse Ecole Polytechnique, (2008),
- [Hellström 07] J. E. Hellstrom, B. Jacobsson, V. Pasiskevicius et F. Laurell, "Quasi-two-level Yb: KYW laser with a volume Bragg grating", Optics Express, **15**(21), pp13930-13935 (2007)
- [Holoeye] <http://www.holoeye.com>
- [Huang 03] R. K. Huang, J. P. Donnelly, L. J. Missaggia, C. T. Harris, J. Plant, D. E. Mull et W. D. Goodhue, "High-power nearly diffraction-limited AlGaAs-InGaAs semiconductor slab-coupled optical waveguide laser", IEEE Photonics Technology Letters, **15**(7), pp900-902 (2003)
- [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, **19**(2-4), pp209-211 (2007)
- [Huang 08] R. K. Huang, B. Chann, L. J. Missaggia, S. J. Augst, R. B. Swint, J. P. Donnelly, A. Sanchez-Rubio et G. W. Turner, "High-Power Coherent Beam Combination of Semiconductor Laser Arrays", Conference on Lasers and ElectroOptics, paper CMN1, (2008)
- [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, SPIE, 72301G, (2009)
- [Ingeneric] [www.ingeneric.com](http://www.ingeneric.com)
- [Intense] [www.intenseco.com](http://www.intenseco.com)



- [Jacobsson thèse 08] B. Jacobsson, Spectral control of lasers and optical parametric oscillators with volume Bragg gratings, Thèse Tillämpad fysik, (2008), <http://urn.kb.se/resolve?urn=urn:nbn:se:kth:diva-4691>
- [JDSU] [www.jdsu.com](http://www.jdsu.com)
- [Joyeux 82] D. Joyeux et Y. Cohen-Sabban, "*High magnification self-imaging*", Applied Optics, **21**(4), pp625-627 (1982)
- [Kelemen 05] M. T. Kelemen, J. Weber, G. Kaufel, G. Bihlmann, R. Moritz, M. Mikulla et G. Weimann, "*Tapered diode lasers at 976 nm with 8 W nearly diffraction limited output power*", Electronics Letters, **41**(18), pp1011-1013 (2005)
- [Khajavikhan 08] M. Khajavikhan, A. Hoyer-Leitzel et J. R. Leger, "*Efficient conversion of light from sparse laser arrays into single-lobed far field using phase structures*", Optics Letters, **33**(20), pp2377-2379 (2008)
- [Klehr 07] A. Klehr, H. Wenzel, O. Brox, F. Bugge, G. Erbert, T. P. Nguyen et G. Trankle, "*High-power 894 nm monolithic distributed-feedback laser*", Optics Express, **15**(18), pp11364-11369 (2007)
- [Kogelnik 69] H. Kogelnik, "*Coupled wave theory for thick hologram gratings*", Bell System Technical Journal, **48**(9), pp2909-2947 (1969)
- [Köhler 09] B. Köhler, T. Brand, M. Haag et J. Biesenbach, "*Wavelength stabilized high-power diode laser modules*", SPIE, 719810, (2009)
- [Krakowski 03] M. Krakowski, S. C. Auzanneau, F. Berlie, M. Calligaro, Y. Robert, O. Parillaud et M. Lecomte, "*1 W high brightness index guided tapered laser at 980 nm using Al-free active region materials*", Electronics Letters, **39**(15), pp1122-1123 (2003)
- [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, **48**(14), pp888-890 (1986)
- [Leger 87-a] J. R. Leger, G. J. Swanson et M. Holz, "*Efficient side lobe suppression of laser diode-arrays*", Applied Physics Letters, **50**(16), pp1044-1046 (1987)
- [Leger 87-b] J. R. Leger, G. J. Swanson et W. B. Veldkamp, "*Coherent laser addition using binary phase gratings*", Applied Optics, **26**(20), pp4391-4399 (1987)
- [Leger 88] J. R. Leger, M. L. Scott et W. B. Veldkamp, "*Coherent addition of AlGaAs lasers using microlenses and diffractive coupling*", Applied Physics Letters, **52**(21), pp1771-1773 (1988)
- [Leger 90] J. R. Leger et G. J. Swanson, "*Efficient array illuminator using binary-optics phase plates at fractional-Talbot planes*", Optics Letters, **15**(5), pp288-290 (1990)
- [Leger 93] J. R. Leger et G. Mowry, "*External diode-laser-array cavity with mode-selecting mirror*", Applied Physics Letters, **63**(21), pp2884-2886 (1993)
- [Leisher 09] P. Leisher, K. Price, S. Karlsen, D. Balsley, D. Newman, R. Martinsen et S. Patterson, "*High-performance wavelength-locked diode lasers*", SPIE, 719812, (2009)
- [Lim 05] J. J. Lim, T. M. Benson et E. C. Larkins, "*Design of wide-emitter single-mode laser diodes*", IEEE Journal of Quantum Electronics, **41**(4), pp506-516 (2005)
- [Lim 09] J. J. Lim, S. Sujecki, L. Lang, Z. C. Zhang, D. Paboeuf, G. Pauliat, G. Lucas-Leclin, P. Georges, R. C. I. MacKenzie, P. Bream, S. Bull, K. H. Hasler, B. Sumpf, H. Wenzel, G. Erbert, B. Thestrup, P. M. Petersen, N. Michel, M. Krakowski et E. C. Larkins, "*Design and simulation of next-generation high-power, high-brightness laser diodes*", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, **15**(3), pp993-1008 (2009) (*Invité*).
- [Limo] [www.limo.de](http://www.limo.de)

- [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, **16**(25), pp20935-20942 (2008)
- [Lohmann 90] A. W. Lohmann et J. A. Thomas, "*Making an array illuminator based on the Talbot effect*", Applied Optics, **29**(29), pp4337-4340 (1990)
- [Lucas-Leclin 08] G. Lucas-Leclin, D. Paboeuf, P. Georges, J. Holm, P. Andersen, B. Sumpf et G. Erbert, "*Wavelength stabilization of extended-cavity tapered lasers with volume Bragg gratings*", Applied Physics B-Lasers and Optics, **91**(3-4), pp493-498 (2008) (*disponible en annexe*).
- [Martellucci] S. Martellucci et A. N. Chester, Diffraction optics and optical microsystems, New York, Plenum Press, (1997)
- [Mehuys 91] D. Mehuys, W. Streifer, R. G. Waarts et D. F. Welch, "*Modal-analysis of linear Talbot-cavity semiconductor-lasers*", Optics Letters, **16**(11), pp823-825 (1991)
- [Meyzonnette 03] J.-L. Meyzonnette et T. Lépine, Bases de Radiométrie Optique, Cépadues - Editions, (2003)
- [Moser 08] C. Moser, L. Ho et F. Havermeier, "*Self-aligned non-dispersive external cavity tunable laser*", Optics Express, **16**(21), pp16691-16696 (2008)
- [Nesnidal 98] M. P. Nesnidal, T. Earles, L. J. Mawst, D. Botez et J. Buus, "*0.45 W diffraction-limited beam and single-frequency operation from antiguided phase-locked laser array with distributed feedback grating*", Applied Physics Letters, **73**(5), pp587-589 (1998)
- [Nosu 79] K. Nosu, H. Ishio et K. Hashimoto, "*Multireflection optical multi-demultiplexer using interference filters*", Electronics Letters, **15**(14), pp414-415 (1979)
- [Ondax] [www.ondaxinc.com](http://www.ondaxinc.com)
- [Optigrate] [www.optigrate.com](http://www.optigrate.com)
- [Paboeuf 08] D. Paboeuf, G. Lucas-Leclin, P. Georges, B. Sumpf, G. Erbert, C. Varona, P. Loiseau, G. Aka et B. Ferrand, "*Blue laser emission by intracavity second harmonic generation in Nd : ASL pumped by a tapered amplifier laser diode stabilized by a volume Bragg grating*", Applied Physics B-Lasers and Optics, **92**(2), pp189-193 (2008) (*disponible en annexe*).
- [Paschke 05] K. Paschke, B. Sumpf, F. Dittmar, G. Erbert, R. Staske, H. Wenzel et G. Trankle, "*Nearly diffraction limited 980-nm tapered diode lasers with an output power of 7.7 W*", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, **11**(5), pp1223-1227 (2005)
- [PD-LD] [www.pd-ld.com](http://www.pd-ld.com)
- [Rayleigh 1881] L. Rayleigh, "*On copying diffraction gratings, and on some phenomena connected therewith*", Philosophical Magazine, **11**(67), pp196-205 (1881)
- [Rediker 85] R. H. Rediker, R. P. Schloss et L. J. Vanruyven, "*Operation of individual diode-lasers as a coherent ensemble controlled by a spatial filter within an external cavity*", Applied Physics Letters, **46**(2), pp133-135 (1985)
- [Sacher] [www.sacher.de](http://www.sacher.de)
- [Salet 05] P. Salet, G. Lucas-Leclin, G. Roger, P. Georges, P. Bousselet, C. Simonneau, D. Bayart, N. Michel, S. C. Auzanneau, M. Calligaro, O. Parillaud, M. Lecomte et M. Krakowski, "*Spectral beam combining of a single-mode 980-nm laser array for pumping of erbium-doped fiber amplifiers*", IEEE Photonics Technology Letters, **17**(4), pp738-740 (2005)
- [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 2-dimensional semiconductor-laser array*", Applied Physics Letters, **64**(12), pp1478-1480 (1994)

- [Schnitzler 07] C. Schnitzler, S. Hambuecker, O. Ruebenach, V. Sinhoff, G. Steckman, L. West, C. Wessling et D. Hoffmann, "*Wavelength stabilization of HPDL array: fast-axis collimation optic with integrated VHG*", *SPIE*, 645612, (2007)
- [Scifres 78] D. R. Scifres, R. D. Burnham et W. Streifer, "*Phase-locked semiconductor laser array*", *Applied Physics Letters*, **33**(12), pp1015-1017 (1978)
- [Sidick 93] E. Sidick, A. Knoesen et J. N. Mait, "*Design and rigorous analysis of high-efficiency array generators*", *Applied Optics*, **32**(14), pp2599-2605 (1993)
- [Stookey 49] S. D. Stookey, "*Photosensitive glass - a new photographic medium*", *Industrial and Engineering Chemistry*, **41**(4), pp856-861 (1949)
- [Stry 06] S. Stry, S. Thelen, J. Sacher, D. Halmer, P. Hering et M. Murtz, "*Widely tunable diffraction limited 1000 mW external cavity diode laser in Littman/Metcalf configuration for cavity ring-down spectroscopy*", *Applied Physics B-Lasers and Optics*, **85**(2-3), pp365-374 (2006)
- [Sumpf 09] B. Sumpf, K.-H. Hasler, P. Adamiec, F. Bugge, J. Fricke, P. Ressel, H. Wenzel, G. Erbert et G. Trankle, "*1060 nm DBR tapered lasers with 12 W output power and a nearly diffraction limited beam quality*", *SPIE*, 72301E, (2009)
- [Talbot 1836] H. F. Talbot, "*Facts relating to optical Science*", *Philosophical Magazine*, **9**(56), pp401-407 (1836) (*disponible en annexe*).
- [Tomm 00] J. W. Tomm, E. Thamm, A. Barwolff, T. Elsaesser, J. Luft, M. Baeumler, S. Mueller, W. Jantz, I. Rechenberg et G. Erbert, "*Facet degradation of high-power diode laser arrays*", *Applied Physics A-Materials Science & Processing*, **70**(4), pp377-381 (2000)
- [Venus 05] G. B. Venus, A. Seviaan, V. I. Smirnov et L. B. Glebov, High-brightness narrow-line laser diode source with volume Bragg-grating feedback, *High-Power Diode Laser Technology and Applications III*, M. S. Zediker, Bellingham, Spie-Int Society Optical Engineering, **5711**, pp166-176, (2005)
- [Vijayakumar 09] D. Vijayakumar, O. B. Jensen et B. Thestrup, "*980 nm high brightness external cavity broad area diode laser bar*", *Optics Express*, **17**(7), pp5684-5690 (2009)
- [Volodin 04] B. L. Volodin, S. V. Dolgy, E. D. Melnik, E. Downs, J. Shaw et V. S. Ban, "*Wavelength stabilization and spectrum narrowing of high-power multimode laser diodes and arrays by use of volume Bragg gratings*", *Optics Letters*, **29**(16), pp1891-1893 (2004)
- [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*, **58**(23), pp2586-2588 (1991)
- [Wenzel 03] H. Wenzel, B. Sumpf et G. Erbert, "*High-brightness diode lasers*", *Comptes Rendus de Physique*, **4**(6), pp649-661 (2003)
- [Wenzel 08] H. Wenzel, E. 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*, **20**(1-4), pp214-216 (2008)
- [Yiou 03] S. Yiou, F. Balembois, P. Georges et J.-P. Huignard, "*Improvement of the spatial beam quality of laser sources with an intracavity Bragg grating*", *Optics Letters*, **28**(4), pp242-244 (2003)
- [Yiou thèse 03] S. Yiou, *Développement de sources laser solides de forte luminance autour de 980 nm*, Thèse Université Paris XI, (2003),
- [Zheng 07] Y. J. Zheng et H. Kan, "*Narrow-bandwidth high-brightness external-cavity laser diode bar*", *Japanese Journal of Applied Physics*, **46**(10), ppL218-L220 (2007)

- [Zhou 95] C. Zhou et L. Liu, "*Numerical study of Dammann array illuminators*", Applied Optics, **34**(26), pp5961-5969 (1995)

