



HAL
open science

Combinaison cohérente de lasers à cascade quantique

Guillaume Bloom

► **To cite this version:**

Guillaume Bloom. Combinaison cohérente de lasers à cascade quantique. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112022 . tel-00678958

HAL Id: tel-00678958

<https://pastel.hal.science/tel-00678958>

Submitted on 14 Mar 2012

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.

UNIVERSITE PARIS-SUD XI
FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY

THESE
présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR en SCIENCES DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Guillaume BLOOM

Combinaison cohérente de lasers à cascade quantique

soutenue le 14 février 2012

devant la commission d'examen composée de :

Fabien Bretenaker	Président du jury
Agnès Desfarges-Berthelemot	Rapporteur
Patrick Georges	Directeur de thèse
Christian Larat	Encadrant
Vincent Laude	Rapporteur
Virginie Zeninari	Examineur

Remerciements

Ce manuscrit de thèse synthétise trois années de recherche à Thales Research & Technology (TRT). Je remercie tout d'abord les directeurs successifs, Bertrand Demotes-Mainard et Erick Lansard, pour m'avoir accueilli dans leur établissement. Je remercie également Emmanuel Desurvire et Daniel Dolfi ainsi que Pascale Nouchi et Eric Lallier pour leur accueil dans le Groupe de Physique et le laboratoire Ondes et Traitement du Signal.

J'aimerais ensuite remercier Agnès Desfarges-Berthelemot et Vincent Laude d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce manuscrit. Je remercie également Fabien Bretenaker de m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury. Merci également à Virginie Zeninari qui a accepté de participer à ce jury de thèse.

Je remercie les personnes qui m'ont encadré tout au long de cette thèse : Christian Larat de Thales Research & Technology, Patrick Georges et Gaëlle Lucas-Leclin du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique.

Christian, je tiens à t'exprimer mes plus sincères remerciements pour m'avoir encadré et soutenu au quotidien durant ces trois années. Ta disponibilité, ton enthousiasme et tes encouragements m'ont été très précieux. Ton imagination débordante a, sans nul doute, largement contribué à l'avancement des travaux. Enfin, j'ai appris énormément de toi et je t'en suis réellement reconnaissant.

Je tiens également à remercier Patrick Georges, mon directeur de thèse, et Gaëlle Lucas-Leclin du Groupe Lasers pour avoir su m'accompagner et participer au projet. Nos échanges réguliers et toutes les idées qui en ont découlé ont été un élément moteur de cette thèse. Je vous remercie également pour tout le temps consacré au pénible travail de correction du manuscrit.

Un grand merci aux membres du Groupe Technologie et Mesure qui ont contribué à la conception, l'optimisation et la réalisation de coupleurs efficaces dans le moyen infrarouge. Je pense évidemment à Laure Lee, qui m'a initié à la conception de réseau sub-longueur d'onde, et à Gaëlle Lehoucq qui a fabriqué ces structures.

Enfin, je remercie toute l'équipe Lasers à Cascade Quantique du III-V Lab et tout particulièrement Mathieu Carras pour ses remarques toujours pertinentes et son énergie débordante.

Je remercie Jean-Paul Castera, François-Xavier Josset, Robin Marijon et Jean-Pierre Huignard pour avoir suivi mon travail.

Je remercie ensuite mes collègues de bureau successifs : Rémi, Christine et Muriel. Merci à tous les trois pour votre bonne humeur!

Je remercie chaleureusement toutes les personnes rencontrées durant ces trois années de thèse: Dominique, Arnaud G., Marie, François, Brigitte, Giuseppe, Romain, Anne, Shailendra, Frédéric, Jean-Paul, Sylvain S., Cindy, Landry, Mahdi, Gilles, Thierry, Sylvain C., Alfredo, Arnaud B., Simon, Pierre, Jérôme, Perrine, Barbara, Ghaya, Loïc, Grégoire, Hamza, Jérémie, Jean-Luc, Stéphanie, Patrick, Denis, Christophe, Grégory, Maël, Virginie, Michel, Yannick, Vincent, Charles, Jean-Luc, Arnaud, Thomas et Marco.

Enfin, je souhaite évidemment remercier ma famille et mes amis pour leur soutien et leurs encouragements. Et pour terminer, je dédie ce travail à Emma qui a toujours été présente à mes côtés.

Table des matières

1	INTRODUCTION.....	1
1.	LES CONTRE-MESURES OPTIQUES DANS L'INFRAROUGE MOYEN	1
2.	ÉTAT DE L'ART DES SOURCES DANS LE MOYEN INFRAROUGE	2
2.1.	<i>Les lasers à gaz.....</i>	2
2.2.	<i>Les diodes laser interbande.....</i>	2
2.3.	<i>Les lasers à solide.....</i>	3
2.4.	<i>Les sources paramétriques.....</i>	3
2.5.	<i>Les lasers à cascade quantique.....</i>	4
2.6.	<i>Synthèse.....</i>	6
3.	LA COMBINAISON DE FAISCEAUX	7
3.1.	<i>L'amélioration de la luminance des sources laser.....</i>	7
3.2.	<i>Combinaison incohérente.....</i>	8
3.3.	<i>Combinaison cohérente.....</i>	11
3.4.	<i>Synthèse sur la combinaison de faisceaux dans le MIR.....</i>	18
4.	PRÉSENTATION DES SOLUTIONS ÉTUDIÉES PENDANT CETTE THÈSE.....	19
2	ÉTUDE THÉORIQUE DE LA COMBINAISON COHÉRENTE DE LASERS DANS UNE CAVITÉ EXTERNE	21
1.	COMBINAISON COHÉRENTE EN CAVITÉ EXTERNE	22
2.	MÉTHODE DE LA RÉFLECTIVITÉ ÉQUIVALENTE	23
2.1.	<i>Principe.....</i>	23
2.2.	<i>Influence des longueurs de bras.....</i>	32
2.3.	<i>Influence des sous-cavités.....</i>	41
3.	UTILISATION D'ÉMETTEURS NON IDENTIQUES	46
3.1.	<i>Différences de puissance.....</i>	47
3.2.	<i>Différences de profils de faisceau.....</i>	49
4.	CONCLUSION	50
3	RÉALISATION DE SÉPARATEURS DE FAISCEAUX DANS LE MOYEN INFRAROUGE.....	53
1.	INTRODUCTION.....	53
1.1.	<i>Solutions existantes.....</i>	53
1.2.	<i>Dimensionnement du problème.....</i>	55
1.3.	<i>Moyens de fabrication utilisés à Thales R&T.....</i>	57
1.4.	<i>Présentation de la méthode numérique utilisée.....</i>	60
2.	CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES ET PROFIL DE PHASE CONTINU IDÉAL.....	62
2.1.	<i>Grandeurs utiles.....</i>	62
2.2.	<i>Efficacité de séparation et efficacité de combinaison.....</i>	63

2.3.	<i>Profil de phase continu idéal</i>	64
2.4.	<i>Optimisation</i>	65
3.	RÉSEAUX DE DAMMANN DANS LE MOYEN INFRAROUGE	67
3.1.	<i>Profil de phase binaire optimal</i>	67
3.2.	<i>Traitement antireflet</i>	73
3.3.	<i>Tolérancement</i>	76
3.4.	<i>Fabrication et caractérisations</i>	78
4.	STRUCTURES SUB- λ . POUR LA RÉALISATION DE SÉPARATEURS DE FAISCEAUX DANS LE MOYEN INFRAROUGE	81
4.1.	<i>Principe</i>	81
4.2.	<i>Calcul du profil du réseau sub-λ : première approche</i>	88
4.3.	<i>Calcul du profil du réseau sub-λ : deuxième approche</i>	100
5.	CONCLUSION	109
4	COMBINAISON COHÉRENTE DE DEUX LASERS À CASCADE QUANTIQUE DANS UNE CAVITÉ MICHELSON	
	111	
1.	LES LCQ UTILISÉS	111
1.1.	<i>Caractéristiques des LCQ</i>	111
1.2.	<i>Caractéristiques des LCQ en cavité externe individuelle</i>	115
2.	LA CAVITÉ MICHELSON	120
2.1.	<i>Montage expérimental</i>	120
2.2.	<i>Résultats expérimentaux</i>	121
3.	CONCLUSION	127
5	COMBINAISON COHÉRENTE DE PLUSIEURS LASERS À CASCADE QUANTIQUE DANS UNE CAVITÉ EXTERNE	
	AVEC UN RÉSEAU DE PHASE	129
1.	LES LCQ UTILISÉS	129
1.1.	<i>Caractéristiques des LCQ</i>	129
1.2.	<i>Caractéristiques des LCQ en cavité externe individuelle</i>	131
1.3.	<i>Caractéristiques des LCQ en cavité Littmann</i>	135
2.	LA CAVITÉ EXTERNE AVEC RÉSEAU DE DAMMANN	136
2.1.	<i>Montage expérimental</i>	136
2.2.	<i>Préambule aux mesures expérimentales</i>	139
2.3.	<i>Résultats expérimentaux</i>	142
3.	SOLUTIONS POUR L'AUGMENTATION DE LA PUISSANCE DE SORTIE	149
3.1.	<i>Synthèse sur les causes de chute de la puissance de sortie</i>	149
3.2.	<i>Extrapolation de la puissance de sortie</i>	150
4.	CONCLUSION	153
6	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	155

ANNEXE A NOTION DE QUALITÉ DE FAISCEAU.....	159
ANNEXE B CALCULS AUTOUR DE L'EFFICACITÉ DE COMBINAISON D'UN RÉSEAU DE PHASE IDÉAL	162
LISTE DES PUBLICATIONS.....	167
BIBLIOGRAPHIE	169



Introduction générale

Les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent dans le contexte général de la montée en puissance des sources dans le moyen infrarouge. L'application qui intéresse Thales Research & Technology, où cette thèse a été réalisée, est celle de la protection des avions face à la menace des missiles à guidage infrarouge. Ces missiles sont munis d'un autodirecteur qui leur permet de détecter et de suivre l'émission infrarouge des moteurs. Pour répondre à ce problème de sécurité des avions civils comme militaires, une solution consiste à aveugler à distance l'autodirecteur de ces missiles afin de les empêcher de suivre leur cible. Pour cela, une méthode proposée consiste à diriger une source laser puissante dans le moyen infrarouge sur l'autodirecteur de manière à l'éblouir : on parle de contre-mesures optiques à énergie dirigée dans le moyen infrarouge.

Pour être capable d'aveugler à distance un autodirecteur de missile, la source doit présenter une puissance continue nettement supérieure au Watt dans le moyen infrarouge ainsi qu'une bonne qualité de faisceau. Les contraintes de dimension, de poids, de consommation électrique doivent également être prises en compte pour faire de ces sources des systèmes embarquables. Pour toutes ces raisons, le laser à cascade quantique est considéré comme un candidat très prometteur. Cependant, le niveau de puissance que sont capables de fournir ces sources reste insuffisant pour le type d'application envisagé.

Une solution simple pour obtenir plus de puissance est d'augmenter le volume du milieu à gain. Mais la montée en puissance qui en résulte se fait presque toujours au détriment de la qualité spatiale du faisceau laser. Or pour conserver une densité surfacique de puissance suffisante pour éblouir un autodirecteur de missile à grande distance, la qualité spatiale du faisceau est primordiale. L'enjeu de cette thèse est donc de parvenir à sommer les puissances de plusieurs lasers à cascade quantique unitaires dans un unique faisceau de bonne qualité spatiale. De nombreuses méthodes, relevant du domaine de la combinaison de faisceaux, permettent de répondre à cette problématique. La solution retenue pour cette thèse est la combinaison cohérente passive en cavité externe de plusieurs lasers en parallèle. Cette architecture a La combinaison de lasers à cascade quantique permet ainsi de s'affranchir de la limitation en puissance actuelle de ces sources tout en conservant la bonne qualité de faisceau d'un émetteur individuel.

Dans le premier chapitre, nous présenterons les différentes sources émettant le moyen infrarouge et nous justifierons le choix des lasers à cascade quantique. Nous présenterons ensuite les différentes méthodes de combinaison de faisceaux en discutant de la possible application à ces lasers.

Dans le deuxième chapitre, nous développerons un modèle pour comprendre le phénomène d'auto-organisation et de combinaison cohérente dans les cavités externes à plusieurs bras. Il s'agit d'un outil théorique permettant d'étudier les résonances du système et de quantifier l'efficacité de combinaison en fonction de la configuration géométrique de la cavité et de la largeur de bande de gain des émetteurs.

Dans le troisième chapitre, nous étudierons les éléments combinant qui, utilisés à l'intérieur de la cavité externe commune, permettent de coupler les lasers à combiner. Deux types de coupleurs ont été conçus et optimisés: d'une part, les réseaux de phase binaires (ou réseaux de Dammann) à l'efficacité limitée mais relativement simples à concevoir tant sur le plan théorique que technologique et d'autre part, les réseaux de phase multi-niveaux à motifs sub-longueur d'onde à l'efficacité proche de 100% mais nécessitant des moyens théoriques et technologiques beaucoup plus importants. Les outils de modélisation et les routines d'optimisation utilisés pour concevoir ces structures seront présentés. Enfin, nous nous intéresserons à la fabrication de ces réseaux et aux contraintes technologiques associées.

Les Chapitres 4 et 5 concernent la validation expérimentale de la combinaison de lasers à cascade quantique en cavité externe. Les performances en termes de puissance, d'efficacité de combinaison et de qualité de faisceau seront analysées et comparées aux prédictions théoriques. Les limitations et les avantages de cette méthode seront analysés et des voies d'amélioration possibles seront proposées.





1 Introduction

Ce premier chapitre présente tout d'abord le domaine des contre-mesures optiques dans l'infrarouge moyen. Ensuite, nous présenterons un bref état de l'art des différentes sources émettant dans cette gamme spectrale. Puis, après avoir introduit le concept de combinaison de faisceaux, nous ferons l'inventaire des différentes méthodes permettant l'amélioration de la luminance des sources laser en général et plus particulièrement des sources émettant dans le moyen infrarouge. Enfin, nous exposerons les solutions qui ont été explorées dans ce travail de thèse.

1. Les contre-mesures optiques dans l'infrarouge moyen

L'infrarouge est le domaine du spectre électromagnétique situé entre le visible et les micro-ondes. Il est classiquement décomposé en trois sous domaines: le proche infrarouge $0.76 \mu\text{m} < \lambda < 2 \mu\text{m}$, le moyen infrarouge $2 \mu\text{m} < \lambda < 25 \mu\text{m}$ et l'infrarouge lointain $25 \mu\text{m} < \lambda < 1000 \mu\text{m}$. Le domaine qui nous intéresse ici est celui du moyen infrarouge (MIR) et plus particulièrement les bandes spectrales faiblement absorbées par l'atmosphère: la bande I ($2 \mu\text{m}$ - $3 \mu\text{m}$), la bande II ($3 \mu\text{m}$ - $5 \mu\text{m}$) et la bande III ($8 \mu\text{m}$ - $12 \mu\text{m}$). Les sources émettant dans le MIR présentent un intérêt croissant pour un certain nombre d'applications civiles et militaires telles que les contre-mesures optiques, la spectroscopie, la sécurité (détection de polluants, d'explosifs...) voire les télécommunications en espace libre.

Notre laboratoire s'intéresse tout particulièrement au domaine des contre-mesures optiques par l'aveuglement ou le brouillage à distance des capteurs optiques des missiles leur permettant de suivre à distance une source de chaleur telle que les réacteurs d'un avion. Ces autodirecteurs de missiles travaillent dans le MIR puisque la température des réacteurs d'un avion est d'environ 600-800 K, ce qui correspond à une longueur d'onde d'émission dans le MIR pour un corps noir à la même température. D'autre part, pour pouvoir suivre l'avion à distance les autodirecteurs de missile travaillent dans la bande II. L'idée des contre-mesures optiques est de « leurrer » ces autodirecteurs à l'aide d'une source au rayonnement équivalent à celui d'un réacteur d'avion. Ainsi, la protection la plus simple consiste à projeter des éléments pyrotechniques simulant l'émission d'un réacteur. Les autodirecteurs peu sophistiqués les considèrent comme des cibles et modifient leur trajectoire pour se diriger vers l'une d'entre elles. L'avion visé n'a plus qu'à changer de cap et s'éloigner de la menace. Mais les nouvelles générations d'autodirecteurs possèdent des capteurs matriciels intelligents. Les éléments pyrotechniques simples ne suffisent plus à leurrer ces autodirecteurs plus perfectionnés. Dans ce cas, la solution de protection envisagée consiste à brouiller ces capteurs à l'aide d'une source puissante émettant en bande II: ce sont les contre-mesures optiques dirigées dans l'infrarouge (DIRCM : Directed Infrared Counter Measures).

Pour être capable d'éblouir un autodirecteur de missile à distance, la source doit avoir une puissance continue nettement supérieure au Watt dans la bande II ainsi qu'une bonne qualité de faisceau. Les contraintes de dimension, de poids, de consommation électrique doivent également être prises en compte pour faire de ces sources des systèmes embarquables. Les performances précises pour ce genre de système sont bien évidemment confidentielles.

2. État de l'art des sources dans le moyen infrarouge

Diverses solutions pour réaliser des sources puissantes dans le MIR ont été explorées. Les principales sources fonctionnant à température ambiante existantes dans le MIR et plus particulièrement en bande II sont reportées sur la Figure 1.1 ainsi que les bandes de transmission de l'atmosphère.

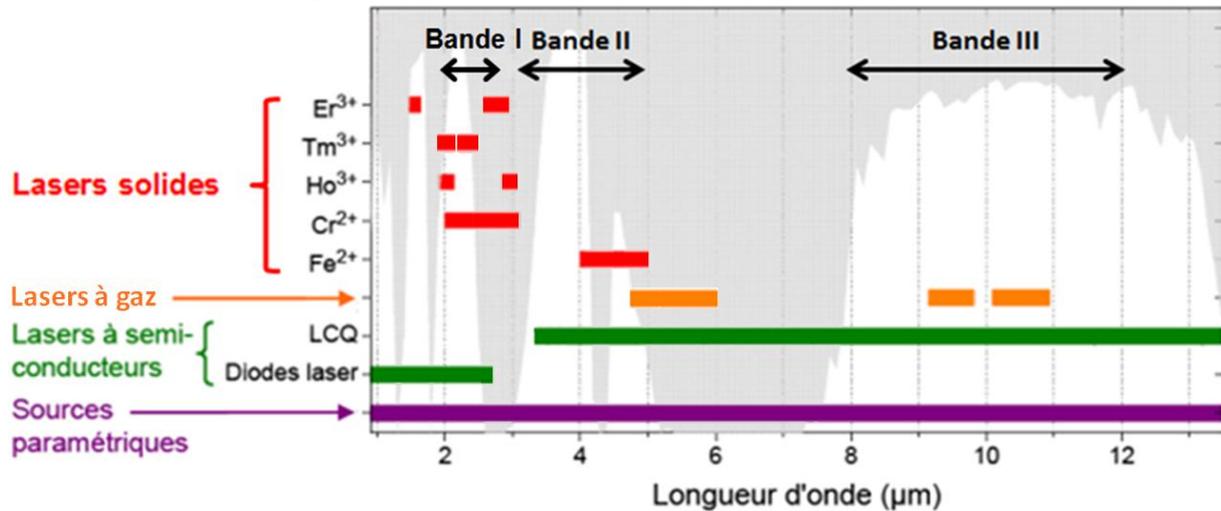


Figure 1.1. Bandes de transmission de l'atmosphère et principales sources laser émettant dans ces bandes à température ambiante.

2.1. Les lasers à gaz

Une des premières sources à avoir été développée dans le MIR et qui reste encore très utilisée est le laser CO_2 . Ces lasers émettent en bande III aux alentours de $9.6 \mu\text{m}$ et $10.6 \mu\text{m}$ et sont capables de fournir des puissances de plusieurs centaines de kilowatts en régime continu. Grâce à leur puissance élevée, ils sont utilisés pour la découpe de matériaux en milieu industriel ou à des fins médicales.

Pour l'émission en bande II qui nous intéresse plus particulièrement ici, citons le laser CO capable de fournir des puissances de plusieurs centaines de kilowatts [1]. Ce laser est capable d'émettre sur une bande spectrale comprise entre $4.8 \mu\text{m}$ et $6 \mu\text{m}$.

Le spectre d'émission des lasers à gaz est discret et composé de quelques raies dans des bandes relativement étroites : la faible couverture spectrale de ces lasers limite leur intérêt pour l'application visée. De plus, ces sources nécessitent l'utilisation d'un système de refroidissement encombrant.

2.2. Les diodes laser interbande

Les lasers « interbande » sont les principales sources de lumière cohérente émettant dans le proche infrarouge et leur usage est largement répandu en optoélectronique. Le fonctionnement de ces lasers repose sur la recombinaison radiative d'un électron de la bande de conduction et d'un trou de la bande de valence du composé semi-conducteur utilisé. Pour émettre à une longueur d'onde dans le moyen infrarouge, il est donc nécessaire d'utiliser des matériaux à faible énergie de bande interdite.

Dans la filière antimoniure, trois types de diodes laser se distinguent : les diodes GaInAsSb/AlAsGaSb, GaInAsSb/GaSb et InAs/GaInSb [2]. Ces lasers émettent une puissance de l'ordre du watt en continu à température ambiante principalement entre 2 et 3 μm . Au-delà de 3 μm , les performances de tels lasers se dégradent, notamment à cause de l'effet Auger qui devient de plus en plus important [3]. L'utilisation d'hétérostructures de type II et III (type « W ») dans lesquelles l'effet Auger est moins important [4], a permis de réaliser des lasers émettant jusqu'à $\sim 4 \mu\text{m}$ une puissance de l'ordre du milliwatt en continu à une température de 230 K.

D'autres lasers interbande ont été réalisés dans des alliages semi-conducteurs IV-VI avec des sels de plomb. L'émission de ces derniers peut, dans des conditions bien spécifiques, couvrir toute la bande spectrale 5 μm –20 μm . Toutefois, ces lasers délivrent de faibles puissances (de l'ordre du mW) et nécessitent un refroidissement à une température proche de celle de l'azote liquide [5].

2.3. Les lasers à solide

Parmi les lasers dits à solide on distingue principalement des cristaux ou fibres dopés par des ions terres rares (tels que le Tm:Ho:YAG, l'Er:YAG ou des fibres dopées Tm³⁺ ou co-dopée Tm³⁺:Ho³⁺ [6], [7]) ou des ions de métaux de transition (principalement Cr²⁺ et Fe²⁺). Les puissances de lasers à fibres dopées Tm ou Tm:Ho émettant aux alentours de 2 μm sont aujourd'hui de quelques centaines de watts moyens avec un faisceau proche de la limite de diffraction. Dans la bande II à proprement parler, on peut citer certains métaux de transition comme le Cr²⁺:ZnSe qui émet de 1.9 μm à 3.1 μm une puissance continue de l'ordre du watt à température ambiante [8], [9]. Au-delà de 4 μm , le Fe²⁺:ZnSe fournit une puissance continue de l'ordre de la centaine de milliwatts [10], [11]. Mentionnons également la réalisation de fibres à base de verres de fluorures (comme le ZBLAN) ou de chalcogénures (comme le 2S2G). Dans les verres de chalcogénures (à base de soufre, de sélénium ou/et de tellure), de nombreuses études montrent que les ions de terres rares luminescent entre 3 et 5 μm . Ainsi, un laser à fibre opérant entre 3 et 5 μm a été développé par le Naval Research Laboratory à partir d'une fibre de chalcogénure (GaGeAsSe) dopée Pr³⁺ [12]. La difficulté à obtenir des fibres de verres de chalcogénures présentant de faibles pertes de propagation ainsi que la faible conductivité thermique de ces matrices peuvent être des limites à la puissance de ce type de sources laser.

2.4. Les sources paramétriques

Une solution étudiée depuis plusieurs années par de nombreux laboratoires est de développer des sources basées sur l'optique non-linéaire. Il s'agit d'utiliser les phénomènes de conversion de fréquence dans des cristaux non-linéaires pompés par des sources laser solides. En particulier, les Oscillateurs Paramétriques Optiques (OPO) ont déjà montré leur efficacité [13] en terme de puissance, d'accordabilité et de qualité de faisceau. Le point clef de ces sources est toutefois de disposer des cristaux non-linéaires appropriés. Un bon matériau doit à la fois présenter un coefficient non-linéaire élevé pour une conversion de fréquences efficace, être transparent à la longueur d'onde de pompe et aux longueurs d'onde générées et avoir une conductivité thermique élevée pour pouvoir travailler à forte puissance de pompe.

A partir d'une onde de pompe, deux ondes de fréquences plus basses sont ainsi générées dans le cristal non-linéaire: l'onde signal et l'onde complémentaire. Pour que le processus de conversion non-linéaire soit efficace, les vecteurs d'onde associés à ces trois ondes doivent respecter la condition d'accord de phase qui assure qu'elles interfèrent de manière constructive tout au long du cristal. Afin de respecter cette condition, on utilise dans la plupart des cas la biréfringence naturelle du cristal non-linéaire. Lorsque le matériau n'est pas biréfringent, une solution consiste à remettre périodiquement en phase les ondes qui interagissent dans le cristal par une inversion locale du signe du coefficient non-linéaire : c'est la technique du quasi-accord de phase. Le cristal non-linéaire est ensuite placé dans une cavité optique dont le rôle est de faire osciller les ondes générées, et donc de les amplifier par passages successifs dans le milieu non-linéaire (voir Figure 1.2).

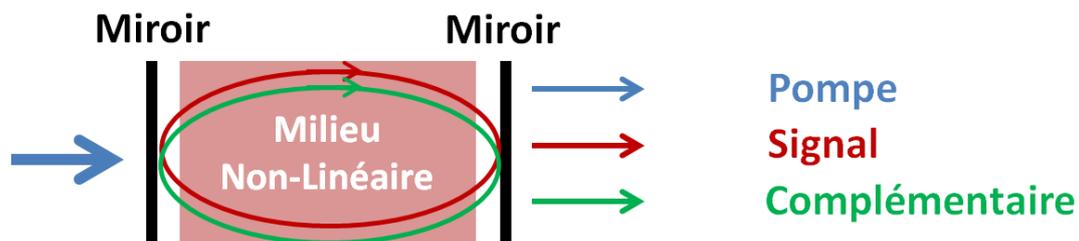


Figure 1.2. Schéma de principe d'un OPO doublement résonant.

Pour l'émission en bande II, deux cristaux se distinguent : l'AsGa et le ZnGeP₂ ou ZGP. Les excellentes propriétés non-linéaires de l'AsGa en font un réel candidat pour son intégration dans des OPO infrarouge. Il est en effet transparent dans l'intégralité des bandes II et III, sa capacité de conversion est élevée (il présente une forte susceptibilité non-linéaire de 90 pm.V⁻¹) et son coefficient de conductivité thermique lui permet de supporter de fortes puissances. L'AsGa n'est pas biréfringent : on utilise la technique du quasi-accord de phase. Thales R&T a mis au point à au début des années 90 une première technique de fabrication qui conduisit à la validation du concept d'AsGa à orientation périodique [14]. Des OPO ont été réalisés à partir de tels cristaux [13] délivrant à une longueur d'onde de 4.5μm et avec une bonne qualité de faisceau ($M^2 < 1.8$), jusqu'à 7.7 W de puissance moyenne. Le ZGP est également transparent sur les bandes II et III et présente une susceptibilité non-linéaire élevée (75 pm.V⁻¹). L'accord de phase dans le ZGP est assuré en utilisant la biréfringence du matériau. Les OPO à base de ZGP sont aujourd'hui capables de fournir 14 W de puissance moyenne en bande II [15], [16].

Les principaux désavantages des sources paramétriques sont leur encombrement et la complexité de leur architecture qui les rendent difficilement transportables ainsi que leur faible rendement électrique-optique global (< 10%).

2.5. Les lasers à cascade quantique

Les lasers à cascade quantique (LCQ) [17] constituent certainement la solution la plus intéressante. Ce sont des lasers semi-conducteurs dits unipolaires qui travaillent sur des transitions inter sous-bandes dans des puits quantiques (principalement en AsGa/AlAsGa ou en InAsGa/InAlAs). La transition laser a lieu entre deux niveaux discrets (niveaux 2 et 3 sur la Figure 1.3) des puits quantiques couplés qui constituent les zones émettrices : c'est une

transition inter sous-bande. La nature de la transition radiative des LCQ leur confère des propriétés physiques différentes des diodes classiques utilisant des transitions inter bandes. Tout d'abord, la longueur d'onde d'émission n'est pas liée à l'énergie de bande interdite du matériau, comme c'est le cas pour les diodes classiques, mais à l'agencement des 3 ou 4 puits couplés qui constituent les zones émettrices. C'est un des avantages des LCQ: la zone active peut ainsi être conçue pour émettre du MIR ($\sim 3 \mu\text{m}$) [18] à l'infrarouge lointain ($\sim 160 \mu\text{m}$) [19]. Une autre propriété intéressante des transitions inter sous-bande concerne le profil spectral du gain. En effet, les deux sous-bandes de la transition optique appartiennent à la bande de conduction et leur dispersion dans le plan parallèle aux couches de la zone active a donc la même courbure. Par conséquent, les transitions entre les sous-bandes se font à une même énergie et il en résulte que le gain dans les LCQ présente un profil spectral piqué. Il s'agit d'une Lorentzienne dont la fréquence centrale dépend de la largeur des puits et dont la largeur à mi-hauteur de l'ordre de 10 meV pour des structures émettant dans le MIR. D'autre part, à cause des règles de sélection des transitions inter sous-bande, l'émission des LCQ est polarisée linéairement dans une direction perpendiculaire aux couches [17].

La zone active est constituée de quelques dizaines de ces zones émettrices séparées par des zones d'injection (ou injecteurs) chargées de faire transiter les électrons d'une zone émettrice à l'autre par effet tunnel. Ces injecteurs sont en fait constitués d'un grand nombre de puits quantiques fortement couplés qui forment un super-réseau. Ce super-réseau est vu par les électrons comme un réseau de Bragg en optique. Ainsi on voit apparaître des bandes permises et des bandes interdites pour les électrons. Leur rôle est crucial pour le transport des électrons dans la structure puisqu'elles permettent de les amener sur le niveau 3, de les obliger à se désexciter vers le niveau 2 puis de les extraire rapidement du niveau 1 (Figure 1.3). En transitant d'une zone émettrice à l'autre via les injecteurs, un même électron est donc recyclé plusieurs fois et est réutilisé à chaque zone de gain pour l'émission d'un photon, c'est l'effet «cascade». Le principe général de la zone active est schématisé sur la Figure 1.3. Nous ne présentons ici que les grands principes du LCQ, la conception complète d'une zone active étant beaucoup plus complexe, mentionnons notamment la gestion du temps de vie des différents niveaux, essentielle pour assurer une inversion de population. Le dessin et l'étude du transport électronique dans les zones actives dans les LCQ continuent d'être des domaines de recherche très actifs. Aujourd'hui, des améliorations sont encore possibles dans le dessin de ces structures, citons, par exemple, les lasers sans injecteurs [20].

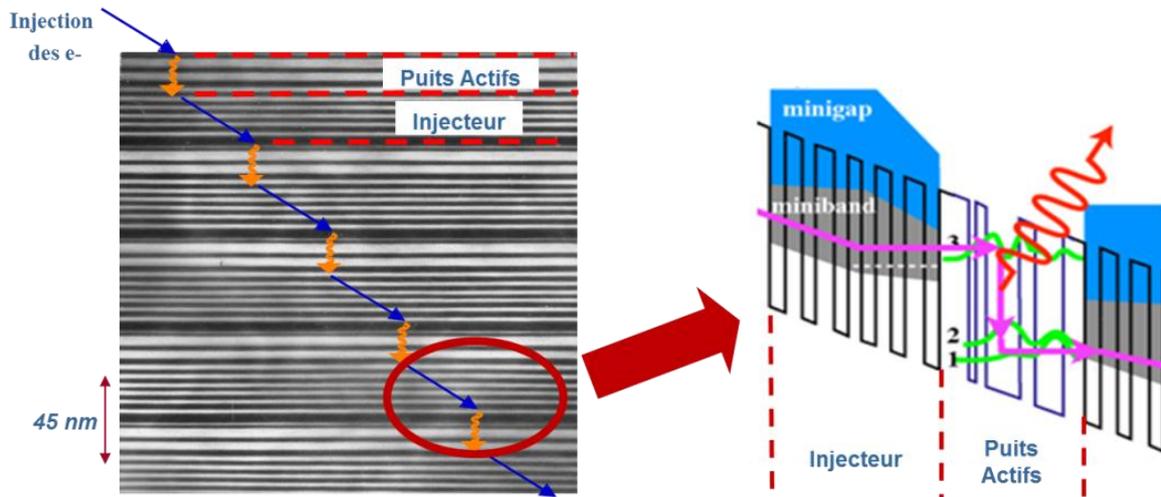


Figure 1.3. (Gauche) Photo de microscopie à transmission électronique de la zone active d'un LCQ (Droite) Schéma d'une zone active d'un LCQ constituée d'un injecteur et d'une zone d'émission. La mini-bande de l'injecteur et les niveaux discrets des puits actifs sont représentés [21].

Ces lasers possèdent un énorme potentiel et sont en plein essor. La longueur d'onde d'émission n'étant pas liée à l'énergie de bande interdite des matériaux, les LCQ permettent de couvrir les bandes II et III en utilisant des composés semi-conducteurs bien maîtrisés technologiquement. Les LCQ fournissent aujourd'hui des puissances moyennes qui dépassent le watt à température ambiante mais avec une qualité de faisceau rarement précisée. Citons un record récent de 5.1 W à 4.9 μm [22] avec une efficacité électrique-optique de $< 20\%$ en régime continu (27% en régime pulsé).

Pour aller au-delà des performances actuelles, diverses approches sont étudiées. La première concerne l'optimisation de l'émetteur simple, tant sur la conception de la zone active que sur l'extraction de la chaleur. En effet, cette dernière considération est très importante pour les LCQ étant donné leur faible rendement électrique/optique comparé à celui des diodes classiques (70 à 80%). Différentes techniques ont été imaginées pour extraire au mieux la chaleur générée comme par exemple l'utilisation de guides enterrés. Pour obtenir encore plus de puissance, la réalisation de barrettes a été envisagée mais semble particulièrement difficile dans le cas des LCQ. En effet, à cause de leur faible rendement électrique/optique, la chaleur générée par une diode va augmenter le seuil de ses voisines et donc diminuer la puissance extraites des autres diodes qui vont à leur tour générer plus de chaleur. Au final, l'effet peut être catastrophique et aller jusqu'à l'extinction de la barrette de LCQ. C'est pour cette raison que peu de travaux sur les barrettes de LCQ ont été menés jusqu'ici [23]. Enfin, toujours dans le but d'augmenter les performances, quelques rares travaux ont abordé, comme nous le verrons dans la partie suivante, la solution de combinaison de faisceaux dans le cas des LCQ.

2.6. Synthèse

Pour les applications DIRCM, la source laser doit être à la fois puissante (une puissance largement supérieure au watt en régime continu), présenter une bonne qualité de faisceau, couvrir potentiellement toute la bande II et être compacte et robuste. Pour toutes ces raisons, deux options sont retenues parmi toutes les possibilités énoncées précédemment : les lasers à cascade quantique et les sources paramétriques. Ces dernières fournissent pour

l'instant plus de puissance et présentent un meilleur rendement mais les LCQ sont en bonne voie pour atteindre les mêmes niveaux de puissance. Par contre, les LCQ sont plus intéressants du point de vue de la compacité et de la simplicité que peut offrir un laser pompé électriquement par rapport à une source paramétrique plus complexe. Le Tableau 1.1 présente une comparaison des performances actuelles des LCQ et des sources paramétriques.

Tableau 1.1 Comparaison des performances des LCQ et des sources paramétriques en bande II.

Solutions	Sources Paramétriques	Lasers à Cascade Quantique
Puissance Moyenne	7.7 W (OP-AsGa) 14 W (ZGP)	5 W
Accordabilité	Toute la bande	Toute la bande
Pompage	Optique	Electrique
Rendement	$\eta_{\text{elec-opt}} < 10\%$	$\eta_{\text{elec-opt}} < 20\%$

3. La combinaison de faisceaux

3.1. L'amélioration de la luminance des sources laser

La problématique de montée en puissance dans le MIR qui nous intéresse ici a déjà été explorée dans d'autres gammes de longueurs d'onde (surtout le proche infrarouge). Que ce soit pour les lasers à fibre ou les diodes laser la première solution pour obtenir plus de puissance est d'augmenter le volume du milieu à gain (on augmente le diamètre du cœur de la fibre ou la largeur du guide de la diode). Mais la montée en puissance qui en résulte se fait presque toujours au détriment de la qualité spatiale du faisceau laser. Or pour conserver une densité surfacique de puissance suffisante pour éblouir un autodirecteur de missile à grande distance la qualité spatiale du faisceau est primordiale. Le paramètre qui nous intéresse n'est donc pas la puissance seule du laser, mais sa luminance L définie comme la puissance divisée par l'étendue géométrique du faisceau de sortie. L'étendue géométrique est égale à la surface S de la zone émettrice multipliée par l'angle solide $\Delta\Omega$ du faisceau :

$$L = \frac{P}{S\Delta\Omega} \quad (1-1)$$

Pour quantifier la qualité de faisceau laser, on introduit le paramètre M^2 qui quantifie l'écart du faisceau à un faisceau gaussien limité par la diffraction et dont le champ proche aurait la même largeur. Ainsi, dans le cas d'un faisceau laser elliptique de puissance P , émettant à une longueur d'onde λ et présentant des qualités de faisceau M_x^2 et M_y^2 dans les deux directions x et y , la luminance s'écrit :

$$L = \frac{P}{M_x^2 M_y^2 \lambda^2} \quad (1-2)$$

Les notions de champs proches et lointains ainsi que de qualité de faisceau sont reprises en détail dans l'annexe A.

Plusieurs solutions existent pour améliorer la luminance des sources laser. Nous ne nous intéresserons pas ici aux techniques visant à travailler à l'augmentation de luminance sur un mono-émetteur comme les guides évasés [24]. La solution étudiée ici est d'utiliser plusieurs LCQ standard en parallèle et de les combiner. Le cas d'une combinaison idéale où l'on somme les puissances des sources utilisées tout en conservant les propriétés de propagation du faisceau d'une source unitaire, est représenté sur la Figure 1.4. Une multitude de méthodes ont été explorées pour réaliser la combinaison de tout type de lasers allant des fibres aux diodes en passant par les lasers solides. Dans la littérature, deux grandes familles de techniques de combinaison de faisceaux se distinguent : la combinaison incohérente et la combinaison cohérente [25]. Comme nous le verrons par la suite, ces deux familles de méthodes sont deux mondes à part aux exigences bien différentes.



Figure 1.4. Combinaison idéale de N lasers de puissance et de qualité de faisceau identiques.

Définissons dès à présent une grandeur utile pour quantifier la qualité de la combinaison de faisceaux : l'efficacité de combinaison. Dans la littérature on la trouve définie comme le rapport de la puissance du faisceau combiné P_c et de la somme des puissances des émetteurs individuels P_i :

$$\eta = \frac{P_c}{\sum_{i=1}^N P_i} \quad (1-3)$$

La comparaison entre la qualité de faisceau du faisceau combiné et de la qualité de faisceau d'un émetteur individuel est précisée à part.

Les paragraphes suivants sont consacrés au recensement non exhaustif des différentes architectures de combinaison de faisceaux en général et plus particulièrement des sources émettant dans le moyen infrarouge.

3.2. Combinaison incohérente

Pour la combinaison incohérente, seules les puissances des champs électromagnétiques sont sommées. Par exemple on peut utiliser deux sources travaillant sur des états de polarisation orthogonaux et les superposer en champ proche et en champ lointain à l'aide d'un simple cube séparateur de polarisation. Une autre solution consiste à utiliser plusieurs sources travaillant à des longueurs d'onde différentes que l'on superpose en champ proche et en champ lointain à l'aide d'un réseau de diffraction.

3.2.1.

La combinaison de polarisation

Le principe de la combinaison par polarisation est décrit sur la Figure 1.5. Il s'agit de superposer deux faisceaux laser dont les états de polarisation sont orthogonaux à l'aide d'un cube polariseur. La luminance après combinaison par polarisation est donc la somme des luminances des deux lasers. Cette technique est intrinsèquement 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 et peu coûteux de combiner deux émetteurs. Cette méthode a déjà été implémentée dans le MIR : dans [26], les auteurs combinent deux LCQ à $4.7 \mu\text{m}$ à l'aide d'une lame de silice utilisée sous incidence de Brewster. Comme expliqué précédemment, l'émission des LCQ est polarisée linéairement dans une direction perpendiculaire aux couches qui constitue la zone active [17]. Cette propriété favorise la combinaison de polarisation puisqu'il suffit de tourner de 90° un des deux LCQ pour obtenir deux polarisations linéaires orthogonales. Ainsi, 82% de la somme des puissances des deux faisceaux se retrouve dans le faisceau combiné.

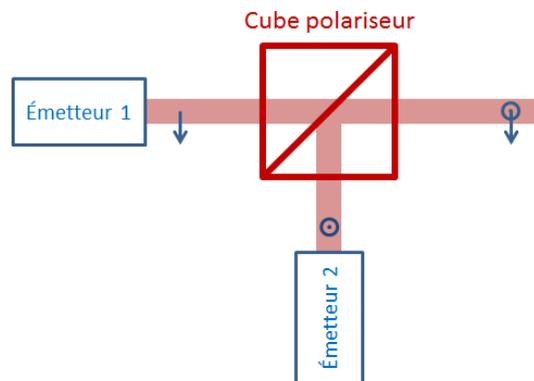


Figure 1.5. Schéma de principe du couplage par polarisation.

3.2.2.

La combinaison spectrale

Une autre solution pour combiner de manière incohérente plusieurs faisceaux laser consiste à effectuer un multiplexage en longueur d'onde. Il existe deux techniques de multiplexage en longueur d'onde présentées sur la Figure 1.6.

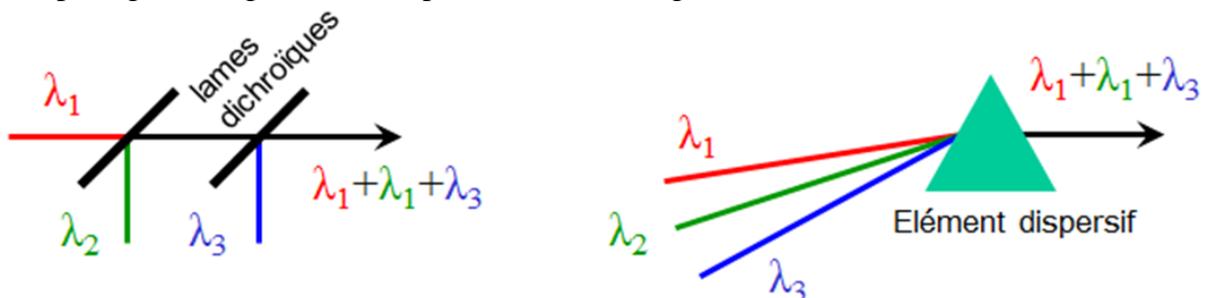


Figure 1.6. Schéma de principe de la combinaison spectrale. (Gauche) Avec des lames dichroïques (Droite) Avec un élément dispersif (prisme ou réseau de diffraction).

Dans le cas de la méthode utilisant des lames dichroïques, les traitements sur la n ème lame doit réfléchir la longueur d'onde λ_n et transmettre les longueurs d'onde $\lambda_{i < n}$. Ce procédé peut devenir coûteux si l'on veut combiner un grand nombre d'émetteurs. Cette technique a également été appliquée en utilisant des réseaux de Bragg en volume [27].

Dans le cas de la méthode utilisant un élément dispersif, les longueurs d'onde et angles d'incidence des différents faisceaux doivent être contrôlés pour faire en sorte que tous les faisceaux soient diffractés dans la même direction. Il faut donc que la longueur d'onde de chaque laser soit connue et fixe. Pour cela deux méthodes peuvent être envisagées :

- la première consiste à utiliser des émetteurs dont la longueur d'onde est bien définie et stable comme les diodes à contre-réaction répartie (ou DFB).
- la deuxième, plus élégante, consiste à insérer l'élément dispersif dans une cavité externe comme sur la Figure 1.7.

Sur la Figure 1.7, la facette de sortie de chaque émetteur (des diodes laser dans ce cas) est traitée antireflet de telle sorte que la cavité s'étend de la facette arrière de la barrette jusqu'au miroir de sortie. Ainsi chaque diode est insérée dans une cavité externe comprenant la lentille de Fourier et le réseau de diffraction. La lentille de Fourier transforme la position de chaque émetteur sur la barrette en un angle d'incidence sur le réseau de diffraction et assure que tous les faisceaux sont superposés au niveau du réseau. Ensuite, la cavité externe va sélectionner une longueur d'onde différente pour chaque laser de la barrette selon son angle d'incidence sur le réseau (fixée par la loi des réseaux) de telle sorte que le faisceau diffracté soit perpendiculaire au miroir de sortie. La longueur d'onde de chaque émetteur s'auto-adapte pour que tous les faisceaux soient colinéaires en sortie de cavité.

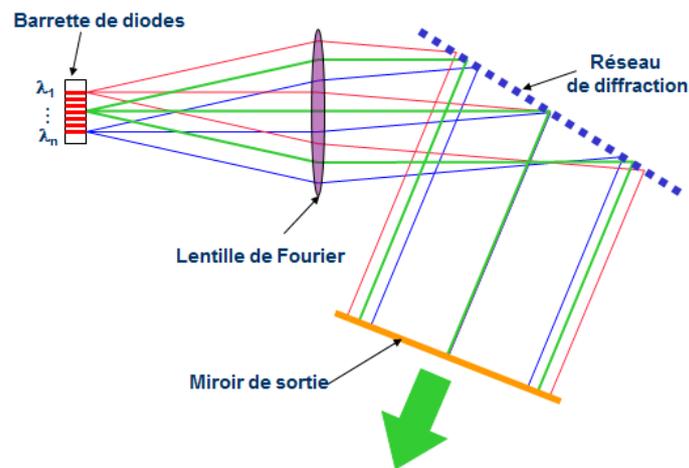


Figure 1.7. Principe de la combinaison spectrale d'une barrette de diodes en cavité externe.

Cette méthode a été implémentée pour combiner notamment des diodes [28] et des fibres [29]. Dans la région du MIR, des travaux ont été menés récemment concernant la combinaison spectrale de LCQ. Ainsi, dans [30], les auteurs ont réalisé la combinaison spectrale d'une barrette de 6 LCQ émettant à 4.6 μm en régime pulsé. Ils ont obtenu une puissance multipliée par 3 (soit une efficacité de combinaison de 50%). Citons également [31], où les auteurs combinent une barrette de 28 LCQ de type DFB dont la longueur d'onde d'émission est régulièrement espacée entre 8.7 et 9.4 μm . Ici le schéma proposé est simplifié puisqu'il n'est pas utile d'utiliser une cavité externe pour fixer les longueurs d'onde de chaque LCQ. Les auteurs annoncent une efficacité de combinaison de 55%.

De manière générale, on estime à quelques centaines, le nombre maximal de diodes que l'on peut ainsi combiner. Ce nombre dépend de la focale de la lentille de Fourier, de la

dispersion du réseau, de l'espace des émetteurs sur la barrette et de la largeur de la gamme spectrale que peuvent couvrir les diodes de la barrette.

Le principal désavantage de cette méthode est que, par définition, le spectre d'émission est constitué d'autant de longueurs d'onde qu'il y a de lasers. La combinaison spectrale n'est donc pas adaptée pour des applications nécessitant un spectre étroit et nécessite d'utiliser des optiques insensibles au chromatisme.

3.3. Combinaison cohérente

3.3.1. Présentation

Historiquement, les travaux sur la combinaison de faisceaux concernaient majoritairement la combinaison cohérente. Ici, contrairement à la combinaison incohérente, les champs électromagnétiques des différents émetteurs sont additionnés. Ceci implique qu'à tout instant, l'amplitude (complexe et vectorielle) des champs est contrôlée. Ainsi, les spectres d'émission et la polarisation de tous les éléments à combiner doivent être identiques à tout instant. De même, les phases relatives des émetteurs doivent être fixes dans le temps et réglées de telle sorte que les faisceaux interfèrent constructivement dans une direction donnée. Il apparaît donc que, comparée à la combinaison incohérente où seules les puissances des faisceaux sont additionnées, la combinaison cohérente impose beaucoup plus de contraintes. Le principal enjeu de la combinaison cohérente réside dans le contrôle des phases des émetteurs. La phase individuelle de chaque faisceau doit être contrôlée à une fraction de longueur d'onde près pour compenser l'évolution des phases relatives due aux perturbations induites par l'environnement autour du système. En contrepartie de toutes ces contraintes supplémentaires, la combinaison cohérente permet d'obtenir une source laser de grande luminance sans élargir le spectre d'émission comme c'est le cas pour combinaison spectrale.

La combinaison cohérente de faisceaux a été utilisée pour tout type de lasers : solides, semi-conducteurs, gaz et fibres [25]. De très nombreuses méthodes ont été implémentées, elles peuvent être classées, par exemple, en deux grandes familles: les méthodes passives (le couplage évanescent, les résonateurs commun et les méthodes non-linéaires) et les méthodes actives. Les techniques passives consistent à induire un couplage, c'est-à-dire un échange de photons, entre les émetteurs. Grâce à ce couplage le système va s'auto-organiser pour assurer la combinaison des faisceaux. Aucune action extérieure n'est nécessaire pour ajuster les phases des différents émetteurs. Par opposition, on distingue les techniques dites actives où une boucle de rétroaction est utilisée de manière à optimiser de façon itérative la phase de chaque émetteur pour assurer la combinaison de faisceaux. Il existe une autre manière de classer les méthodes de combinaison cohérente : les configurations multi-pupillaires et mono-pupillaires (voir Figure 1.8).

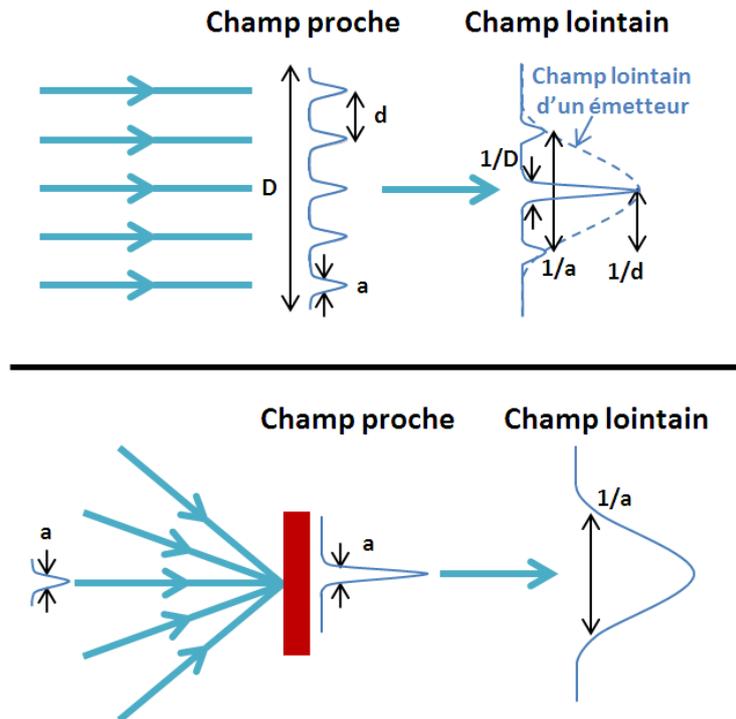


Figure 1.8. Combinaison cohérente dans le cas multi-pupillaire (Haut) et mono-pupillaire (Bas).

Les configurations mono-pupillaires réalisent la combinaison des faisceaux en champ proche. Le faisceau combiné est identique à celui d'un émetteur unique en champ proche comme en champ lointain. Au contraire, les configurations multi-pupillaires ne réalisent la combinaison des faisceaux qu'en champ lointain. Le champ proche est constitué d'autant de lobes qu'il y a de faisceaux à combiner. Le champ lointain est le résultat des interférences de ces lobes : il est lui-même constitué de plusieurs lobes dont le nombre dépend du taux de remplissage du champ proche.

3.3.2. Combinaison cohérente passive

3.3.2.1. Le couplage évanescent

Afin d'induire un couplage entre les émetteurs d'une barrette de diodes laser, la solution la plus directe consiste à positionner les émetteurs suffisamment proches les uns des autres de telle sorte que les parties évanescentes des modes guidés des différentes diodes se recouvrent partiellement. On parle alors de couplage par ondes évanescentes. Dans le proche infrarouge, le pas typique entre les émetteurs de la barrette est de quelques microns. Le principal inconvénient du couplage évanescent est que dans la plupart des cas le mode global de la barrette (ou supermode) favorisé est le mode « en opposition de phase » où deux émetteurs adjacents sont déphasés de π l'un par rapport à l'autre. Ceci s'explique en partie par le fait que ce supermode est celui qui présente le moins de pertes. En effet, son profil spatial possède des nœuds entre les guides et donc un recouvrement optimal avec les zones de gain de la barrette. Par exemple, le supermode « en phase », où tous les émetteurs ont la même phase, présente un profil de champ qui ne s'annule pas entre deux guides et donc des pertes supérieures à celles du mode « en opposition de phase ».

Il s'agit d'une configuration multi-pupillaire : en champ lointain, le mode « en opposition de phase » présente des lobes supplémentaires ce qui conduit à une dégradation de la qualité spatiale du faisceau [32], [33]. Typiquement, étant données les dimensions de ce type de barrette de diodes, on observe en champ lointain deux lobes principaux d'intensité similaires accompagnés de lobes parasites d'intensités moindres. En outre, ce défaut s'aggrave avec la puissance émise par le réseau de diodes lasers. Il s'agit là du principal défaut du couplage par ondes évanescentes. Pour favoriser le mode en phase et augmenter le couplage, une autre solution consiste à placer les zones de gain et les zones de guidage en quinconce. L'émission laser est ici guidée par le gain dans chacune des diodes [34]. Le couplage entre les émetteurs s'effectue grâce aux ondes de fuite dans les zones d'indice fort, on parle aussi d'antiguillage. On montre théoriquement que cette architecture présente l'avantage de favoriser le mode « en phase » par rapport au mode « en opposition de phase ».

Si l'on s'intéresse au champ lointain des supermodes de ces réseaux d'émetteurs couplés par ondes évanescentes ou par ondes de fuites, on s'aperçoit qu'il présente un certain nombre de pics de diffraction (configuration multi-pupillaire). Dans le cas où le mode « en phase » a été sélectionné et où le taux de remplissage de la barrette est suffisamment élevé on obtient en champ lointain un lobe sur l'axe central contenant un fort pourcentage de la puissance totale de sortie. Ainsi, dans [35], les auteurs obtiennent 58% de l'énergie totale dans le lobe central du mode « en phase ». Si l'on filtre ce lobe central, on pourrait alors parler de combinaison de faisceaux avec une efficacité de combinaison de 58%.

En conclusion, les performances des barrettes de diodes lasers couplées par ondes évanescentes ou par ondes de fuite, sont actuellement limitées à quelques centaines de milliwatts [33]. La principale limitation ici est la très grande instabilité de l'émission à forte puissance. Il est extrêmement compliqué de fixer le mode « en phase » lorsque l'on cherche en même temps à extraire beaucoup de puissance : la plus petite instabilité peut provoquer un saut de mode de la barrette. D'autre part, la combinaison d'un grand nombre de diodes pose ici problème. En effet, le couplage se fait de proche en proche, ce qui signifie que les erreurs de phase vont se propager à toute la barrette et détériorer la qualité de la combinaison. Pour toutes ces raisons, la plupart des pistes actuelles pour réaliser la combinaison d'un grand nombre de faisceaux concernent le couplage en cavité externe.

3.3.2.2. *Le couplage en cavité externe*

Ici, les éléments à combiner sont placés dans une cavité externe commune. L'émission de chaque émetteur se trouve ainsi partiellement réinjectée dans ses voisins. La rétroaction fournie par la cavité externe commune assure le couplage entre les différents émetteurs. Une multitude d'architectures fonctionnant sur ce principe ont été développées par le passé pour combiner tout type de lasers [25]. Nous présentons des exemples de couplage en cavité externe en configuration mono-pupillaire et multi-pupillaire.

- Configuration multi-pupillaire : l'exemple des cavités Talbot

L'effet Talbot est un phénomène d'auto imagerie en champ proche. En effet, on peut montrer en optique de Fresnel que le champ diffracté par une distribution périodique infinie (de période d) de sources monochromatiques (de longueur d'onde λ) se reproduit identique à

lui-même après une distance $L_T = 2d^2/\lambda$, appelée "distance de Talbot" [36], [37]. La structure transverse du champ dans le plan de Talbot reproduit exactement celle du champ initial. Cependant, le champ dans ce plan n'est pas une image au sens géométrique, car il n'y a pas de relation de conjugaison point à point entre le plan de Talbot et le plan initial. Ainsi, dans l'exemple de la Figure 1.9, N sources lasers monochromatiques, de même longueur d'onde λ se trouvent auto imagées dans le plan de Talbot. Notons que d'autres structures intéressantes apparaissent dans les sous plans situés à des distances sous-multiples de L_T .

Une cavité Talbot est une cavité externe utilisant cet effet d'auto imagerie. Elle est constituée d'une barrette d'émetteurs identiques disposés périodiquement et d'un miroir partiellement réfléchissant placé à une demi-distance Talbot de la facette de sortie de la barrette (Figure 1.9). Après chaque aller-retour, le champ complexe émis par la barrette se retrouve ré-imagé sur lui-même. Grâce à la diffraction, chaque diode de la barrette reçoit de la lumière de la part de toutes les autres, et au fil des aller et retour, cette interaction conduit au couplage des N diodes entre elles. Ainsi, la cavité externe force un fonctionnement cohérent de la barrette.

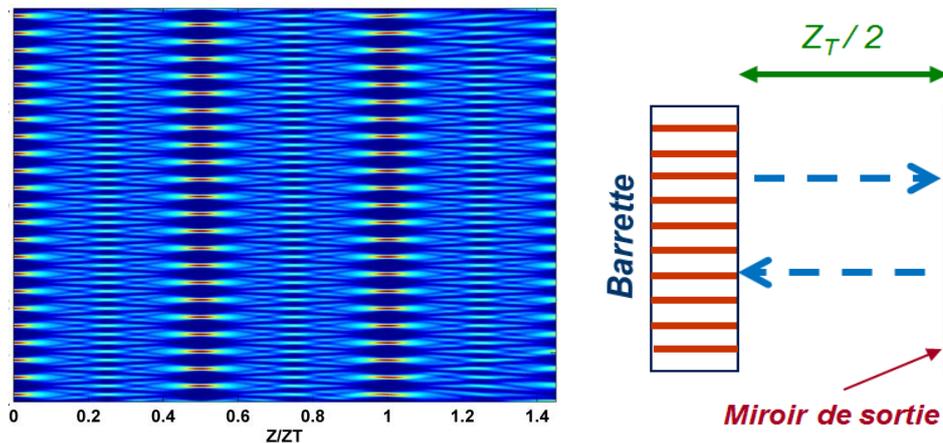


Figure 1.9. (Gauche) Champ diffracté par un réseau périodique de sources monochromatiques et en phase (Droite) Schéma de principe d'une barrette en cavité externe de type Talbot.

En pratique, pour une barrette en cavité Talbot il existe d'autres modes que le mode « en phase » (tous les émetteurs ont la même phase) présenté sur la Figure 1.9. On montre que pour une barrette de N émetteurs, N modes peuvent en théorie coexister dans la cavité Talbot. Diverses techniques ont été développées pour discriminer les modes et favoriser un mode unique stable. Citons notamment l'utilisation d'une cavité de longueur $Z_T/4$ et d'un miroir de sortie incliné [38].

La cavité Talbot est un exemple de combinaison cohérente en configuration multipupillaire. Le champ lointain de l'émission de la cavité comporte plusieurs lobes de diffraction, le nombre de lobes dépendant du taux de remplissage de la barrette. Or, pour favoriser la discrimination entre les modes de la cavité on utilise généralement des barrettes à faible taux de remplissage (30% typiquement) ce qui implique la présence de nombreux pics de diffraction en champ lointain. Le simple filtrage du lobe central comme suggéré pour les barrettes couplées par ondes évanescentes (voir 3.3.2.1) va donc s'accompagner de pertes importantes. Cependant, pour peu que l'on ait réussi à forcer un fonctionnement monomode stable de la barrette, ce champ de sortie multilobé pourra toujours être combiné en un seul

lobe gaussien à l'aide d'un réseau de phase. Dans [39], les auteurs montrent ainsi la combinaison à l'aide d'un réseau de phase du champ de sortie de la cavité Talbot (taux de remplissage de 30%) en un seul lobe gaussien contenant 44% de la puissance totale.

Les travaux concernant les cavités Talbot ont principalement été réalisés avec des barrettes de diodes émettant dans le proche infrarouge. Aucune étude n'a été menée dans ce domaine en bande II. Les seules réalisations dans le MIR ont été réalisées en bande III et ont concerné la mise en phase de lasers CO₂ [40]. En bande II, étant données les contraintes sur l'espacement des émetteurs, l'utilisation de barrettes de LCQ semble être la seule solution envisageable. Cependant, nous avons vu précédemment que la réalisation de telles barrettes est en soi un défi technologique dans le cas des LCQ [23].

- Configuration mono-pupillaire

Dans ce cas, la cavité externe force la mise en phase des émetteurs et la superposition des faisceaux en champ proche et en champ lointain en une seule étape. Le schéma général de ce type de cavité est présenté sur la Figure 1.10. Les émetteurs sont placés dans un résonateur commun à plusieurs bras couplés entre eux. La cavité globale, s'étendant des miroirs de fond de cavité au miroir de sortie, va osciller sur le mode présentant le moins de pertes. Pour cela elle va établir une relation de phase fixe entre les différents bras et sélectionner la bonne relation de phase entre ces derniers pour que tous les faisceaux interfèrent constructivement dans le bras commun. Cette auto-organisation du système est totalement passive puisqu'elle est fondée sur la minimisation des pertes dans le résonateur commun. Au final, le système se verrouille sur des longueurs d'onde correspondant au maximum de gain des émetteurs et aux résonances de la cavité globale.

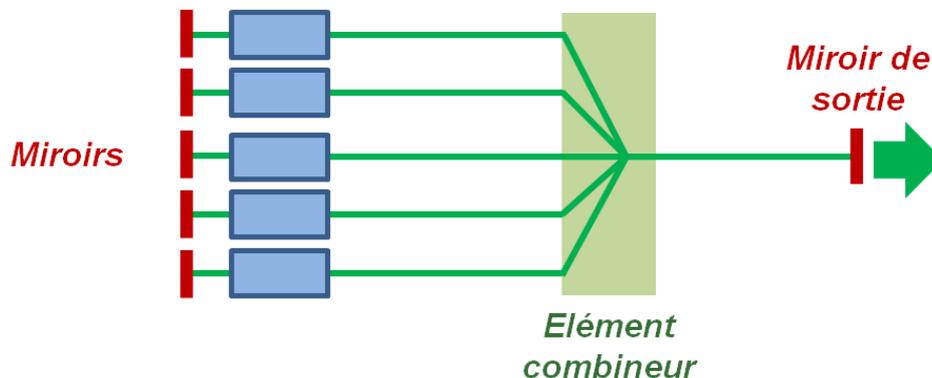


Figure 1.10. Principe général de combinaison cohérente passive de faisceaux en cavité externe.

L'exemple le plus simple de ce type de cavité « interférométrique » est la cavité de type Michelson. Il s'agit du schéma présenté ci-dessus appliqué au cas $N = 2$ émetteurs. Les cavités Michelson ont été appliquées pour la combinaison de faisceaux de fibres [41], [42], de lasers solides [43], [44] et de diodes laser [45].

Les efficacités typiques de combinaison mesurées sont toutes excellentes : 80% pour les lasers solides [43], 85% pour les diodes [45] et 93.6% [41] pour les fibres. Les auteurs insistent également sur la stabilité de la puissance du faisceau de sortie (4% pic-à-pic). Cette méthode simple, efficace et stable ne se limite pas à la combinaison de deux émetteurs. Des travaux ont été menés pour l'étendre au couplage de plusieurs éléments à l'aide de cavités Michelson imbriquées.

Ainsi, dans le domaine des lasers solides, la combinaison de 16 sections d'un barreau de Nd :YAG ont été combinés en un unique faisceau gaussien avec une efficacité de 88% [46]. Mentionnons également, le développement de cavité Mach-Zender dont le principe est analogue aux cavités Michelson. Ainsi, dans [47], les auteurs montrent la combinaison de 2 fibres dans une cavité Mach-Zender avec une efficacité de 99% ainsi que la combinaison de 4 fibres dans une architecture comprenant deux cavités Mach-Zender imbriquées avec une efficacité de combinaison de 95%.

Au lieu de cascader les cavités Michelson, une autre solution consiste à insérer dans la cavité externe un coupleur Nx1. Ainsi J. Leger et son équipe du M.I.T ont proposé en 1986 d'utiliser un réseau de Dammann intra-cavité pour coupler 6 diodes laser [48], [49]. Un réseau de Dammann est un réseau de phase binaire conçu pour séparer un faisceau incident en N faisceaux de puissances égales avec la meilleure efficacité possible [50], [51]. Le réseau utilisé dans [48] est un séparateur de faisceau 1x6 avec une efficacité de séparation de 81%. Le schéma de la cavité est reporté sur la Figure 1.11.

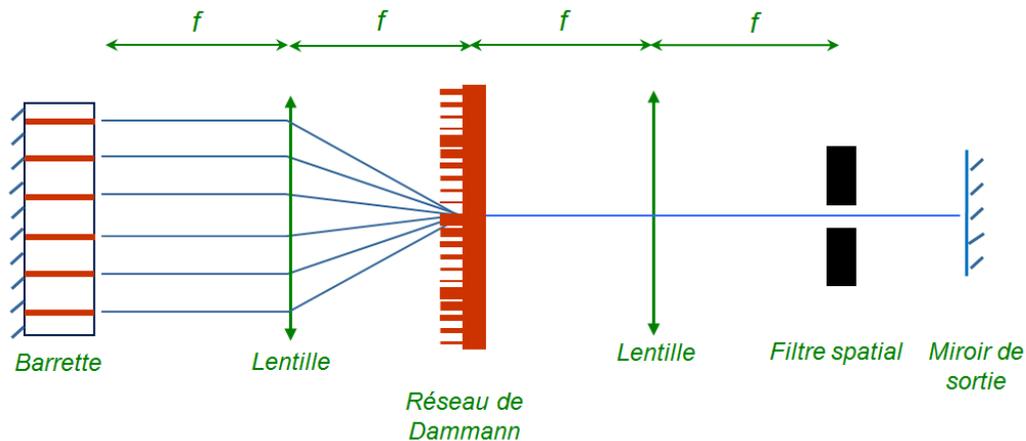


Figure 1.11. Schéma de principe d'une cavité externe utilisant un réseau de phase [48].

Le réseau de Dammann est placé dans le plan de Fourier de la première lentille. La focale est choisie pour que l'inclinaison des faisceaux incidents coïncide avec les six ordres diffractés par le réseau. Un diaphragme laisse passer l'ordre central intense et bloque les résidus de lumière transmis sur les ordres supérieurs. Enfin, un miroir de sortie partiellement réfléchissant ferme la cavité. Il réfléchit ainsi en sens inverse une partie de la lumière reçue qui est à nouveau diffractée par le réseau vers les six diodes, assurant ainsi leur couplage. Comme pour toutes les cavités présentées dans cette section, le principe de combinaison cohérente repose sur la minimisation des pertes dans la cavité externe. Ainsi, la cavité va assurer la mise en phase des émetteurs et sélectionner la bonne relation de phase pour que les faisceaux interfèrent constructivement dans le bras commun, correspondant ici à l'ordre central du réseau. Les auteurs mesurent une efficacité de combinaison de 68% pour une efficacité théorique du réseau de 81%. De plus, le faisceau combiné présente une figure de diffraction en champ lointain identique à celle d'un émetteur unique.

Dans le domaine des fibres l'utilisation de coupleurs Nx1 a également été mise à profit pour la combinaison de faisceaux. Ainsi, la combinaison de 8 fibres a été démontrée [52] en utilisant deux coupleurs 4x1 et un coupleur 2x1.

L'efficacité mesurée est de 81.6% pour 8 voies, contre une efficacité de 93.6% mesurée dans les mêmes conditions pour la combinaison de deux voies [41]. Cette baisse de l'efficacité de combinaison avec le nombre d'émetteurs à combiner est un phénomène généralement observé pour la combinaison en cavité externe. Comme nous le verrons plus en détail dans le Chapitre 2, cet effet s'explique par la difficulté pour la cavité commune de trouver une longueur d'onde sur laquelle osciller. En effet, les conditions sont sévères : il s'agit de trouver un mode longitudinal commun à tous les bras de la cavité et qui corresponde en plus à un maximum de gain pour les émetteurs. Une première approche, souvent citée, pour tenter d'expliquer et de quantifier cet effet a été menée par la même équipe [53].

Enfin, citons une méthode élégante pour combiner des diodes en cavité externe de manière monolithique. Il s'agit d'une cavité « en arbre » où les guides des diodes sont courbés pour se rejoindre sur une partie commune à toutes les branches située juste avant la facette de sortie. Cette méthode a d'abord été implémentée pour les diodes classiques [54] avant d'être utilisée récemment dans le MIR pour la combinaison de LCQ. Le principe a dans un premier temps été validé sur des cavités à deux branches [55] avant de démontrer la combinaison de 6 LCQ dans une cavité en arbre [56].

Les auteurs montrent ainsi la combinaison cohérente en cavité arbre de 6 LCQ émettant aux alentours de 10 μm en régime pulsé. Le profil en champ lointain du faisceau de sortie est très proche de celui d'un émetteur unique. Malheureusement, la puissance de sortie obtenue avec ce genre de méthode n'excède pas pour l'instant celle d'un émetteur unique, de telle sorte que le gain en luminance est nul.

3.3.3. *Combinaison cohérente active*

Les techniques de combinaison cohérente active utilisent une architecture MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) : un laser maître est amplifié dans plusieurs bras disposés en parallèle et les phases des rayonnements en sortie de ces amplificateurs sont ajustées de façon active par des modulateurs placés sur chacun d'eux. Cette méthode, largement utilisée dans le domaine des fibres, est également bien adaptée à l'utilisation de diodes et pourrait être appliquée à la combinaison cohérente de LCQ. L'avantage des techniques actives de combinaison cohérente est que le nombre de voies que l'on peut ainsi superposer n'est, a priori, pas limité. Citons par exemple, un record récent concernant la combinaison cohérente de 64 fibres par une méthode d'interférométrie à décalage quadrilatéral [57] ou encore la combinaison de 218 diodes par minimisation itérative des erreurs de phase [58].

Nous donnons ici un exemple de combinaison cohérente active diodes laser par minimisation itérative des erreurs de phase, réalisée récemment par une équipe du MIT [58]. Le schéma de principe de cette méthode est présenté sur la Figure 1.12. Le faisceau d'une diode laser monomode, stabilisée en longueur d'onde, est injecté à l'aide d'un élément diffractif optique (DOE) dans 218 amplificateurs semi-conducteurs. Le faisceau est réfléchi et effectue donc un aller-retour dans les amplificateurs, puis est recombinaison par le DOE. Un détecteur CCD, placé dans le plan où se superposent les faisceaux, est diaphragmé pour ne laisser passer qu'une fraction du lobe central. Un processus d'optimisation itératif rétroagit sur les courants d'alimentation de chaque amplificateur pour maximiser l'intensité traversant le diaphragme. Lorsque la boucle de rétroaction est ouverte, les phases relatives des amplificateurs varient au cours du temps à cause des perturbations induites par

l'environnement. Par conséquent, le faisceau de sortie présente une qualité spatiale très mauvaise comparée à celle d'un émetteur unique. Par contre, lorsque la boucle de rétroaction est fermée, les phases des N bras sont contrôlées pour que les faisceaux interfèrent constructivement. Le profil en champ lointain sera alors constitué d'un seul lobe contenant toute la puissance provenant de chaque amplificateur.

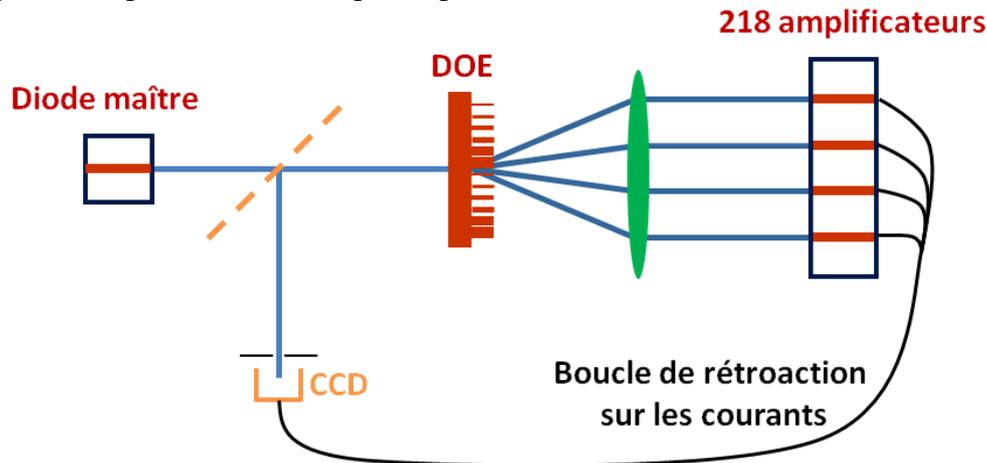


Figure 1.12. Principe général de mise en phase par contrôle actif de la phase [58].

La mesure des déphasages entre les bras nécessite de pouvoir identifier le signal issu de chacune d'elle. Il existe différentes techniques pour l'analyse des phases des différents bras. On distingue quelques grandes familles :

- Minimisation itérative des erreurs : il s'agit en fait de la méthode présentée sur la Figure 1.12. Le détecteur, placé dans le plan où se superposent les faisceaux, est diaphragmé pour ne laisser passer qu'une fraction du lobe central. Un processus d'optimisation itératif rétroagit sur les phases pour maximiser l'intensité traversant le diaphragme [59].
- Détection hétérodyne de la phase : on fait interférer séparément les faisceaux issus de chaque bras avec une référence commune. On remonte à la phase de chacune des voies en analysant les N figures d'interférence ainsi obtenues [60].
- Le marquage RF : les modulateurs de phase, en plus de corriger les déphasages, marquent chacune des voies par une fréquence radiofréquence de modulation qui lui est propre. Une fois les faisceaux superposés, il suffit alors de démoduler le signal pour identifier chaque voie et remonter au déphasage correspondant [61].

D'autres méthodes existent et ont notamment été étudiées à Thales R&T telles que l'interférométrie à décalage quadrilatéral [62] ou l'holographie numérique [63].

3.4. Synthèse sur la combinaison de faisceaux dans le MIR

La combinaison de faisceaux dans le moyen infrarouge est un domaine qui a été peu étudié jusqu'à présent. Avec l'apparition de LCQ de plus en plus puissants, quelques équipes commencent cependant à s'y intéresser. Leurs motivations concernent tantôt la spectroscopie [31], tantôt la montée en puissance dans le MIR. Pour la montée en puissance dans le MIR, une équipe a opté pour la combinaison cohérente monolithique à l'aide de cavités en arbre [56] alors que d'autres ont choisi la combinaison incohérente [30]. Les résultats obtenus pour ces différentes méthodes constituent surtout des preuves de principe et les puissances réellement combinées sont pour l'instant rarement mentionnées (voir Tableau 1.2).

Tableau 1.2. Principaux résultats de combinaison de faisceaux de LCQ

Equipe	Méthode de combinaison	Longueur d'onde (μm)	Nombre de LCQ	Efficacité de combinaison	M^2
Fraunhofer Institut [30]	Spectrale	4.6	6	50%	< 2
Fraunhofer Institut [26]	Polarisation	4.7	2	82%	< 2
Harvard [31]	Spectrale	8.7-9.4	28	55%	< 5
Université de Vienne [56]	Cavité en arbre	10.3	6	< 16%	1

Parmi les voies explorées, la combinaison spectrale de plusieurs mono-émetteurs en cavité externe proposée par [30] semble être la méthode la plus réaliste du point de vue technologique et matériel. En effet, cette méthode tire parti de la maturité du développement des puces unitaires et ne nécessite pas le développement de barrettes de LCQ [56] ou la réalisation de cavité en arbre monolithique [30]. Sur le plan matériel, la combinaison incohérente présente l'avantage de ne nécessiter qu'un réseau de diffraction classique dans le MIR qui se trouve actuellement dans le commerce.

Le domaine de la combinaison cohérente de LCQ n'en est qu'à ses débuts et de nombreuses techniques déjà développées dans d'autres domaines de longueur d'onde seront certainement appliquées au MIR dans un futur proche. Comme nous l'avons évoqué précédemment, les techniques impliquant des LCQ unitaires seront sans doute préférées dans un premier temps puisque le développement de barrettes de LCQ connaît pour l'instant des problèmes de gestion de la thermique à forte puissance. Mentionnons cependant une thèse débutée au III-V Lab qui vise à résoudre ces problèmes de thermique et qui a pour but la mise en phase par couplage évanescent entre guides parallèles [64]. Plusieurs architectures restent cependant envisageables : la combinaison spectrale de LCQ unitaires en cavité externe (comme explorée en [56]), la combinaison cohérente passive avec, par exemple, un schéma semblable à celui proposé sur la Figure 1.12 et la combinaison cohérente passive de LCQ unitaires en cavité externe.

4. Présentation des solutions étudiées pendant cette thèse

Dans cette thèse, les solutions explorées pour la montée en puissance dans le MIR ont concerné la combinaison cohérente passive de LCQ en cavité externe. Pour éviter l'utilisation de barrettes (voir 3.4), nous avons travaillé avec des LCQ unitaires fabriqués par le III-V Lab à Palaiseau émettant en bande II aux alentours de 4.5-4.6 μm . C'est à ces longueurs d'onde que sont actuellement obtenus les plus fortes puissances pour les LCQ. Plusieurs architectures de combinaison cohérente passive en cavité externe ont été explorées. Toutes les solutions étudiées ici réalisent la mise en phase des émetteurs ainsi que la combinaison en champ proche et champ lointain des faisceaux en une seule étape. Le principe de combinaison, fondé sur l'auto-organisation dans les cavités externes à N bras, est décrit au 3.3.2. Les émetteurs sont placés dans un résonateur commun à N bras couplés par un élément combinant 1 vers N.

Les LCQ sont traités antireflet pour empêcher qu'ils n'oscillent individuellement et ainsi favoriser leur mise en phase la cavité commune.

Dans un premier temps nous nous sommes intéressés aux cavités Michelson pour la combinaison de deux LCQ. Ces cavités ont l'avantage de ne nécessiter comme élément combineur qu'une simple lame semi-réfléchissante (voir Figure 1.13). Pour combiner plus de LCQ, nous avons développé dans un deuxième temps des cavités externes avec coupleur Nx1. Deux types de coupleurs ont été conçus : des réseaux de phase binaires (ou réseaux de Dammann) à l'efficacité limitée et des réseaux de phase multi-niveaux à motifs sub-longueur d'onde. Les réseaux de Dammann présentent une efficacité limitée (~80%) ce qui va introduire des pertes additionnelles non négligeables dans la cavité externe. Ces réseaux présentent cependant l'avantage d'être relativement simples à concevoir tant sur le plan théorique que technologique. Nous avons également étudié la possibilité de réaliser des réseaux de phase multi-niveaux à motifs sub-longueur d'onde qui présentent des efficacités proches de 100%. En revanche, ces derniers nécessitent la mise en œuvre de moyens théoriques et technologiques beaucoup plus importants.

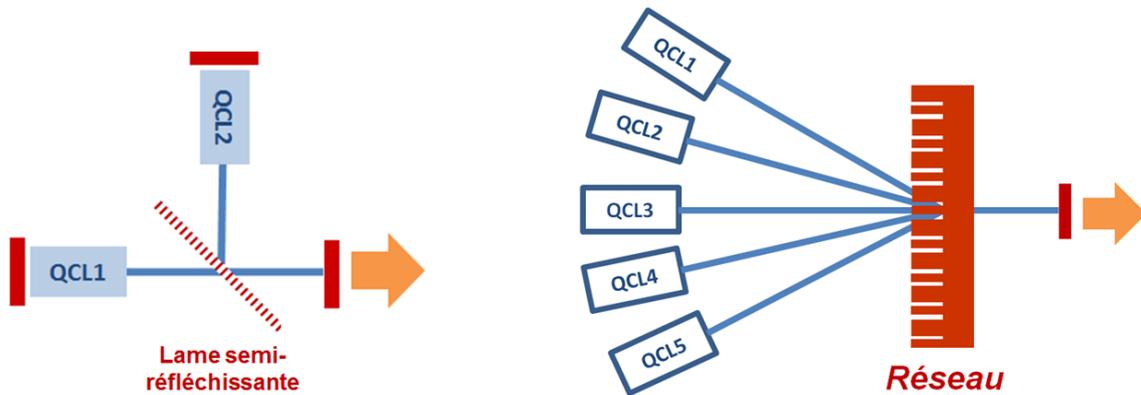


Figure 1.13. Architectures de combinaison cohérente passive de LCQ en cavité externe : (Gauche) cavité Michelson (Droite) cavité avec réseau de phase.

Nous présenterons au Chapitre 2 un modèle pour comprendre la combinaison cohérente dans les résonateurs à N bras. Il s'agit d'un outil théorique permettant d'étudier les résonances du système et de quantifier l'efficacité de combinaison en fonction de la configuration géométrique de la cavité et de la largeur de bande de gain des émetteurs.

Le Chapitre 3 sera consacré aux deux types de séparateurs de faisceaux étudiés ici : les réseaux de Dammann et les réseaux sub- λ . Les outils de modélisation et les routines d'optimisation utilisés pour concevoir ces structures seront présentés. Enfin, nous nous intéresserons à la fabrication de ces réseaux et aux contraintes technologiques associées.

Le Chapitre 4 décrit la réalisation expérimentale de combinaison cohérente de lasers à cascade quantique dans une cavité Michelson. Le Chapitre 5 concernera, quant à lui, la réalisation expérimentale de combinaison cohérente de cinq LCQ en cavité externe avec un réseau de Dammann. Les performances en termes de puissance, d'efficacité de combinaison et de qualité de faisceau seront analysées et comparées aux prédictions théoriques. Les limitations et les avantages de cette méthode sont analysés et des voies d'amélioration possibles sont identifiées.

2 Étude théorique de la combinaison cohérente de lasers dans une cavité externe

Nous définissons dans ce chapitre un cadre théorique pour la modélisation de la combinaison cohérente en cavité externe. L'architecture étudiée est celle du résonateur commun à N bras couplés telle que décrite au chapitre précédent et que l'on rappelle sur la Figure 2.1. La cavité globale s'étend des facettes arrière des LCQ au miroir de sortie : les longueurs typiques des bras sont de quelques dizaines de centimètres alors que les longueurs des LCQ sont de quelques millimètres avec un indice optique de 3.3. Les LCQ sont traités antireflet pour favoriser leur mise en phase la cavité commune.

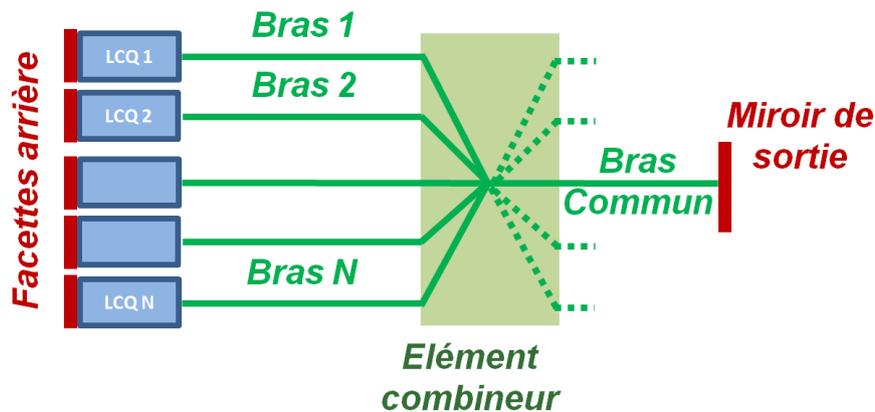


Figure 2.1. Schéma de combinaison cohérente passive de N LCQ dans une cavité externe à N bras

Nous développons dans ce chapitre un modèle capable de déterminer les résonances de la cavité commune à N bras. Il s'agit d'un modèle de « cavité froide » où les effets dus à la saturation du gain sont ignorés. Le but de cette étude est d'être capable de prévoir l'efficacité de combinaison en fonction des paramètres géométriques du résonateur commun et de la largeur de bande du gain des émetteurs. A partir de ce modèle nous étudierons les tolérances d'un tel système de combinaison « interférométrique » vis-à-vis des perturbations dues à l'environnement. En effet, les longueurs optiques des N bras de la cavité varient au cours du temps de manière indépendante à cause, par exemple, des variations d'indice et des dilatations à l'intérieur des milieux à gain ou à cause des vibrations des miroirs ou des dilatations des supports. Nous traiterons également à l'aide de ce modèle le cas où le traitement antireflet sur les LCQ n'est pas parfait et crée autant de sous-cavités qui viendront perturber la combinaison cohérente des émetteurs dans la cavité commune.

Dans une dernière partie, nous nous intéresserons à la combinaison cohérente de LCQ dont les faisceaux de sortie présentent des puissances et des profils spatiaux différents d'un émetteur à l'autre.

1. Combinaison cohérente en cavité externe

Pour réaliser la combinaison de N sources unitaires, il faut que :

- Les N sources soient « cohérentes entre elles », on parle aussi de mise en phase des émetteurs. Il s'agit de faire en sorte de forcer tous les émetteurs à travailler à la même longueur d'onde d'émission et d'établir une relation de phase entre ces derniers qui soit fixe dans le temps.
- Une fois la mise en phase réalisée, les phases relatives des sources doivent ensuite être réglées de telle manière que les émetteurs interfèrent constructivement dans une direction donnée. On parle de combinaison cohérente des émetteurs : les amplitudes des champs des N sources sont sommées dans une direction de l'espace.

Dans l'architecture proposée, les N milieux à gain partagent une même cavité laser. Ils sont placés sur les bras d'entrée d'un élément combineur inséré à l'intérieur de la cavité externe. Cette cavité commune possède un unique miroir de sortie placé sur un des N bras de sortie de l'élément combineur, le bras commun. Les autres bras de sortie de l'élément combineur (représentés en pointillés sur Figure 2.1) sont autant de voies de pertes possibles pour la cavité commune. Dans notre cas, le rôle de l'élément combineur est joué par une lame semi-réfléchissante 50/50 (voir Chapitre 4) ou par réseau de diffraction conçu pour séparer un faisceau incident à $\lambda \sim 4.5 \mu\text{m}$ en N faisceaux de puissances égales (voir Chapitres 3 et 5). Dans le schéma de cavité externe commune présenté sur la Figure 2.1, la lame semi-réfléchissante ou le réseau sont utilisés à la fois comme combineur (sens N vers 1) pour coupler les N faisceaux provenant des LCQ vers le bras commun et comme séparateur (sens 1 vers N) pour séparer le faisceau unique renvoyé par le miroir de sortie en N faisceaux qui seront réinjectés dans les N LCQ.

Pour que l'élément combineur couple efficacement les N faisceaux incidents vers le bras commun, il faut que : ces derniers soient cohérents entre eux puis que leurs phases relatives soient fixées de telle sorte qu'ils interfèrent constructivement dans le bras commun (et destructivement dans les autres voies de sortie). Dans ces conditions, l'efficacité de combinaison de l'élément combineur est maximale et les pertes dans la cavité sont donc minimales. Or la cavité commune oscillera sur le ou les modes longitudinaux subissant le moins de pertes sur un aller-retour. Elle va donc forcer les LCQ à fonctionner à la même longueur d'onde et sélectionner la bonne relation de phase entre les faisceaux incidents pour maximiser l'efficacité de l'élément combineur. C'est un phénomène d'auto-organisation : le système cherche et se verrouille sur les longueurs d'onde correspondant au maximum de gain des émetteurs et aux résonances de la cavité globale. Cette auto-organisation est passive puisqu'elle est uniquement fondée sur la minimisation des pertes dans la cavité commune.

Il peut cependant arriver qu'aucune résonance de la cavité commune n'existe dans la largeur de bande du gain des émetteurs à combiner. Alors, le système sélectionnera toujours le mode longitudinal qui minimise les pertes. Mais ce mode longitudinal ne correspondant pas à une résonance du système, la relation de phase établie par la cavité externe entre les N bras ne permettra pas à l'élément combineur de fonctionner à son maximum d'efficacité de

combinaison. Ainsi, une partie de la puissance disponible contenue dans les N bras ne sera pas couplée dans le bras commun, ce qui entraînera une chute de la puissance obtenue en sortie dans le faisceau combiné. Nous développons dans les paragraphes suivants un modèle capable de quantifier cette baisse d'efficacité de combinaison en fonction des paramètres géométriques de la cavité et de la largeur de bande du gain des émetteurs.

2. Méthode de la réflectivité équivalente

2.1. Principe

2.1.1. Efficacité de combinaison et réflectivité équivalente

Nous allons détailler et appliquer dans le cas qui nous intéresse un outil qui a été développé pour étudier les modes longitudinaux des cavités à plusieurs bras couplés [65], [47] : la méthode de la réflectivité équivalente. Il s'agit de déterminer la réponse spectrale d'une cavité à N bras et de déterminer les résonances du système (présentant une efficacité de combinaison de 1) ou à défaut les longueurs d'onde pour lesquelles l'efficacité de combinaison est élevée. C'est la réponse spectrale du résonateur à N bras, combinée à la forme spectrale du gain des émetteurs qui déterminera quels modes seront réellement amplifiés dans la cavité. Pour calculer cette réflectivité équivalente nous avons utilisé la méthode du « champ circulant » (circulating field theory) [65].

On considère un champ $E^{entrant}$ de module unitaire et de longueur d'onde λ , incident sur le miroir de sortie depuis l'extérieur de la cavité à N bras (voir Figure 2.2). On va ensuite faire circuler ce champ incident à l'intérieur de la cavité et calculer ensuite le champ rétro-réfléchi vers l'extérieur $E^{sortant}$. La réflectivité équivalente se définit alors comme :

$$R_{eq,cav}(\lambda) = \left| \frac{E^{sortant}}{E^{entrant}} \right|^2 \quad (2-1)$$

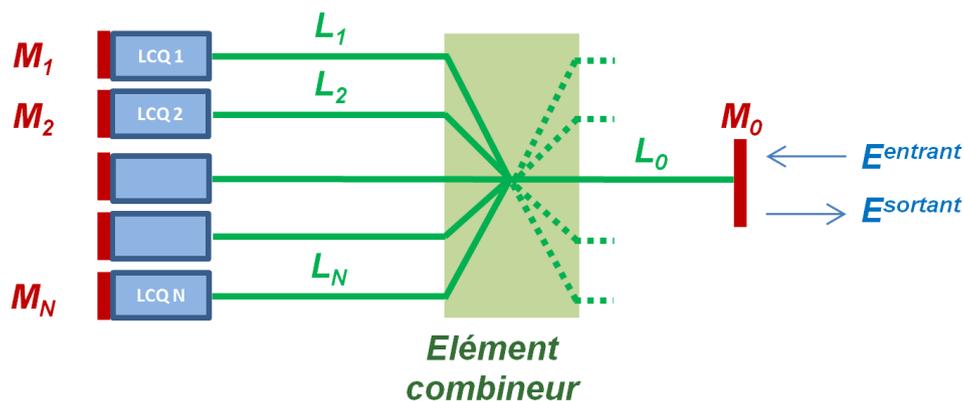


Figure 2.2. Schéma d'une cavité à plusieurs bras couplés et notations utilisées.

On appelle M_0 le miroir de sortie de la cavité globale et r_0 la réflectivité (en amplitude) associée. Le miroir M_0 est placé sur le bras commun de longueur L_0 . Les N bras dans lesquels sont placés les milieux à gain ont une longueur optique totale L_n ($n = 1 \dots N$) et sont fermés par des miroirs de fond de cavité M_n de réflectivité r_n . En pratique les milieux à gain sont des LCQ et le rôle des miroirs de fond de cavité $M_{1\dots N}$ est joué par la facette

arrière des LCQ qui est traitée avec un traitement hautement réfléchissant (HR). La facette avant, quant à elle, est traitée antireflet pour éviter que les LCQ n'oscillent indépendamment les uns des autres et ainsi favoriser leur mise en phase dans la cavité externe commune. On suppose dans un premier temps que ces traitements antireflet sont parfaits. On note B la largeur de bande des LCQ : nous prendrons $B = 100 \text{ nm}$, ce qui est un bon ordre de grandeur pour nos LCQ. On ne s'intéresse pas à la forme spectrale du gain que l'on suppose uniforme.

- Cas $N = 1$

Considérons le cas où $N = 1$ qui correspond au cas classique de la cavité Fabry-Perot représenté sur la Figure 2.3 avec L la longueur optique totale de la cavité.

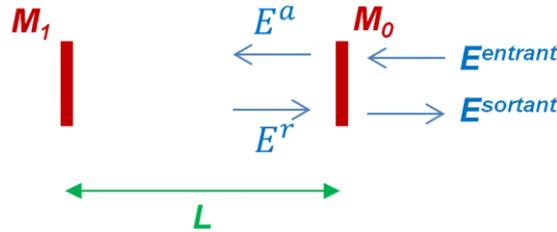


Figure 2.3. Cas $N = 1$: la cavité Fabry-Perot.

On a alors les relations suivantes entre les différents champs circulant dans cette cavité :

$$\begin{aligned} E^{\text{sortant}} &= t_0 E^r + r_0 E^{\text{entrant}} \\ E^r &= r_1 e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2L} E^a \\ E^a &= t_0 E^{\text{entrant}} + r_0 E^r \end{aligned} \quad (2-2)$$

avec r_0 et t_0 la réflectivité et la transmission en amplitude de M_0 et r_1 la réflectivité en amplitude de M_1 .

En éliminant E^a et E^r des relations précédentes, on obtient la réflectivité équivalente suivante :

$$R_{eq,cav}(\lambda) = \left| \frac{E^{\text{sortant}}}{E^{\text{entrant}}} \right|^2 = \left| \frac{r_0 + r_1 e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2L}}{1 + r_0 r_1 e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2L}} \right|^2 \quad (2-3)$$

On retrouve ainsi la formule classique pour la réflectivité d'une cavité Fabry-Perot de longueur L et fermée par deux miroirs de réflectivité r_0 et r_1 . Les modes longitudinaux d'une telle cavité, correspondant aux maxima de la réflectivité équivalente, sont séparés de :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L} \quad (2-4)$$

- Cas $N = 2$

Le cas $N = 2$ correspond à la cavité Michelson représentée sur la Figure 2.4:

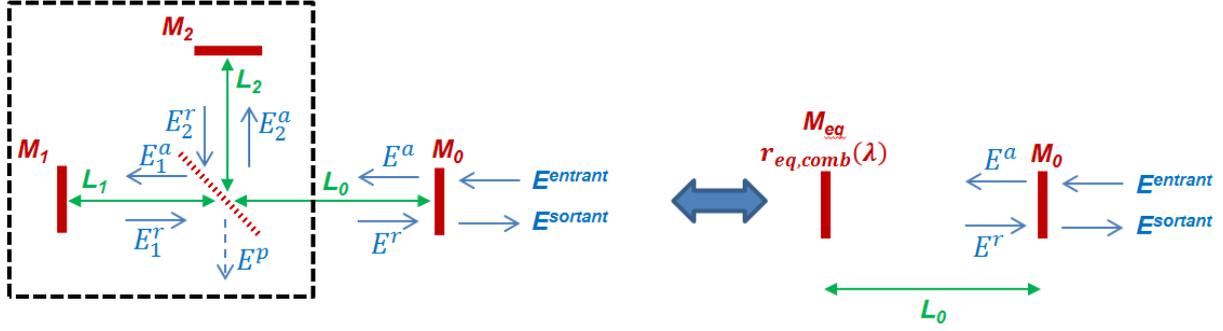


Figure 2.4. Cas $N = 2$: la cavité Michelson.

Une cavité Michelson est une cavité à trois miroirs M_1 , M_2 et M_0 de réflectivités (en amplitude) r_1 , r_2 et r_0 . Elle est constituée de deux bras de longueurs optiques L_1 et L_2 couplés vers un bras commun de longueur L_0 .

Le rôle du combineur 1 vers 2 peut être joué par une lame semi-réfléchissante ou par un coupleur fibré. Il s'agit de déterminer les coefficients de transmission et réflexion associés à cette lame séparatrice. On utilise pour cela le formalisme des matrices de diffusion ou matrices S [66]. La matrice de diffusion cherchée est une matrice 2×2 reliant les entrées aux sorties de la lame semi-réfléchissante. Dans notre cas :

$$\begin{pmatrix} E_1^a \\ E_2^a \end{pmatrix} = S^T \begin{pmatrix} E^a \\ 0 \end{pmatrix} \text{ et } \begin{pmatrix} E_1^r \\ E_2^r \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} E_1^r \\ E_2^r \end{pmatrix} \quad (2-5)$$

Pour des raisons de conservation de l'énergie et de réversibilité du problème, la matrice doit être unitaire et symétrique. Pour une lame séparatrice 50/50, plusieurs matrices peuvent convenir comme par exemple :

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{pmatrix} \text{ ou } S = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \quad (2-6)$$

Comme montré dans [66], le choix arbitraire d'une de ces matrices pour décrire la lame semi-réfléchissante ne change en rien le résultat des calculs. Nous généraliserons par la suite cette notion de matrice de diffusion dans le cas $N > 2$ et nous verrons qu'il est toujours possible de fixer les éléments d'une colonne (et donc d'une ligne) de la matrice égaux à 1. Pour rester cohérent avec la forme de la matrice de diffusion dans le cas général $N > 2$, nous utilisons ici la deuxième matrice de la relation (2-6) (même si, dans la littérature, on utilise plus régulièrement la première matrice). On montre alors que :

$$E_1^a = \frac{1}{\sqrt{2}} E^a = E_2^a \text{ et } E^r = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_1^r + E_2^r) \quad (2-7)$$

Étant donné que $E_1^r = r_1 e^{j\frac{2\pi}{\lambda} 2L_1} E_1^a$ et $E_2^r = r_2 e^{j\frac{2\pi}{\lambda} 2L_2} E_2^a$ on en déduit que :

$$E^r = \frac{1}{2} \left(r_1 e^{j\frac{2\pi}{\lambda} 2L_1} + r_2 e^{j\frac{2\pi}{\lambda} 2L_2} \right) E^a \quad (2-8)$$

Le sous-ensemble indiqué par des pointillés sur la Figure 2.4, que l'on appellera « partie interférométrique » de la cavité, est équivalent à un miroir M_{eq} de réflectivité $r_{eq,comb}(\lambda)$ donnée par :

$$r_{eq,comb}(\lambda) = \frac{1}{2} \left(r_1 e^{j\frac{2\pi}{\lambda} 2L_1} + r_2 e^{j\frac{2\pi}{\lambda} 2L_2} \right) \quad (2-9)$$

La cavité Michelson est donc équivalente à une simple cavité Fabry-Perot (voir Figure 2.4) de longueur L_0 et fermée par deux miroirs M_0 et M_{eq} de réflectivités r_0 et $r_{eq,comb}$.

Dans le cas où $r_1 = r_2 = r = 1$, on définit alors l'efficacité de combinaison de la lame semi-réfléchissante comme :

$$R_{eq,comb}(\lambda) = \left| \frac{E^r}{E^a} \right|^2 = \left| \frac{1}{2} \left(e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2L_1} + e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2L_2} \right) \right|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} 2\Delta L \right) \right) \quad (2-10)$$

avec $\Delta L = L_2 - L_1$ la différence de longueur entre les deux bras. L'efficacité de combinaison est une fonction qui varie entre 0 et 1 et qui est périodique de période $\Delta\lambda = \lambda^2 / (2|L_2 - L_1|)$. Lorsque $R_{eq,comb} = 0$, alors $E^r = 0$ et $E^P = 1$: aucun champ ne circule dans la cavité. Lorsque $R_{eq,comb} = 1$, alors $E^r = 1$ et $E^P = 0$: les champs incident sur la lame séparatrice depuis les bras 1 et 2 sont totalement couplés vers le bras commun.

On obtient alors d'après (2-3) et (2-9) la valeur de la réflectivité équivalente de l'ensemble de la cavité Michelson :

$$R_{eq,cav}(\lambda) = \left| \frac{E^{sortant}}{E^{entrant}} \right|^2 = \left| \frac{r_0 + r_{eq,comb}(\lambda) e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2L_0}}{1 + r_0 r_{eq,comb}(\lambda) e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2L_0}} \right|^2 \quad (2-11)$$

En posant $L_{tot} = L_2 + L_1 + 2L_0$, on montre alors dans le cas où $r_1 = r_2 = r$ que :

$$R_{eq,cav}(\lambda) = \frac{r_0^2 + r^2 \cos^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta L \right) + 2rr_0 \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta L \right) \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} L_{tot} \right)}{1 + r_0^2 r^2 \cos^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta L \right) + 2rr_0 \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta L \right) \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} L_{tot} \right)} \quad (2-12)$$

On montre sur la Figure 2.5 un exemple de réflectivité équivalente et d'efficacité de cavité Michelson pour $R = |r|^2 = 1$, $R_0 = |r_0|^2 = 0.3$, $L_1 = 300mm$, $L_2 = 320mm$ et $L_0 = 5mm$:

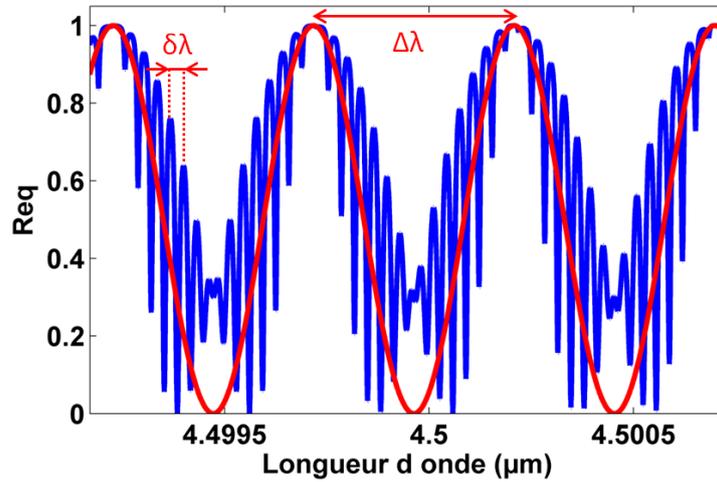


Figure 2.5. Bleu : Réflectivité équivalente de la cavité totale $R_{eq,cav}$, Rouge : réflectivité équivalente de la « partie interférométrique » $R_{eq,comb}$ d'une cavité Michelson.

La réflectivité équivalente d'une cavité Michelson est donc constituée d'une enveloppe de période :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2|L_2 - L_1|} \quad (2-13)$$

qui correspond à la période de la réflectivité équivalente $R_{eq,comb}$.

Et d'une modulation principale de période :

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{L_{tot}} \quad (2-14)$$

qui correspond à l'intervalle spectral libre d'une cavité Fabry-Perot de longueur équivalente $L_{moy} = \frac{L_{tot}}{2} = \frac{L_2+L_1}{2} + L_0$; L_{moy} s'interprète comme la longueur moyenne de la cavité globale. Les résonances de la cavité correspondent ici au cas où $R_{eq,cav}(\lambda) = 1 = |r|^2$: le champ sortant est égal au champ entrant et les pertes dans la cavité globale sont nulles. Ces résonances de la cavité globale correspondent aux maxima de $R_{eq,comb}$ (ceci n'est vrai que dans le cas $|r|^2 = 1$ étudié ici). A l'inverse, lorsque $R_{eq,comb} = 0$, aucun champ ne circule dans la cavité globale, et la réflectivité équivalente est celle du miroir de sortie : $R_{eq,cav}(\lambda) = 0.3 = |r_0|^2$.

La réflectivité équivalente est un outil plus complet que l'efficacité de combinaison puisqu'apparaissent les résonances de la cavité globale. Cependant, nous utiliserons en pratique l'efficacité de combinaison puisque c'est un paramètre mesurable expérimentalement.

La cavité globale oscillera précisément aux longueurs d'onde contenues dans la largeur de bande de gain B des émetteurs pour lesquelles les pertes sont minimales. De manière générale, on définira l'efficacité de combinaison η comme le maximum de $R_{eq,comb}(\lambda)$ sur B . Dans le cas présenté ici, il existe des longueurs d'onde contenues dans B pour lesquelles $R_{eq,comb}(\lambda) = R_{eq,cav}(\lambda) = 1$, l'efficacité de combinaison vaut donc $\eta = 1$.

En choisissant convenablement les longueurs des différents bras de la cavité Michelson il est possible de faire en sorte qu'il existe au moins un minimum de pertes, c'est-à-dire un maximum de $R_{eq,comb}(\lambda)$ dans la largeur de bande de gain B des émetteurs à combiner (le gain spectral est supposé uniforme). Pour cela il suffit de choisir les longueurs L_1 et L_2 de telle manière que leur différence $\Delta L = L_2 - L_1$ vérifie :

$$\Delta L \gtrsim \frac{\lambda^2}{2B} \quad (2-15)$$

La condition précédente assure la présence d'au moins un mode de la cavité couplée dans la bande de gain B . Mais la cavité ainsi réalisée, ne supportant qu'un seul mode, sera instable et peu robuste aux perturbations dues à l'environnement. En effet, au cours du temps les longueurs des bras vont fluctuer à cause, par exemple, d'une variation de l'indice dans les milieux à gain due à un changement de la température ou encore à cause d'une variation du chemin optique sur les bras extérieurs laissés sans protection. Pour rendre le système robuste aux perturbations extérieures, une solution consiste à faire en sorte qu'il existe un grand nombre de modes longitudinaux dans la largeur de la bande de gain. Pour cela, il faut choisir L_1 et L_2 de telle manière que leur différence $\Delta L = L_2 - L_1$ soit suffisamment grande pour que $\delta\lambda < \Delta\lambda \ll B$. Cette configuration correspond au cas présenté sur la Figure 2.5. Dans ces conditions, le système trouvera toujours une longueur d'onde dans la bande de gain correspondant à un minimum de pertes de la cavité Michelson.

- Cas général : N quelconque

Dans le cas général, un séparateur $N \times N$ réversible et sans pertes peut être décrit de manière générale par une matrice de diffusion [66] symétrique, unitaire et dont tous les

coefficients (complexes) sont de module $1/\sqrt{N}$. On peut ainsi montrer qu'une cavité à N bras couplés par un séparateur NxN est équivalente à une simple cavité Fabry-Perot (voir Figure 2.6) de longueur L_0 et fermée par deux miroirs M_0 et M_{eq} de réflectivités r_0 et $r_{eq,comb}$ définie par :

$$r_{eq,comb}(\lambda) = \sum_{p=1}^N (\kappa_p)^2 r_p e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2L_p} = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N r_p e^{j(\frac{2\pi}{\lambda}2L_p + 2\theta_p)} \quad (2-16)$$

avec κ_p le coefficient de couplage du bras p vers le bras commun. Comme les coefficients de la matrice de diffusion sont de module $\frac{1}{\sqrt{N}}$ on a posé : $\kappa_p = \frac{e^{j\theta_p}}{\sqrt{N}}$.

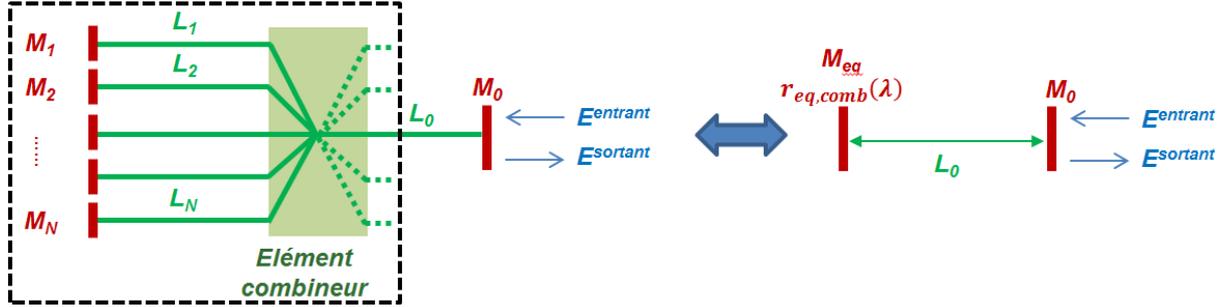


Figure 2.6. Cas général de cavité à N bras

La matrice de diffusion de l'élément combineur considéré étant unitaire, symétrique avec tous ses coefficients de module $\frac{1}{\sqrt{N}}$, il est aisé de montrer qu'il est toujours possible de forcer tous les coefficients d'une ligne de la matrice (et donc d'une colonne, la matrice étant symétrique) à être tous égaux à $\frac{1}{\sqrt{N}}$. Ainsi, étant données les propriétés de la matrice de diffusion il est toujours possible de réécrire la réflectivité équivalente $r_{eq,comb}$ comme:

$$r_{eq,comb}(\lambda) = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N r_p e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2L_p} \quad (2-17)$$

C'est bien sous cette forme que l'on présente la réflectivité équivalente dans la littérature [47].

Dans notre cas, tous les miroirs de fond de cavité, correspondant à la facette arrière des LCQ, ont une même réflectivité : $r_1 = r_2 = \dots = r_N = r$. Ceci implique que :

$$r_{eq,comb}(\lambda) = \frac{r}{N} \sum_{p=1}^N e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2L_p} \quad (2-18)$$

On généralise la réflectivité équivalente de la partie interférométrique de la cavité à N bras comme:

$$R_{eq,comb}(\lambda) = \left| \frac{E^r}{E^a} \right|^2 = \left| \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2L_p} \right|^2 \quad (2-19)$$

Comme précédemment, on définit l'efficacité de combinaison comme le maximum de $R_{eq,comb}(\lambda)$ sur la largeur du gain B des émetteurs à combiner.

A partir de (2-19) on peut montrer que pour maximiser $R_{eq,comb}(\lambda)$, il faut et il suffit qu'il existe une longueur d'onde λ dans la plage de gain B des émetteurs qui vérifie les équations suivantes :

$$2(L_p - L_q) = m_{p,q}\lambda \quad (2-20)$$

avec $p \in \llbracket 2, N \rrbracket, q < p$ et $m_{p,q} \in \mathbb{Z}$

Si cette condition n'est pas vérifiée sur la largeur de bande de gain B des émetteurs à combiner, $R_{eq,comb}(\lambda)$ n'est pas maximale ce qui implique que les pertes de la cavité globale sont augmentées et donc que la puissance obtenue en sortie diminue.

On déduit de (2-20) que chercher les résonances du système revient à chercher les entiers $m_{p,q} \in \mathbb{Z}$ contenus dans les intervalles :

$$m_{p,q} \in \mathbb{Z}, m_{p,q} \in \left[\frac{2(L_p - L_q)}{\lambda_0 + \frac{B}{2}}, \frac{2(L_p - L_q)}{\lambda_0 - \frac{B}{2}} \right] \text{ avec } p \in \llbracket 2, N \rrbracket, q < p \quad (2-21)$$

avec λ_0 la longueur d'onde centrale de la plage spectrale considérée : $[\lambda_0 - \frac{B}{2}, \lambda_0 + \frac{B}{2}]$.

On obtient ensuite d'après (2-3) et (2-17) la valeur de la réflectivité équivalente de l'ensemble de la cavité à N bras :

$$R_{eq,cav}(\lambda) = \left| \frac{r_0 + r \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N e^{j\frac{2\pi}{\lambda} 2(L_p + L_0)}}{1 + r_0 r \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N e^{j\frac{2\pi}{\lambda} 2(L_p + L_0)}} \right|^2 \quad (2-22)$$

On peut montrer dans le cas particulier où $|r|^2 = 1$, que si λ correspond à une résonance de la cavité ($R_{eq,cav}(\lambda) = 1$) alors $R_{eq,comb}(\lambda) = 1$ et réciproquement. Ce cas particulier est intéressant en pratique dans la mesure où la réflectivité des facettes arrière des LCQ est proche de 1. Encore une fois, il se peut qu'il n'existe aucune longueur d'onde sur la largeur de bande de gain B des émetteurs pour laquelle ces relations sont vérifiées. La cavité sélectionnera alors la longueur d'onde qui correspond à des pertes minimales de la cavité globale et donc à un maximum de réflectivité équivalente.

L'allure $R_{eq,cav}(\lambda)$ et $R_{eq,comb}(\lambda)$ d'une cavité à N bras, sur une plage spectrale B, va fortement dépendre de la longueur exacte des bras. Nous donnons ici un exemple de calcul d'efficacité de combinaison dans un cas particulier qui correspond à une configuration de cavité proche de celle utilisée au Chapitre 5. On montre sur la Figure 2.7 un exemple de réflectivité équivalente et d'efficacité de combinaison d'une cavité à 5 bras pour $R = 1$, $R_0 = 0,3$, $L_1 = 320$ mm, $L_2 = 322,2$ mm, $L_3 = 324,3$ mm, $L_4 = 326,4$, $L_5 = 328,1$ mm et $L_0 = 200$ mm :

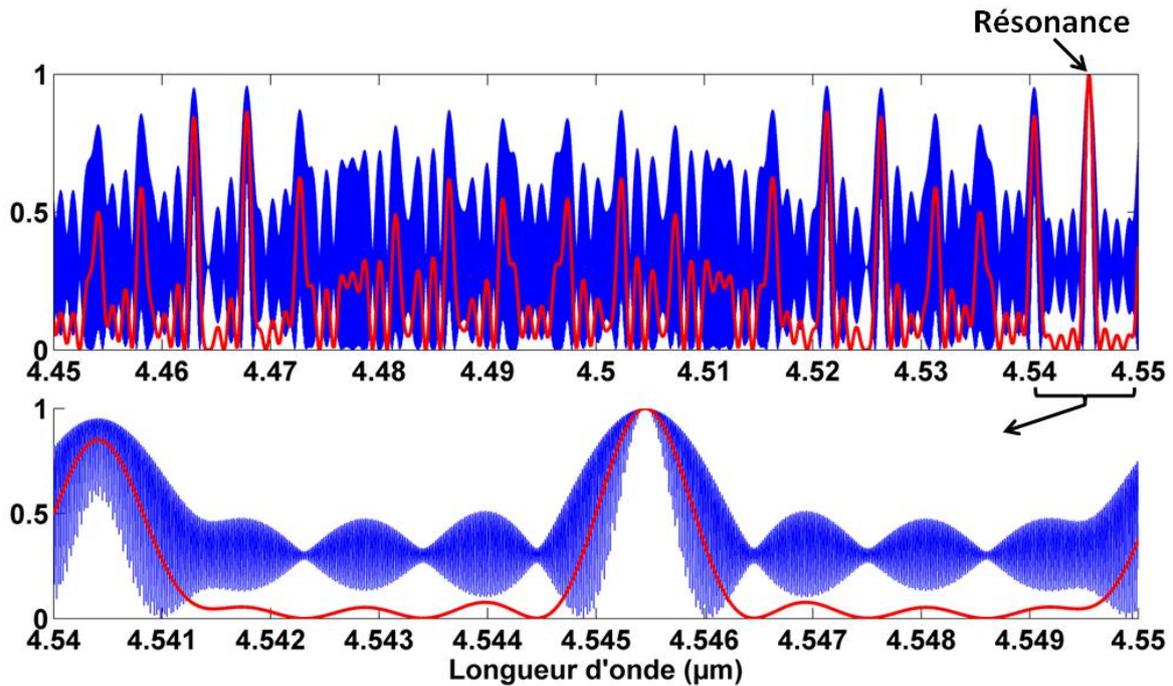


Figure 2.7. Exemple de calcul de la réflectivité équivalente totale $R_{eq,cav}$ (Bleu) et de la réflectivité équivalente de la partie interférométrique $R_{eq,comb}$ (Rouge) d'une cavité à 5 bras représentée sur : (Haut) toute la plage spectrale $B = 100$ nm, (Bas) un agrandissement autour de la résonance.

Le profil de l'efficacité de combinaison et de la réflectivité équivalente de la cavité à 5 bras est le résultat de la superposition d'un grand nombre de modulations qu'il devient, contrairement au cas simple de la cavité Michelson, difficile d'identifier.

Les longueurs des différents bras ont été choisies de telle manière qu'il existe une résonance de la cavité commune sur la plage de longueur d'onde considérée de largeur $B = 100$ nm. On rappelle que les longueurs d'onde correspondant aux résonances de la cavité vérifient $R_{eq,cav}(\lambda) = 1 = |r|^2$: le champ sortant est égal au champ entrant et les pertes dans la cavité globale sont nulles. Nous avons vu précédemment que si λ correspond à une résonance de la cavité alors l'efficacité de combinaison est maximale : on vérifie ici (voir l'élargissement sur la Figure 2.7) que c'est effectivement le cas.

De manière générale, la cavité globale oscillera aux longueurs d'onde pour lesquelles les pertes sont minimales. Dans le cas particulier présenté ici, la cavité oscillera donc à la longueur d'onde de résonance : dans ce cas, on dira que l'efficacité de combinaison vaut $\eta = 1$. En pratique, comme nous le verrons par la suite, le profil de réflectivité équivalente et d'efficacité de combinaison dépend grandement des longueurs de bras. Lorsque la longueur optique des bras varie (par exemple à cause des perturbations de l'environnement), il est possible qu'aucune résonance de la cavité n'existe sur la plage spectrale considérée. Comme expliqué précédemment, la cavité sélectionnera alors les longueurs d'onde pour lesquelles les pertes sont minimales.

Nous avons ainsi un outil efficace et simple pour étudier les résonances d'une cavité interférométrique à N bras et pour estimer l'efficacité de combinaison que l'on peut espérer obtenir à partir de telles cavités.

2.1.2.

Puissance de sortie

On cherche ici à prévoir quelle sera la puissance de sortie d'une cavité à N bras comportant N LCQ identiques par rapport à celle d'un LCQ unitaire. Il est possible de définir les pertes α (en cm^{-1}) de la cavité Fabry-Perot équivalente à la cavité à N bras telle que représentée sur la Figure 2.6. Pour cela, introduisons les pertes $\alpha_{LCQ,p}$ (en cm^{-1}) introduites par le guide du LCQ inséré dans le bras p et $g_{LCQ,p}^0$ (en cm^{-1}) le gain linéique non saturé du LCQ inséré dans le bras p. En tenant compte des pertes introduites par chaque émetteur, la réflectivité équivalente s'écrit :

$$r_{eq,comb}(\lambda) = \frac{r}{N} \sum_{p=1}^N e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2L_p} e^{2L_{LCQ,p}(\frac{g_{LCQ,p}^0}{2} - \frac{\alpha_{LCQ,p}}{2})} \quad (2-23)$$

Ici, les termes de pertes et de gain concernent les puissances, or dans (2-23) on considère l'évolution de l'amplitude du champ : $g_{LCQ,p}^0$ et $\alpha_{LCQ,p}$ interviennent avec un facteur $1/2$.

Considérons le cas simple où les LCQ sont identiques : $L_{LCQ,p} \sim L_{LCQ}$, $\alpha_{LCQ,p} \sim \alpha_{LCQ}$ et $g_{LCQ,p}^0 \sim g_{LCQ}^0$ alors :

$$r_{eq,comb}(\lambda) = e^{2L_{LCQ}(g_{LCQ}^0 - \alpha_{LCQ})} \frac{r}{N} \sum_{p=1}^N e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2L_p} \quad (2-24)$$

Ainsi, les pertes linéiques dans la cavité globale s'expriment comme suit :

$$\alpha = \alpha_{LCQ} + \alpha_m + \alpha_\eta \quad (2-25)$$

avec $\alpha_m = \frac{1}{2L_{LCQ}} \ln\left(\frac{1}{|r_0 r|^2}\right)$ les pertes miroirs et $\alpha_\eta = \frac{1}{2L_{LCQ}} \ln\left(\frac{1}{\eta}\right)$ les pertes linéiques dues à la combinaison cohérente. Par rapport à un LCQ unitaire en cavité Fabry-Perot fermée par deux miroirs de réflectivité r et r_0 (avec $\alpha_{LCQ} + \alpha_m$ les pertes totales), les pertes additionnelles dans une cavité à N bras dues à la combinaison cohérente sont de α_η .

Dans une cavité laser, la condition d'oscillation est atteinte lorsque, sur un aller-retour, le gain égale les pertes: $\alpha = g_{LCQ}^0$, avec g_{LCQ}^0 qui croît avec courant I injecté dans le LCQ. Or, dans le cas d'une combinaison cohérente idéale où $\eta = 1$, les pertes dans la cavité à N bras seront identiques à celles d'un LCQ seul. Ainsi, le courant I à injecter dans chacun des LCQ pour atteindre le seuil d'oscillation dans le résonateur à N bras est égal au courant seuil I_s d'un LCQ unitaire. Au-dessus du seuil, le gain saturé se « clampe » et reste égal aux pertes α . Si l'on augmente le courant au-delà du courant seuil, toute la puissance électrique fournie sert à augmenter la puissance optique circulant dans la cavité. Pour un LCQ unitaire la puissance optique de sortie P_1 s'écrit :

$$P_1 = \gamma(I - I_s) \quad (2-26)$$

avec γ le rendement différentiel externe du laser. Si l'on augmente simultanément le courant I de tous les LCQ (supposés identiques) au-delà du seuil, la puissance optique de sortie de la cavité à N bras P_N s'écrit alors:

$$P_N = N[\gamma(I - I_s)] = NP_1 \quad (2-27)$$

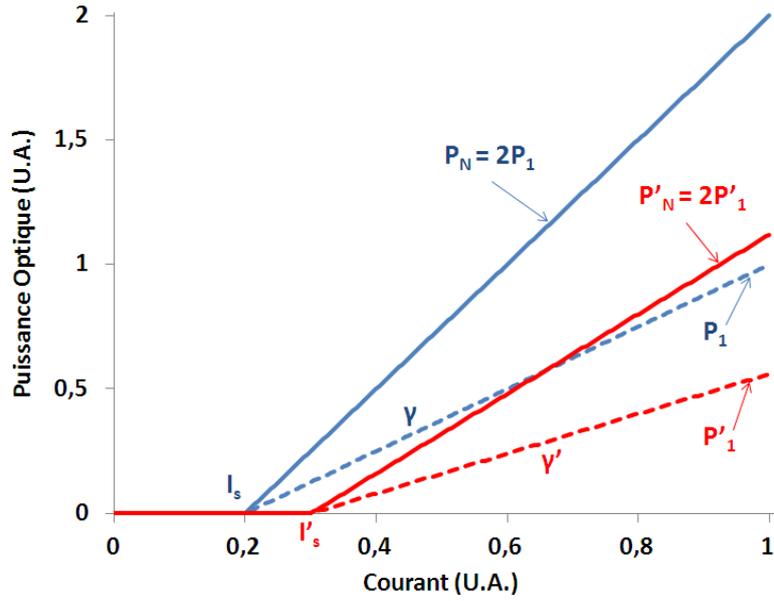


Figure 2.8. Puissance de sortie en fonction du courant pour $N = 2$ (Trait plein) et $N = 1$ (Pointillés) et dans le cas où la combinaison est parfaite (Bleu) et où la combinaison est imparfaite introduisant des pertes supplémentaires α_η (Rouge).

Dans le cas $\eta < 1$, les pertes dans la cavité à N bras seront identiques à celles d'un LCQ seul auquel on aurait rajouté des pertes α_η . Le courant à injecter dans chacun des LCQ pour atteindre le seuil d'oscillation dans le résonateur à N bras est égal au courant seuil I'_s d'un LCQ unitaire avec des pertes supplémentaires α_η ($I_s < I'_s$). Au-delà du seuil, la puissance optique de sortie P'_1 d'un LCQ unitaire s'écrit dans ces conditions:

$$P'_1 = \gamma'(I - I'_s) < P_1 \quad (2-28)$$

avec γ' le rendement différentiel externe du LCQ auquel on aurait rajouté des pertes α_η ($\gamma' < \gamma$). Si l'on augmente simultanément le courant I de tous les LCQ (supposés identiques) au-delà du seuil, la puissance optique de sortie de la cavité à N bras P'_N s'écrit alors:

$$P'_N = N[\gamma'(I - I'_s)] = NP'_1 < NP_1 \quad (2-29)$$

De manière générale, du point de vue de la puissance de sortie, la cavité à N bras avec une efficacité de combinaison η est équivalente à N LCQ unitaires auquel on aurait rajouté des pertes α_η . Ainsi, nous verrons aux Chapitres 4 et 5, que pour estimer la puissance que l'on peut extraire d'une cavité à N bras, on quantifie dans un premier temps la puissance que chacun des LCQ à combiner fournit après lui avoir ajouté des pertes α_η .

2.2. Influence des longueurs de bras

2.2.1. Présentation du problème

Les longueurs optiques des N bras de la cavité varient au cours du temps de manière indépendante à cause, par exemple, des variations d'indice et des dilatations à l'intérieur des milieux à gain ou à cause des vibrations des miroirs ou des dilatations des supports. Pour simuler les perturbations de la cavité globale dues à l'environnement, nous ajoutons de

légères variations (de l'ordre de longueur d'onde centrale $\lambda_0 = 4.5 \mu\text{m}$) à la partie « fixe » des longueurs des bras. Plus précisément, nous appelons les perturbations ajoutées $[\delta L_p]_{p=1\dots N}$; ces dernières varient aléatoirement sur l'intervalle $-\frac{\delta L_{max}}{2} \leq \delta L_p \leq \frac{\delta L_{max}}{2}$ avec $\delta L_{max} \sim \lambda_0$. Pour chaque tirage aléatoire des valeurs de $[\delta L_p]_{p=1\dots N}$, on calcule $R_{eq,comb}(\lambda)$ et $R_{eq,cav}(\lambda)$ sur toute la plage spectrale correspondant à la largeur du gain des émetteurs, soit $B = 100 \text{ nm}$.

On se place dans le cas de la cavité à 5 bras décrite au 2.1.1 de ce Chapitre. Les longueurs de bras fixes sont prises égales à celles choisies alors : $L_1 = 320 \text{ mm}$, $L_2 = 322,2 \text{ mm}$, $L_3 = 324,3 \text{ mm}$, $L_4 = 326,4$, $L_5 = 328,1 \text{ mm}$ et $L_0 = 200 \text{ mm}$. On rajoute à ces valeurs les termes de perturbation $[\delta L_p]_{p=1\dots N}$ choisis aléatoirement sur l'intervalle $[-\frac{\lambda_0}{2}, \frac{\lambda_0}{2}]$. Pour donner un exemple, on réalise ici deux tirages aléatoires particuliers des valeurs de δL_p et on calcule $R_{eq,comb}(\delta L_p, \lambda)$ sur la plage spectrale considérée. On compare sur la Figure 2.9 le cas « perturbé » (avec les $[\delta L_p]_{p=1\dots N}$ tirés précédemment) au cas « non-perturbé » ($\delta L_p = 0$).

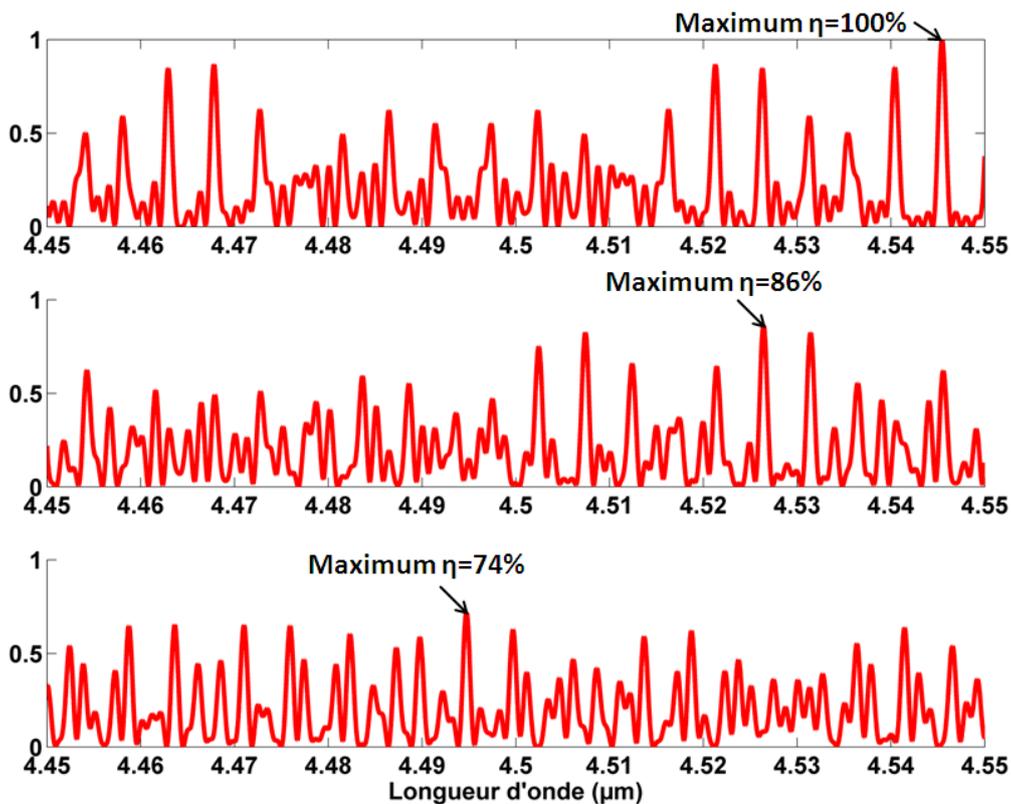


Figure 2.9. Exemple de calcul de $R_{eq,comb}(\lambda)$ d'une cavité à 5 bras dans le cas « non-perturbé » (Haut) et « perturbé » (Milieu, Bas).

On remarque que l'allure générale de $R_{eq,comb}(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde dépend fortement de la valeur exacte des différentes longueurs de bras. On montre sur la Figure 2.9 qu'aucun des profils calculés, que ce soit dans le cas « non-perturbé » ou dans le cas « perturbé », n'est comparable. On retrouve dans le cas « non-perturbé » la résonance pour laquelle l'efficacité de combinaison est idéale : $\eta = 100\%$. Pour les deux tirages de perturbations représentés, on remarque qu'aucune résonance de la cavité n'existe sur la plage

spectrale considérée puisque l'efficacité idéale n'est jamais atteinte. Comme expliqué précédemment, la cavité globale oscillera alors aux longueurs d'onde pour lesquelles les pertes sont minimales. Comme le maximum de $R_{eq,comb}(\lambda)$ sur la largeur du gain (c'est-à-dire l'efficacité de combinaison η) des émetteurs est dans ce cas inférieur à 100%, les pertes de la cavité globale sont augmentées et donc que la puissance obtenue en sortie diminue. On remarque que pour les deux tirages de perturbations considérés, η varie d'un cas à l'autre : $\eta = 86\%$ et $\eta = 74\%$. En d'autres termes, l'efficacité de combinaison et donc la puissance de sortie de la cavité est instable en présence de perturbations dues à l'environnement. Ainsi, on ne peut pas tirer d'information à partir de l'efficacité calculée à partir d'un tirage particulier de $[\delta L_p]_{p=1\dots N}$: seule une efficacité maximale moyenne $\bar{\eta}$ calculée à partir d'un grand nombre de tirages de $[\delta L_p]_{p=1\dots N}$ aléatoires a du sens. Nous verrons par la suite que, pour une plage spectrale fixée, $\bar{\eta}$ varie selon le nombre de bras dans la cavité, le niveau des perturbations dues à l'environnement et la configuration géométrique de la cavité. En conclusion, l'étude du comportement des cavités à N bras nécessite l'utilisation d'une méthode « statistique » qui sera développée dans le paragraphe suivant.

Intéressons-nous maintenant à l'influence de la « partie fixe » (hors perturbations dues à l'environnement) des longueurs de bras de la cavité. Nous avons fixé précédemment les longueurs de la cavité à 5 bras étudiée à $L_1 = 320$ mm, $L_2 = 322,2$ mm, $L_3 = 324,3$ mm, $L_4 = 326,4$, $L_5 = 328,1$ mm. On remarque que la différence de longueur entre deux bras successifs est en moyenne de l'ordre de $\Delta L = L_{p+1} - L_p \sim 2$ mm (nous verrons par la suite pourquoi il faut éviter de se placer dans le cas particulier $\Delta L = 2$ mm). Nous représentons sur la Figure 2.10 l'efficacité de combinaison de la cavité à 5 bras pour $\Delta L \sim 0,2$ mm, $\Delta L \sim 2$ mm et $\Delta L \sim 20$ mm (pour $\delta L_p = 0$):

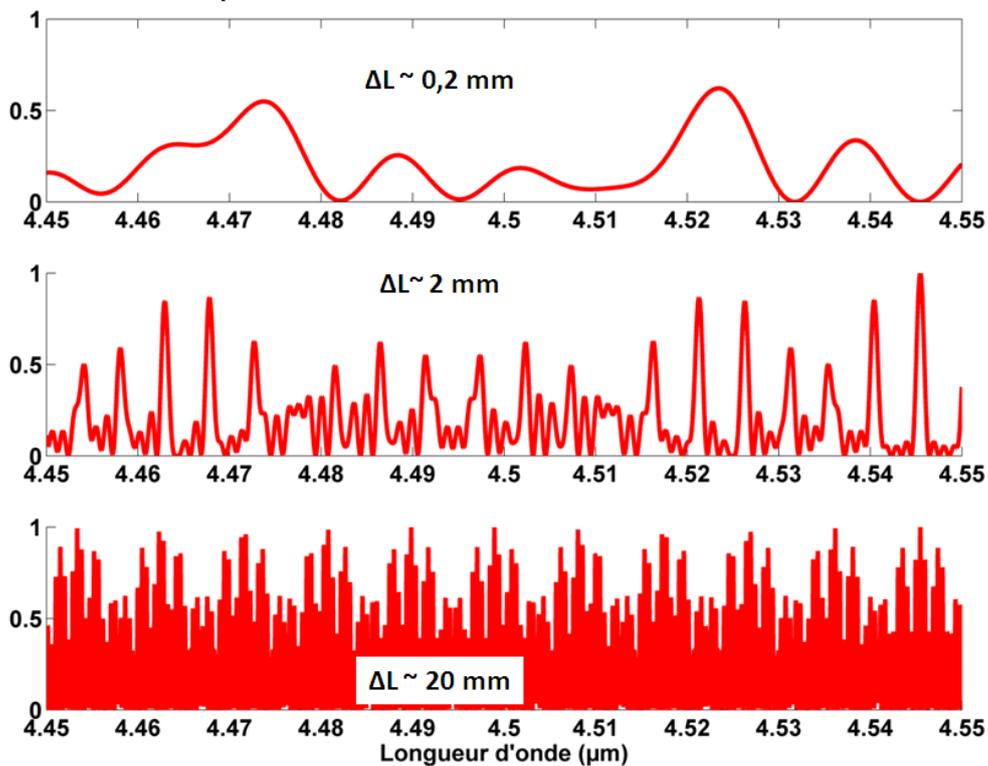


Figure 2.10. Exemple de calcul de $R_{eq,comb}(\lambda)$ pour une cavité à 5 bras dans le cas «non- perturbé » pour $\Delta L \sim 0,2$ mm (Haut), $\Delta L \sim 2$ mm (Milieu) et $\Delta L \sim 20$ mm (Bas).

On remarque que le nombre de résonances contenues dans la plage spectrale considérée augmente avec la différence de longueur entre deux bras successifs. Pour $\Delta L \sim 0,2$ mm, il n'y a pas de résonance de la cavité globale contenue dans cette plage alors qu'il y en a une pour $\Delta L \sim 2$ mm et une dizaine pour $\Delta L \sim 20$ mm. Pour comprendre ce phénomène, il faut revenir aux équations (2-20) qui traduisent l'existence d'une résonance de la cavité à N bras :

$$2(L_p - L_q) \sim 2(p - q)\Delta L = m_{p,q}\lambda$$

avec $p \in \llbracket 2, N \rrbracket, q < p$ et $m_{p,q} \in \mathbb{Z}$ (2-30)

Pour une largeur spectrale fixée, plus ΔL augmente et plus la probabilité de trouver une longueur d'onde vérifiant ces équations augmente. C'est ce que l'on observe sur la Figure 2.10 : le nombre de modes longitudinaux de la cavité globale contenus dans la plage considérée, ou *densité de modes* augmente avec ΔL . En conclusion, il faut choisir une différence moyenne entre les longueurs de bras suffisante pour permettre l'existence de résonances de la cavité globale. Nous reprendrons cette étude rapide dans un cadre plus rigoureux dans les paragraphes suivants. En effet, nous avons ici volontairement retiré les perturbations dues à l'environnement qui seront alors prises en compte.

En conclusion, deux caractéristiques principales des cavités à N bras se dégagent de cette étude préliminaire :

- L'efficacité de combinaison dépend grandement des perturbations dues à l'environnement se traduisant par de légères variations des longueurs optiques des bras : une étude « statistique » des propriétés de ces cavités est nécessaire.
- L'efficacité de combinaison dépend également des différences entre les parties « fixes » des bras : la densité de modes longitudinaux de la cavité globale augmente avec la différence moyenne entre les longueurs de bras.

2.2.2. Méthode de calcul

Pour simuler les perturbations de la cavité globale dues à l'environnement, nous écrivons les longueurs des bras comme $L_p = L_1 + \Delta L_p + \delta L_p$ avec $\Delta L_p = L_p - L_1$ la différence de longueur, fixée par l'expérimentateur, entre les bras p et le bras 1 et δL_p la perturbation aléatoire de chaque bras telle que $-\frac{\delta L_{max}}{2} \leq \delta L_p \leq \frac{\delta L_{max}}{2}$ (voir Figure 2.11).

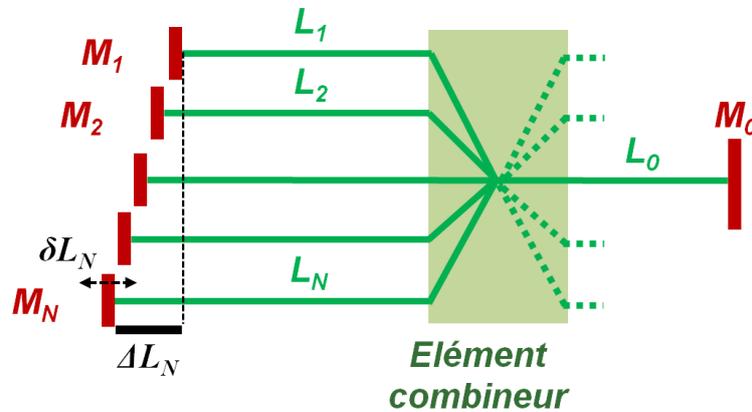


Figure 2.11. Schéma de la cavité et des longueurs de bras considérées.

Un grand nombre de tirages (1000 typiquement) de $[L_p]_{p=1\dots N}$ sont effectués avec les δL_k uniformément distribués sur l'intervalle $[-\frac{\delta L_{max}}{2}, \frac{\delta L_{max}}{2}]$. Pour chacun des $[L_p]_{p=1\dots N}$ ainsi obtenus, on calcule l'efficacité de combinaison η définie comme le maximum de $R_{eq,comb}(\lambda)$ sur une plage de longueur d'onde donnée B qui sera fixée par la suite comme étant égale à une valeur approchée de la largeur de bande du gain des LCQ. A partir de cet ensemble statistique, il est possible de déduire une valeur moyenne $\bar{\eta}$. L'écart-type σ de cet ensemble statistique est utilisé comme critère pour quantifier la stabilité du système. Dans [67] les auteurs montrent que les résultats obtenus par cette méthode statistique de calcul de l'efficacité de combinaison et de stabilité et les résultats expérimentaux obtenus pour la combinaison cohérente de fibres sont très similaires.

Nous avons par la suite, appliqué cette méthode dans le cas de la combinaison de N LCQ. Les valeurs prises pour les longueurs de bras et la largeur de bande de gain sont typiques de celles qui seront utilisées en pratique dans la partie expérimentale.

Sauf indication contraire, les conditions pour les calculs menés par la suite sont:

- la largeur de bande sur laquelle la réflectivité équivalente est calculée est fixée à $B = 100$ nm autour d'une longueur d'onde centrale de $\lambda_0 = 4.5$ μ m,
- les réflectivités des miroirs qui ferment la cavité sont fixées telles que $|r_1|^2 = |r_2|^2 = \dots = |r_N|^2 = |r|^2 = R = 1$ et $R_0 = |r_0|^2 = 0.3$.
- on se place dans une configuration géométrique proche de celle utilisée en pratique au Chapitre 5 (voir Figure 5.10). La longueur du bras commun est de $L_0 \sim 200$ mm. Les parties fixes des longueurs des N bras sont fixées comme : $L_1 \sim 320$ mm et $\Delta L_p = (p - 1) \cdot \Delta L$ avec $\Delta L \sim 2$ mm \pm 0,5 mm.

Le terme $\pm 0,5$ mm est utilisé pour éviter de traiter le cas particulier où les différences de longueurs $L_{p+1} - L_p$ entre deux bras successifs sont toutes strictement identiques. En effet, si l'on considère les relations (2-20) qui traduisent les conditions d'existence d'un maximum d'efficacité, on remarque que dans le cas où les $L_{p+1} - L_p$ sont égaux alors il suffit que la première des relations soit vraie pour une longueur d'onde λ pour qu'elles soient toutes vérifiées à cette même longueur d'onde. Ce cas de figure très particulier n'est pas réaliste et est susceptible de nuire à la généralité du calcul mené ici : nous éviterons de nous placer dans cette situation par la suite.

2.2.3. *Influence de la partie fixe ΔL_p des longueurs des bras*

On étudie dans cette partie l'influence de la partie fixe $\Delta L_p = (p - 1)\Delta L$ des longueurs des N bras sur l'efficacité de combinaison.

Nous avons montré dans le paragraphe précédent que le cas $N = 2$ est un cas particulier : si la différence de longueur entre les bras est très grande devant $\lambda^2/2B \sim 100$ μ m (voir la relation (2-15)), alors la cavité globale présente un très grand nombre de modes longitudinaux dans la largeur de bande du gain. Pour peu que $\Delta L \gg 100\mu$ m, l'efficacité est toujours maximale et l'écart type est nul quel que soient les perturbations appliquées. Ce résultat est cohérent avec les résultats expérimentaux et théoriques obtenus pour la combinaison de fibres dans une cavité Michelson : dans [47] les auteurs mentionnent que pour une différence suffisamment grande entre les deux bras une efficacité de combinaison élevée est obtenue avec une grande stabilité.

Pour $N > 2$, on utilise la méthode « statistique » développée au paragraphe précédent pour étudier la variation de $\bar{\eta}_{max}$ avec ΔL . Nous fixons un niveau de perturbation maximal de $\delta L_{max} \sim \lambda_0$. Les résultats sont présentés sur la Figure 2.12 dans le cas $N = 5$.

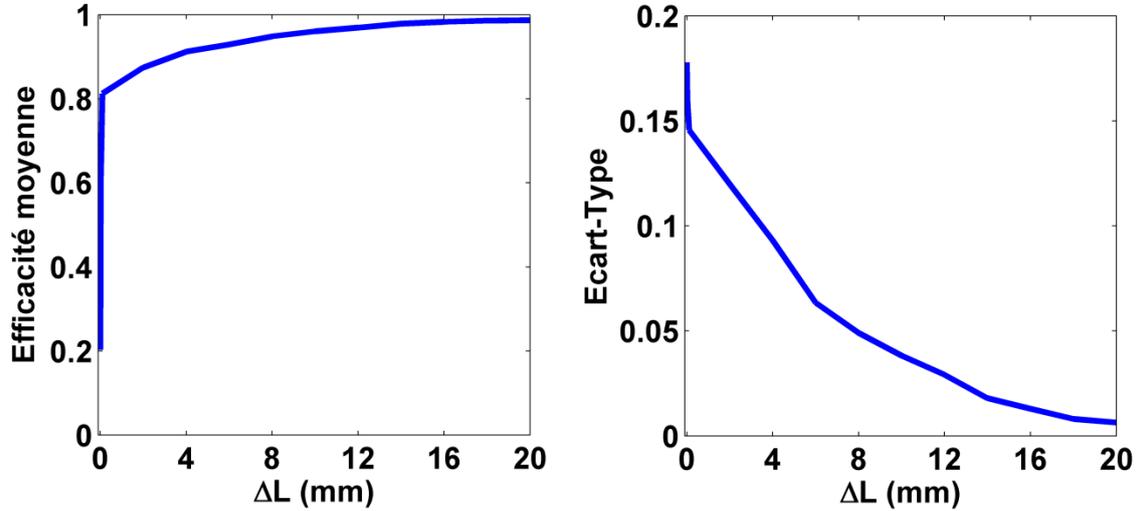


Figure 2.12. Variation de l'efficacité de combinaison moyenne et de l'écart-type en fonction de ΔL dans le cas $N = 5$ et $\delta L_{max} \sim \lambda_0$.

Nous partons du cas $\Delta L = 0 \text{ mm}$ où l'efficacité de combinaison moyenne est égale à $\bar{\eta} = 20\%$. Dans ce cas, $1/N$ seulement de l'énergie totale disponible est couplée dans le bras commun, ce qui signifie qu'il n'y a pas de fonctionnement cohérent entre les bras à combiner. Dans le cas où tous les bras ont exactement la même longueur, la variation statistique introduite sur les N bras, caractérisée par $\delta L_{max} \sim \lambda_0$, empêche le système de trouver un mode longitudinal de la cavité commune : la mise en phase entre les N bras est impossible. En effet, dans le cas $\Delta L = 0 \text{ mm}$, les relations (2-32) s'écrivent :

$$2(\delta L_p - \delta L_q) = m_{p,q} \lambda \quad (2-31)$$

avec $p \in \llbracket 2, N \rrbracket, q < p$ et $m_{p,q} \in \mathbb{N}$

Comme $\delta L_{max} \sim \lambda_0$, alors la probabilité de trouver une longueur d'onde λ comprise dans la largeur du gain B est proche de 0 : il n'y a, en moyenne, pas de fonctionnement cohérent de la cavité globale et l'efficacité de combinaison moyenne est proche de sa valeur minimale $1/N$.

La différence de longueur entre les bras est ensuite progressivement augmentée. On calcule pour $\Delta L = 2 \text{ mm}$ une efficacité de combinaison de $\bar{\eta} = 88\%$ et un écart-type de $\sigma = 0.13$. Lorsque ΔL est encore augmentée, l'efficacité de combinaison augmente jusqu'à tendre vers 1 pour de grandes valeurs de ΔL . De même, l'écart-type de l'efficacité de combinaison diminue avec ΔL jusqu'à tendre vers 0 pour de grandes valeurs de ΔL . Ainsi pour une perturbation donnée sur les N bras, il est toujours possible de tendre vers l'efficacité idéale pour peu que la différence de longueur entre les bras à combiner soit suffisamment grande. Ceci s'explique par le fait que plus les différences entre les longueurs des bras à combiner sont grandes et plus il y a de chance qu'un mode longitudinal de la cavité commune existe sur une plage de longueur d'onde B donnée. De même, plus les différences entre les longueurs des bras à combiner sont grandes et plus la densité de modes avec $R_{eq,comb}$ proche de 1 et donc la stabilité du système augmente. On retrouve en substance les résultats prédits au 2.2.1 de ce Chapitre dans le cas de perturbations nulles.

Nous avons considéré précédemment que toutes les valeurs de ΔL_p augmentaient uniformément. Nous nous intéressons ici à un cas plus simple, étudié au Chapitre 4, où seule ΔL_1 est augmentée. On augmente la valeur de ΔL_1 à partir de $\Delta L_1 = 0$, les autres longueurs restant fixées à $\Delta L_p = (p - 1)\Delta L$ avec $\Delta L \sim 2\text{mm}$. La variation de $\bar{\eta}$ avec ΔL_1 est représentée sur la Figure 2.13 dans les cas pratiques qui nous intéresseront par la suite : $N = 5$ et $N = 7$ et $\delta L_{max} \sim \lambda_0$.

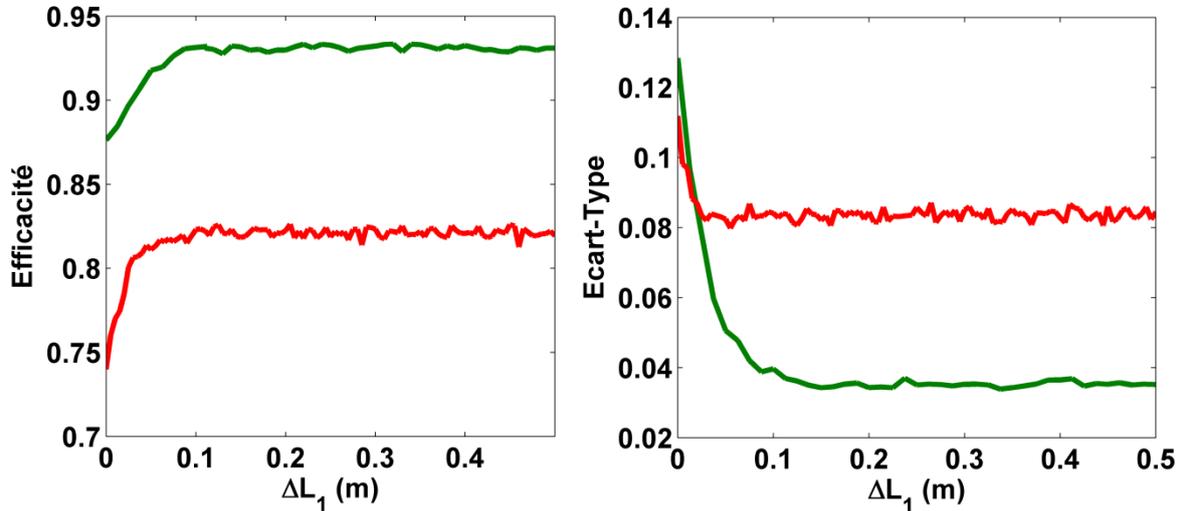


Figure 2.13. Variation de l'efficacité de combinaison moyenne et de l'écart-type en fonction de L_1 dans le cas $N = 5$ (Vert) et $N = 7$ (Rouge) pour $\delta L_{max} \sim \lambda_0$.

On remarque qu'en augmentant uniquement la longueur d'un bras, il est quand même possible d'améliorer l'efficacité de combinaison et la stabilité du système. Contrairement au cas précédent où toutes les différences de longueurs entre les bras étaient augmentées, l'efficacité ne tend pas vers 1. Lorsque L_1 devient grand, l'efficacité de combinaison et l'écart-type tendent vers des valeurs limite. Dans le cas $N = 5$, l'efficacité de combinaison tend vers $\bar{\eta} = 93\%$ et l'écart-type tend vers $\sigma = 0.04$. Dans le cas $N = 7$, l'efficacité de combinaison tend vers $\bar{\eta} = 82\%$ et l'écart-type tend vers $\sigma = 0.08$.

En conclusion, l'efficacité de combinaison moyenne en présence de déviations statistiques sur les longueurs des N bras dépend grandement de la configuration géométrique de la cavité. De manière générale, plus les différences entre les longueurs des bras à combiner sont grandes et plus la densité de mode présentant une grande efficacité de combinaison augmente. Plus les longueurs des bras seront différentes et plus il y a de chance de trouver un mode longitudinal de la cavité commune dans la largeur de bande de gain. On montre également qu'allonger un bras uniquement est suffisant pour augmenter l'efficacité de combinaison : une augmentation de 10 cm fait passer l'efficacité moyenne de 88% à 93% dans le cas $N = 5$ et de 75% à 81% dans le cas $N = 7$.

2.2.4. Influence du nombre de bras

Nous allons ici tenter de quantifier le nombre maximal de LCQ que l'on peut combiner dans ce type de cavité. On utilise à nouveau la méthode « statistique » développée précédemment pour étudier la variation de $\bar{\eta}$ pour différentes cavités avec un nombre de bras N croissant et pour différents niveaux de perturbation δL_{max} . Ainsi, on représente sur la

Figure 2.14 la variation de $\bar{\eta}$ et σ pour la cavité décrite précédemment pour N variant de 2 à 20 et pour des δL_{max} allant de 10^{-7} à 10^0 m.

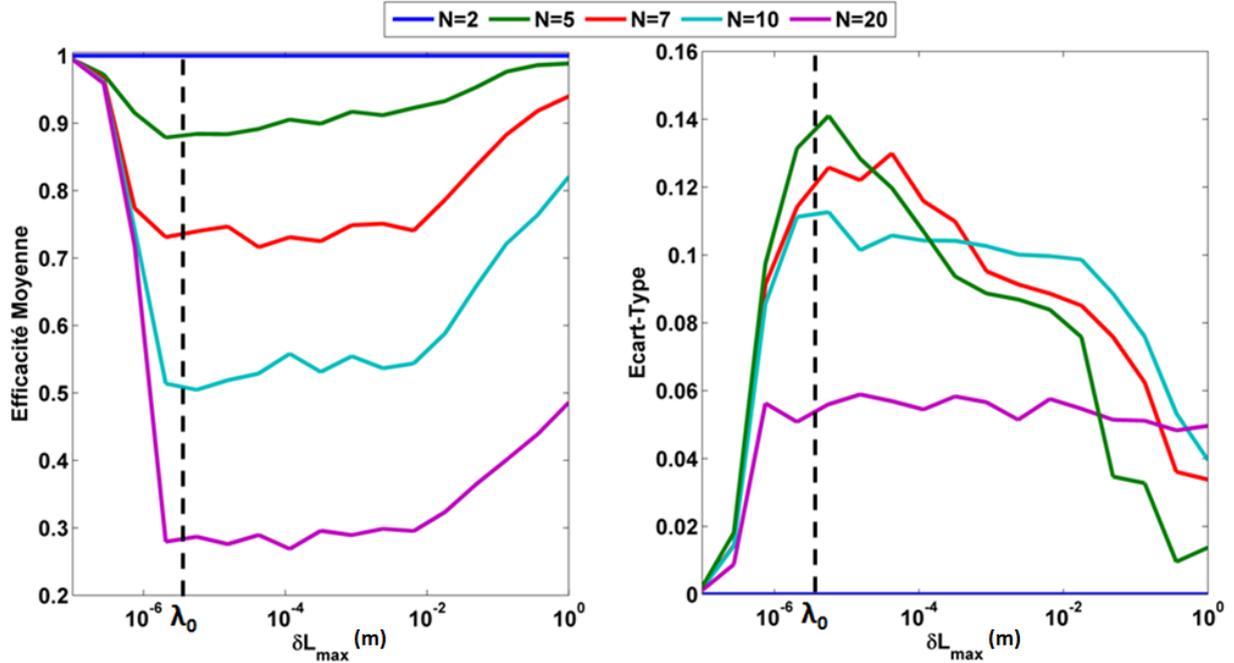


Figure 2.14. Efficacité moyenne et écart type en fonction de δL_{max} pour différentes valeurs de N.

- Commentaires sur l'allure générale de $\bar{\eta}(\delta L_{max})$

Tout d'abord, on remarque que les parties fixes des longueurs de bras sont telles qu'il existe au moins une longueur d'onde sur B pour laquelle l'efficacité de combinaison soit très proche de 1. Ainsi, pour $\delta L_p = 0$ on a $\bar{\eta} \sim 1$ et les chutes d'efficacité observées pour $\delta L_p > 0$ ne sont pas dues à une mauvaise configuration des longueurs de bras de départ.

La Figure 2.14 montre à nouveau que le cas $N = 2$ est un cas particulier où l'efficacité moyenne reste égale à $\bar{\eta} = 1$ avec une stabilité parfaite ($\sigma = 0$) quel que soit le niveau de perturbation δL_{max} ajouté à la partie fixe des longueurs de bras. Dans notre cas nous avons $\Delta L \sim 2 \text{ mm} \gg \lambda^2/2B \sim 100 \mu\text{m}$: la cavité globale présente un très grand nombre de modes longitudinaux dans la largeur de bande du gain (voir la relation (2-15)). L'efficacité est toujours maximale et l'écart type est nul quel que soient les perturbations appliquées.

Comparé au cas $N = 2$, les cavités comportant plus de bras sont sensibles aux différences de longueurs de bras δL_{max} . La Figure 2.14 montre la variation de l'efficacité de combinaison moyenne et de l'écart-type en fonction de δL_{max} pour différentes cavités. De manière générale, pour $N > 2$, l'efficacité moyenne commence par diminuer : elle part de sa valeur idéale en $\delta L_{max} = 10^{-7} \text{ m}$ pour atteindre sa valeur minimale en $\delta L_{max} \sim \lambda_0$. A partir de ce minimum, l'efficacité augmente. Ce comportement général vérifié pour toutes les valeurs de N, est expliqué dans les paragraphes suivants.

Comme indiqué précédemment, la configuration initiale des longueurs de bras est telle que $\bar{\eta}(\delta L_p = 0) \sim 1$. Autrement dit, il existe au moins une longueur d'onde à l'intérieur de la plage de gain des émetteurs B pour laquelle les $[L_p]_{p=1 \dots N}$ vérifient la relation (2-20). Pour $\delta L_{max} = 10^{-7} \text{ m}$, qui est relativement petit devant la longueur d'onde, ces relations

restent à peu près valables de telle sorte que l'efficacité reste proche de sa valeur maximale. Lorsque δL_{max} augmente, les relations (2-20) deviennent:

$$2 \left((p - q)\Delta L + \delta L_p - \delta L_q \right) = m_{p,q} \lambda \quad (2-32)$$

avec $p \in \llbracket 2, N \rrbracket, q < p$ et $m_{p,q} \in \mathbb{N}$

Étant donné que δL_p varie de manière aléatoire, ces relations ne sont, en moyenne, pas vérifiées : l'efficacité moyenne chute. On observe en effet que $\bar{\eta}$ passe de sa valeur maximale, proche de 1, pour $\delta L_{max} = 0$ à sa valeur minimale pour $\delta L_{max} \sim \lambda_0$.

On remarque cependant qu'en augmentant encore la valeur de δL_{max} à partir de $\delta L_{max} \sim \lambda_0$, l'efficacité moyenne augmente à nouveau (d'abord légèrement pour $\lambda_0 < \delta L_{max} < 10^{-2}m$ puis plus franchement pour $\delta L_{max} > 10^{-2}m$). En effet, en augmentant δL_{max} , on augmente la probabilité de trouver une longueur d'onde qui vérifie simultanément les équations (2-32) sur une largeur spectrale B donnée. Pour des valeurs de δL_{max} très grandes, les δL_p tirés aléatoirement respectent avec quasi-certitude les relations (2-32) de telle sorte que l'efficacité moyenne se rapproche de l'efficacité idéale de 1. Considérer des valeurs de δL_{max} aussi élevées n'est évidemment pas réaliste mais cependant utile pour comprendre la variation de l'efficacité de combinaison avec la longueur des bras. On retrouve une conclusion cohérente avec celle que l'on avait tirée de l'étude de l'augmentation de la partie fixe des bras au paragraphe précédent.

- Variation de $\bar{\eta}$ avec le nombre de bras N pour δL_{max} fixé

Comparons maintenant l'efficacité de combinaison calculée pour différents nombres de bras $N > 2$. De manière générale, pour un δL_{max} donné l'efficacité moyenne diminue avec le nombre de bras à combiner. Ce résultat est dû au fait que la probabilité de trouver une longueur d'onde qui vérifie les relations (2-32) diminue lorsque N augmente. En effet, le nombre d'équations dans (2-32) augmente alors que les longueurs de bras et la largeur du gain B restent fixes.

On compare sur la Figure 2.15 la variation de l'efficacité moyenne avec N pour $\delta L_{max} \sim \lambda_0$ à l'estimation faite par le modèle simple développé dans [53]. Dans cet article, les auteurs tentent de trouver une formule analytique simple pour quantifier la variation de l'efficacité de combinaison avec le nombre d'émetteurs à combiner. Le cas considéré est celui de la combinaison de fibres : les auteurs supposent que les longueurs optiques de chacun des N bras sont toutes du même ordre de grandeur L. Ils supposent également que l'efficacité de combinaison est proche de 1. L'efficacité de combinaison dans une telle cavité s'écrit en fonction de L et de B comme :

$$\eta \sim 1 - \frac{\pi^2}{2} \exp \left(-2 \frac{\ln \left(\frac{4\pi BL}{\lambda^2} \right)}{N - 1} \right) \quad (2-33)$$

Pour un nombre de bras et une longueur d'onde de travail donnés, l'efficacité ne dépend que de BL ce qui rend ce modèle simple à utiliser. Ceci explique que de nombreux auteurs font référence à ce calcul pour estimer l'efficacité de combinaison de leur système. Cette formule permet de visualiser simplement l'influence de la largeur du gain et de la longueur des bras : pour N fixé, il faut augmenter le produit BL pour augmenter l'efficacité.

On observe sur la Figure 2.15 que les deux modèles donnent des résultats différents (sauf pour le cas particulier $N = 2$) mais permet de donner une idée de l'efficacité pour $N < 9$. Pour $N > 9$, les résultats des deux modèles sont très différents : ainsi, pour $N = 20$, le modèle issu de [53] prévoit une efficacité de combinaison nulle alors que le modèle développé ici prévoit une efficacité moyenne de l'ordre de 30%. Le modèle rigoureux prévoit que pour $N > 10$, l'efficacité moyenne décroît moins rapidement que pour $N < 10$. Il s'agit d'un effet de moyennage : plus le nombre de bras est important, et moins l'ajout d'un bras supplémentaire influe sur l'efficacité globale. Le modèle développé dans [53] reste approximatif dans notre cas puisqu'il suppose notamment que les bras ont des longueurs quasiment égales et que l'efficacité reste proche de 1.

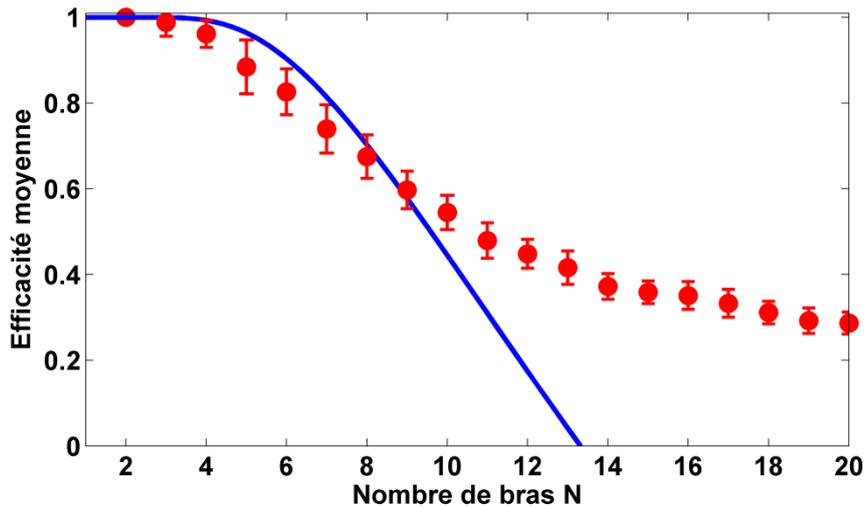


Figure 2.15. Calcul de l'efficacité moyenne en fonction du nombre de bras N . Bleu : modèle simple, Rouge : méthode de la réflectivité équivalente.

- Variation de l'écart-type σ

Intéressons-nous maintenant à la variation de l'écart-type de la fluctuation de l'efficacité moyenne en fonction de δL_{max} et $N > 2$. Lorsque δL_{max} est petit devant λ_0 , nous avons vu que l'efficacité reste très proche de l'efficacité idéale de telle sorte que l'écart-type est quasiment nul. Dans un premier temps, lorsque δL_{max} augmente, le nombre (ou densité) de modes longitudinaux avec une bonne efficacité diminue et donc l'écart-type de la fluctuation augmente. A partir d'un certain niveau d'efficacité moyenne (correspondant à des valeurs de δL_{max} différentes selon le nombre de bras), la densité de modes efficaces semble croître de telle sorte que l'écart-type de la fluctuation diminue. Pour des δL_{max} suffisamment grands, l'efficacité moyenne se rapproche de l'efficacité idéale et en parallèle, la densité de modes efficaces augmente de telle sorte que l'écart-type de la fluctuation se rapproche de 0. On remarque également sur la Figure 2.14 que le maximum de fluctuation sur toute la plage de δL_{max} décroît avec N (pour $N > 2$). On retrouve, comme sur l'efficacité de combinaison, un effet de moyennage : plus le nombre de bras est important, moins les déviations ajoutées sur les longueurs de bras peuvent faire fluctuer l'efficacité.

2.3. Influence des sous-cavités

Nous avons supposé dans les parties précédentes que les traitements antireflet déposés sur les facettes avant des différents LCQ à combiner étaient parfaits, c'est-à-dire que la

réflectivité de la facette de sortie des LCQ était nulle : $R_{AR} = |r_{AR}|^2 = 0$. En pratique, plusieurs traitements ont été testés sur nos LCQ (voir 1.3.4 du chapitre 3) : un dépôt monocouche d'alumine (Al_2O_3) de réflectivité $R_{AR} \sim 10\%$ et un dépôt bicouche de silice (SiO_2) et d'oxyde de titane (TiO_2) qui permet d'obtenir une réflectivité de $R_{AR} \sim 2\%$.

Cette partie est consacrée à l'étude de l'influence des sous-cavités créées par la présence d'un antireflet non-parfait sur les facettes de sortie des émetteurs [45]. Le schéma de la cavité étudiée ici est représenté sur la Figure 2.16:

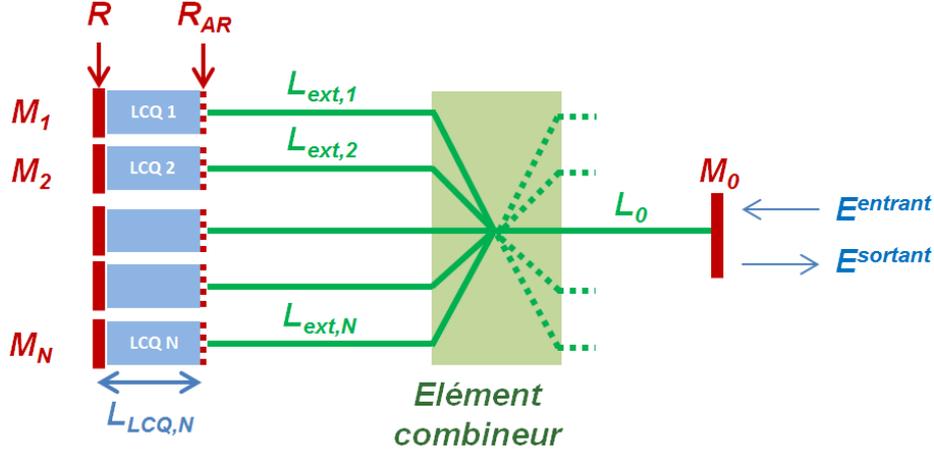


Figure 2.16. Schéma de la cavité à N bras avec ses sous-cavités.

La cavité étudiée ici est constituée de la cavité à N bras initiale couplée aux N sous-cavités correspondant aux cavités propres des LCQ. Les longueurs d'onde d'oscillation correspondent aux résonances de ce résonateur complexe à $2N+1$ miroirs combinées au profil de gain des LCQ.

On suppose ici que les réflectivités des miroirs de fond de cavité M_n sont toutes égales : $|r_1|^2 = |r_2|^2 = \dots = |r_N|^2 = |r|^2 = R$ et que les réflectivités parasites des dépôts antireflets sont toutes égales : $|r_{AR,1}|^2 = |r_{AR,2}|^2 = \dots = |r_{AR,N}|^2 = |r_{AR}|^2 = R_{AR}$. On garde toujours $R_0 = |r_0|^2 = 0.3$ comme valeur de la réflectivité du miroir de sortie ainsi que $L_0 \sim 200 \text{ mm}$ comme longueur du bras commun. Pour tenir compte de l'influence des sous-cavités, on remplace dans les équations obtenues au paragraphe 2.1 la réflectivité des miroirs de fond de cavité M_p par la réflectivité équivalente $R_{LCQ,p}$ d'une cavité Fabry-Perot de longueur optique $L_{LCQ,p}$ et fermée par des miroirs de réflectivité R et R_{AR} :

$$R_{LCQ,p}(\lambda) = |r_{LCQ,p}(\lambda)|^2 = \left| \frac{r_{AR} + r e^{j\frac{2\pi}{\lambda} 2L_{LCQ,p}}}{1 + r_{AR} r e^{j\frac{2\pi}{\lambda} 2L_{LCQ,p}}} \right|^2 \quad (2-34)$$

Ainsi, on obtient la valeur de la réflectivité équivalente de la partie interférométrique devient :

$$r_{eq,comb}(\lambda) = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N r_{LCQ,p}(\lambda) e^{j\frac{2\pi}{\lambda} 2L_{ext,p}} \quad (2-35)$$

On peut alors montrer que :

$$|r_{eq,comb}(\lambda)|^2 \leq \left| \frac{r_{AR} + r}{1 + r_{AR}r} \right|^2 = |r_{LCQ,max}|^2 = R_{LCQ,max} \quad (2-36)$$

avec $R_{LCQ,max}$ la valeur maximale que peut prendre la réflectivité équivalente $R_{LCQ,p}$ de chacune des sous-cavités correspondant aux LCQ.

On définit alors $R_{eq,comb}$ comme :

$$R_{eq,comb}(\lambda) = \left| \frac{E^r}{E^a} \right|^2 = \left| \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N \frac{r_{LCQ,p}(\lambda)}{r_{LCQ,max}} e^{j\frac{2\pi}{\lambda} 2L_{ext,p}} \right|^2 \quad (2-37)$$

La réflectivité équivalente ainsi définie est bien comprise entre 0 et 1 et tient compte des sous-cavités créées par les dépôts antireflets imparfaits sur les LCQ. Enfin la réflectivité équivalente de la cavité globale s'écrit :

$$R_{eq,cav}(\lambda) = \left| \frac{r_0 + \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N r_{LCQ,p}(\lambda) e^{j\frac{2\pi}{\lambda} 2(L_{ext,p} + L_0)}}{1 + r_0 \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N r_{LCQ,p}(\lambda) e^{j\frac{2\pi}{\lambda} 2(L_{ext,p} + L_0)}} \right|^2 \quad (2-38)$$

- Cas $N = 1$

On s'intéresse ici à un LCQ unitaire en cavité externe. On supposera que $R_{AR} = 0.1$, $R = 0.95$, $L_{ext,1} + L_0 = 320 \text{ mm}$, $L_{LCQ} = n_{LCQ} \cdot 3 \text{ mm}$ avec un indice optique $n_{LCQ} = 3.3$. On représente sur la Figure 4.10 la réflectivité équivalente de la cavité externe :

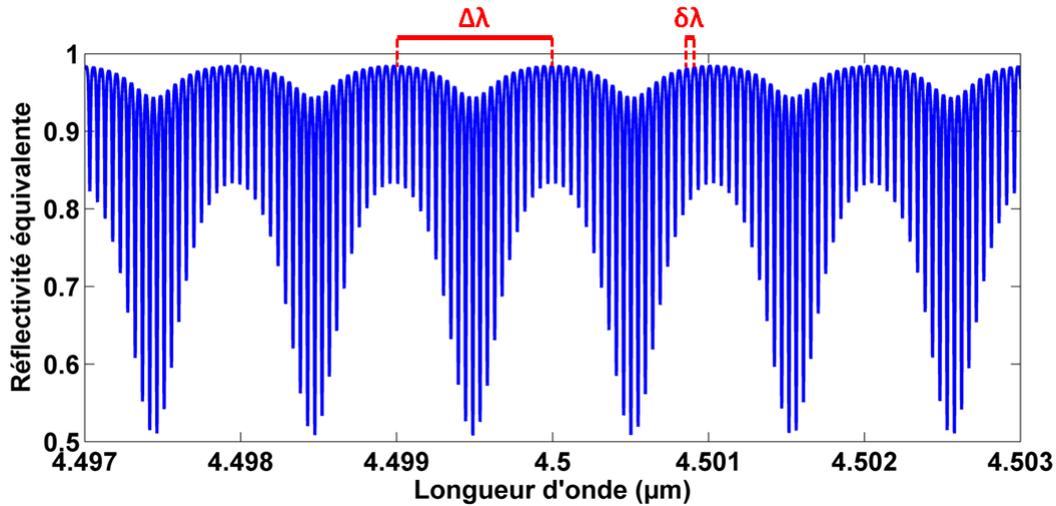


Figure 2.17. Réflectivité équivalente $R_{eq,cav}$ d'un LCQ en cavité externe ($R_{AR} = 0.1$).

En étudiant la réflectivité équivalente de la cavité externe, on observe que la réflectivité équivalente est constituée de deux modulations. Une première est due aux modes de la cavité totale séparés de $\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2(L_{LCQ} + L_{ext,1} + L_0)} \sim 30 \text{ pm}$. La deuxième, de période $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L_{LCQ}} = 1 \text{ nm}$ est causée par la sous-cavité engendrée par la réflectivité parasite du dépôt antireflet sur la facette de sortie du LCQ. Nous retrouverons aux Chapitres 4 et 5 cette modulation typique de 1 nm sur le spectre d'émission des LCQ en cavité externe unitaire.

- Cas $N = 2$

On se place dans la configuration de la cavité Michelson qui nous intéressera en pratique au Chapitre 4. Ainsi, la longueur des LCQ est de : $L_{LCQ,1} = L_{LCQ,2} = n_{LCQ} \cdot 3mm$ avec un indice optique $n_{LCQ} = 3.3$. La réflectivité parasite des dépôts antireflet est de $R_{AR} = 0.1$. Les autres paramètres sont: $R = 0.95$, $L_{ext,1} = 85mm$, $L_{ext,2} = 355mm$.

Nous avons vu dans la section précédente que pour une cavité Michelson simple ($R_{AR} = 0$), la réflectivité équivalente était constituée d'une enveloppe de période $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2|L_{ext,2}-L_{ext,1}|}$ due aux interférences au niveau de la lame semi-réfléchissante et d'une modulation principale de période $\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{L_{ext,2}+L_{ext,1}+2L_0}$ correspondant à la cavité Fabry-Pérot équivalente. A cause des sous-cavités correspondant aux LCQ, on peut montrer à partir de (2-38) que deux modulations supplémentaires viennent se superposer aux deux modulations initiales. Une première modulation de période :

$$\Delta\lambda_{LCQ} = \frac{\lambda^2}{2|L_{LCQ,2} - L_{LCQ,1}|} \quad (2-39)$$

Cette modulation ne sera pas visible dans le cas idéal étudié ici où $L_{LCQ,2} = L_{LCQ,1}$.

Et d'une modulation principale de période :

$$\delta\lambda_{LCQ} = \frac{\lambda^2}{L_{LCQ,2} + L_{LCQ,1}} = 1 \text{ nm} \quad (2-40)$$

Le profil de la réflectivité équivalente d'une telle cavité est représenté sur la Figure 2.18.

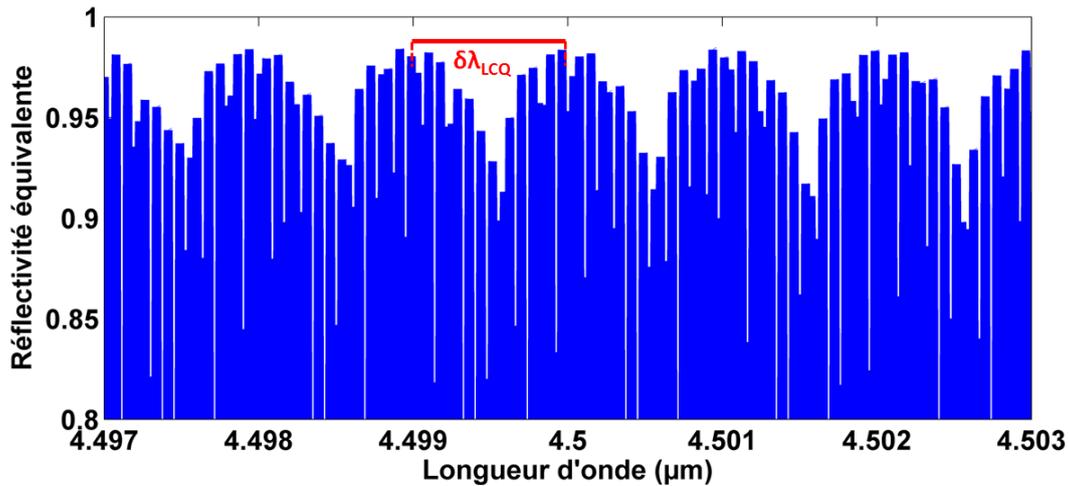


Figure 2.18. Réflectivité équivalente $R_{eq,cav}$ d'une cavité Michelson ($R_{AR} = 0.1$ et $L_{LCQ,1} = L_{LCQ,2}$).

Dans le cas où $L_{LCQ,1} = L_{LCQ,2} = L_{LCQ}$, on observe sur la Figure 2.18, qu'une modulation de période $\delta\lambda_{LCQ} = \frac{\lambda^2}{2L_{LCQ}} = 1 \text{ nm}$ s'est rajoutée aux modulations initiales de période $\Delta\lambda \sim 45pm$ et $\delta\lambda \sim 35pm$ (difficilement visibles sur la figure). Comme on le verra dans le chapitre 4, cette modulation de période $\delta\lambda_{LCQ}$, correspondant à l'écart entre les modes propres des LCQ, sera visible sur le spectre d'émission de la cavité Michelson.

Intéressons-nous maintenant à l'influence de la différence de longueur entre les deux LCQ. On part du cas où $L_{LCQ,1} = L_{LCQ,2}$ et on augmente la longueur du LCQ 2 d'une longueur $\Delta L_{LCQ,2}$ (on vérifie que dans le cas $N = 2$, le choix du LCQ dont on augmente la

longueur n'a évidemment aucune incidence). La variation de l'efficacité de combinaison avec $\Delta L_{LCQ,2}$ est représentée sur la Figure 2.19.

Dans le cas où $R_{AR} = 0$, on observe que l'efficacité de combinaison ne varie pas avec la longueur d'un LCQ. En effet, nous sommes dans le cas décrit précédemment d'une cavité Michelson sans sous-cavités et où la différence de longueur entre les deux bras à combiner est supérieure à $\lambda^2/2B$. En rajoutant une longueur $\Delta L_{LCQ,2} < \lambda$, cette relation reste vraie et l'efficacité de combinaison reste maximale. Dans le cas où $R_{AR} = 0.1$, on observe que l'efficacité de combinaison varie périodiquement avec $\Delta L_{LCQ,2}$ avec une période $\lambda/2$. Lorsque la longueur d'un LCQ est augmentée, la longueur de l'autre LCQ restant constante, les modes propres des deux LCQ (les modes des deux sous-cavités correspondant aux deux LCQ) sont décalés en longueur d'onde. Plus précisément, lorsque la différence de longueur entre les deux LCQ est un multiple de $\lambda/2$, les modes propres des deux LCQ sont superposés de telle sorte que l'efficacité de combinaison est maximisée. Au contraire, lorsque la différence de longueur entre les deux LCQ est un multiple de $(2k + 1)\lambda/4$ ($k \in \mathbb{N}$), les modes propres des deux LCQ sont en opposition et l'efficacité de combinaison est minimisée. Ainsi, lorsque la longueur d'un LCQ augmente, l'efficacité de combinaison varie périodiquement avec une période de $\lambda/2$.

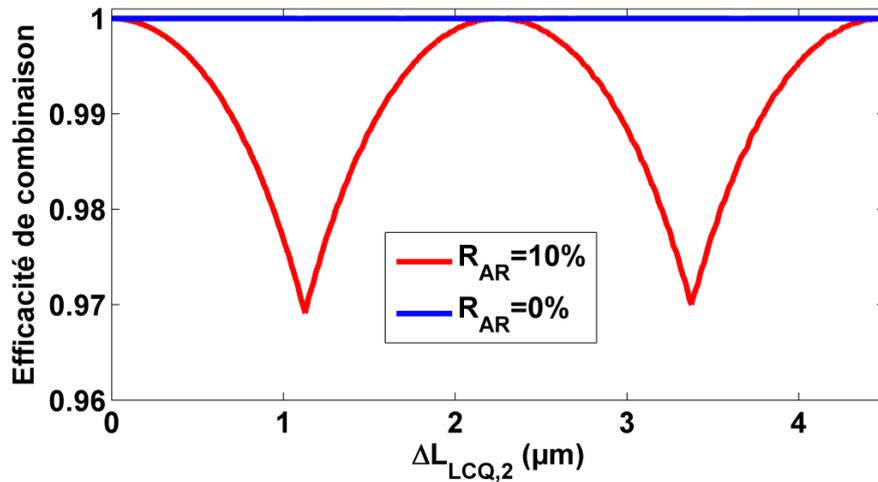


Figure 2.19. Variation de l'efficacité de combinaison avec la longueur d'un LCQ.

- Cas $N > 2$

Comme précédemment, on fixe $|r_1|^2 = |r_2|^2 = \dots = |r_N|^2 = |r|^2 = R = 0.95$, $R_0 = |r_0|^2 = 0.3$, $L_{ext,1} \sim 320 \text{ mm}$ et $|L_{ext,k+1} - L_{ext,k}| = 2 \text{ mm}$. On considère que $L_{LCQ,1} = L_{LCQ,2} = \dots = L_{LCQ,N}$ et on suppose que la longueur d'une des LCQ varie d'une longueur ΔL_{LCQ} . Nous allons comparer les cas $R_{AR} = 0$ et $R_{AR} = 0.1$.

Nous avons vu précédemment (Figure 2.14) que, dans le cas $N > 2$, l'efficacité de combinaison dépend des longueurs de bras extérieurs choisies et ce même dans le cas $R_{AR} = 0$. Il faut donc isoler l'effet de la réflectivité parasite de l'antireflet des effets dus au choix des longueurs de bras extérieures. Pour cela, on utilise la méthode statistique vue précédemment : pour une valeur de ΔL_{LCQ} donnée, une déviation aléatoire δL_k telle que $-\frac{\delta L_{max}}{2} \leq \delta L_k \leq \frac{\delta L_{max}}{2}$ est rajoutée sur chaque longueur de bras externe. Un grand nombre

de tirage de δL_k est réalisé et pour chaque δL_k , on calcule l'efficacité de combinaison η sur $B = 100$ nm. A partir de cet ensemble statistique, on définit comme précédemment la valeur moyenne de ces maxima d'efficacité de combinaison $\bar{\eta}(\Delta L_{LCQ})$. L'opération est ensuite répétée pour ΔL_{LCQ} variant sur l'intervalle $[0, \lambda_0]$. La variation de $\bar{\eta}(\Delta L_{LCQ})$ pour $R_{AR} = 0$ et $R_{AR} = 0.1$ est représentée sur la Figure 2.20 dans le cas $N = 5$ et $\delta L_{max} \sim \lambda_0$.

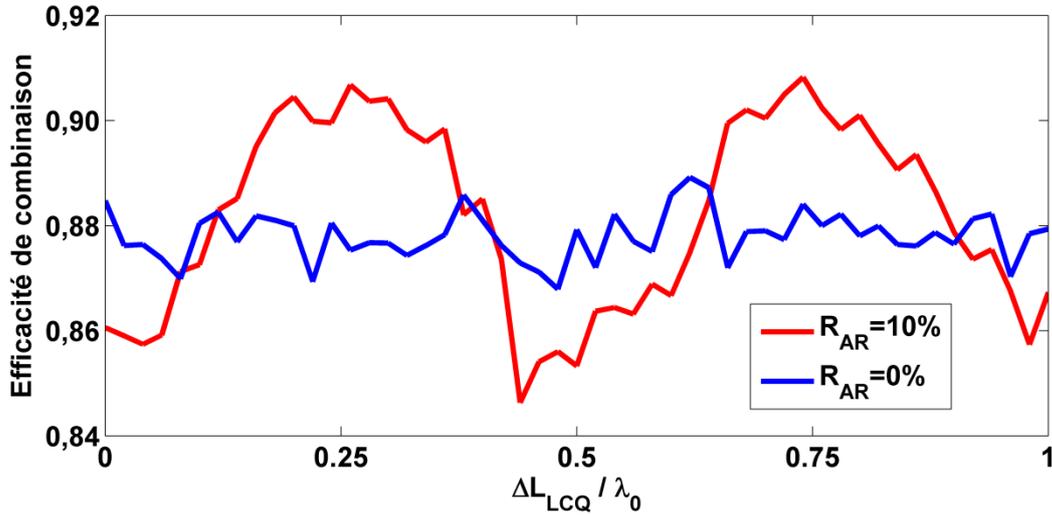


Figure 2.20. Variation de l'efficacité de combinaison moyenne en fonction de ΔL_{LCQ} dans les cas $R_{AR} = 0$ et $R_{AR} = 0.1$. On a fixé $N = 5$ et $\delta L_{max} \sim \lambda_0$.

Dans le cas $R_{AR} = 0$, on observe que l'efficacité de combinaison reste proche d'une valeur moyenne de 88% : on retrouve le résultat de la Figure 2.14 pour $N = 5$ et $\delta L_{max} \sim \lambda_0$. Dans le cas $R_{AR} = 0.1$, l'efficacité de combinaison varie périodiquement selon ΔL_{LCQ} avec une période de $\lambda/2$. On retrouve la même allure générale de l'efficacité combinaison vis-à-vis de la longueur des LCQ dans le cas $N > 2$ que celle observée pour la cavité Michelson.

En conclusion, les sous-cavités créées par la réflectivité parasite des dépôts antireflets sur les facettes de sortie des LCQ induisent une variation périodique de l'efficacité de combinaison avec la longueur des LCQ. Nous verrons au Chapitre 4 que cette dépendance de l'efficacité de combinaison avec la longueur optique d'un LCQ se traduira pour les cavités Michelson et les cavités avec réseau de phase, par une variation périodique de la puissance de sortie lorsque le courant d'un seul LCQ est changé, induisant une variation de la longueur optique de ce dernier via la dépendance de l'indice avec la température. Ceci implique également qu'à cause de ces sous-cavités, le courant des différents LCQ doit être ajusté pour maximiser l'efficacité de combinaison globale.

3. Utilisation d'émetteurs non identiques

Nous allons quantifier dans ce paragraphe l'influence de l'utilisation de lasers différents sur l'efficacité de combinaison dans la cavité à N bras. Les deux principales sources de chute de l'efficacité de combinaison étudiées ici sont les différences de puissance et les différences entre les profils spatiaux des faisceaux des LCQ à combiner. Ces deux effets seront étudiés de manière décorrélée mais, en pratique, ils peuvent intervenir simultanément.

3.1. Différences de puissance

Les LCQ que nous aurons à combiner dans les chapitres 4 et 5 présentent des caractéristiques puissance optique / courant relativement différentes d'un LCQ à l'autre. Tous les LCQ utilisés sont en cavité Fabry-Perot avec un miroir de sortie de réflectivité de 30%, les différences de puissance de sortie ne peuvent avoir que deux explications : soit les LCQ ont des niveaux de pertes linéiques (pertes parasites du guide par exemple) et de gain linéique différents soit la géométrie des guides (largeur de la facette et longueur du guide) est différente d'un LCQ à l'autre.

On reprend les calculs d'efficacité de combinaison du 2.1.1 en fixant $E^{entrant}$ de module unitaire. On suppose cette fois que chaque bras de la cavité présente des pertes différentes, de telle sorte que les modules des champs circulant dans chaque bras ne sont plus égaux (dans le calcul mené au 2.1.1, cela revient à prendre des réflectivités r_p , pour les miroirs de fond de cavité M_p , différentes les unes des autres). On note $E_p e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2L_p}$ l'amplitude du champ dans après un aller-retour dans le bras p . L'efficacité de combinaison, telle que définie précédemment, s'écrit alors:

$$\eta = \frac{\left| \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{p=1}^N |E_p| e^{j\frac{2\pi}{\lambda}2L_p} \right|^2}{\sum_{p=1}^N |E_p|^2} \quad (2-41)$$

On retrouve bien la relation (2-19) si l'on suppose $|E_p| = 1/\sqrt{N}$. On ne s'intéresse ici qu'aux inhomogénéités entre les puissances P_p , on va donc supposer que les phases des N faisceaux sont choisies pour maximiser l'efficacité de combinaison. On pose $2L_p = m \cdot \lambda$, $m \in \mathbb{N}$ et on obtient :

$$\eta = \frac{\left| \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{p=1}^N |E_p| \right|^2}{\sum_{p=1}^N |E_p|^2} \quad (2-42)$$

Si l'on remarque que la puissance contenue dans chaque faisceau P_p est proportionnelle au module au carré du champ dans ce même faisceau, on peut écrire que :

$$\eta = \frac{\left| \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{p=1}^N \sqrt{P_p} \right|^2}{\sum_{p=1}^N |P_p|} \quad (2-43)$$

Dans le cas $N = 2$, l'efficacité peut s'exprimer simplement en introduisant le rapport $\beta = \frac{P_1}{P_2}$ (on suppose que $P_1 \leq P_2$ et donc $0 \leq \beta \leq 1$):

$$\eta = \frac{1}{2} \left(1 + 2 \frac{\sqrt{\beta}}{1 + \beta} \right) \quad (2-44)$$

On représente sur la Figure 2.21 la variation de l'efficacité de combinaison avec β .

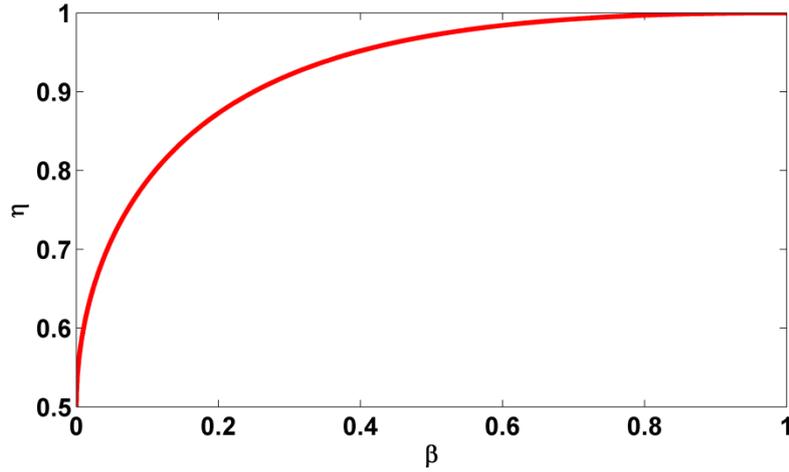


Figure 2.21. Variation de l'efficacité de combinaison en fonction du rapport β entre les puissances des deux faisceaux à combiner.

Pour $\beta = 1$, les deux faisceaux sont de modules au carré égaux et l'efficacité de combinaison est égale à 1 : c'est le cas idéal. Lorsque $\beta < 1$, l'efficacité décroît jusqu'à atteindre $\eta = 0.5$ pour $\beta = 0$. Remarquons que l'efficacité décroît lentement à partir de $\eta = 1$ puisque pour $\beta = 0.4$, l'efficacité est toujours de $\eta = 0.95$. On en conclut que si une efficacité de $\eta = 1$ ne peut être atteinte que pour deux faisceaux de modules au carré égaux, des faisceaux ne respectant pas cette condition peuvent cependant être combinés dans une cavité Michelson avec une grande efficacité de combinaison.

Si pour tout p , les N faisceaux sont de modules au carré égaux alors l'efficacité de combinaison est égale à 1 : c'est le cas idéal. Étudions le cas où K sources à combiner sur les N fonctionnent et fournissent une puissance égale. Si l'on suppose que sur les N faisceaux, K ont la même puissance non nulle et les $N-K$ restants une puissance nulle alors l'efficacité de combinaison s'écrit :

$$\eta = \frac{K}{N} \quad (2-45)$$

Étudions l'effet de légères inhomogénéités sur les puissances des faisceaux à combiner. En partant du cas idéal où les puissances des N bras sont égales, on introduit de petites variations δP_p de la puissance de chaque bras faisant le développement limité de η à l'aide de (2-43) en $O(\delta P_p^3)$, on montre que [68]:

$$\eta \sim = \eta_0 \left(1 - \frac{\sigma_p^2}{4} \right) \quad (2-46)$$

avec η_0 l'efficacité idéale de l'élément combinant (ici $\eta_0 = 1$) et σ_p l'écart-type de la distribution des puissances des N faisceaux à combiner.

Dans le cas général, l'efficacité s'exprime à l'aide de la relation (2-43) et doit être calculée dans chaque cas particulier.

3.2. Différences de profils de faisceau

Les LCQ que nous aurons à combiner dans les chapitres 4 et 5 présentent des géométries de guide différentes d'un LCQ à l'autre. Ainsi, les facettes de sortie des LCQ ne présentent pas tous la même largeur, ce qui aura pour conséquence un mauvais recouvrement spatial des faisceaux dans le plan de l'élément combinant. Nous allons supposer que les faisceaux de sortie des LCQ présentent un profil spatial gaussien, c'est-à-dire que la variation du module au carré du champ sortant du LCQ p dans le plan de la largeur du guide s'écrit :

$$|E_p(x)|^2 = \frac{1}{N} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w_{p,x}} e^{-\frac{2x^2}{w_{p,x}^2}} \quad (2-47)$$

avec $w_{p,x}$ le rayon selon x du mode circulant dans le LCQ p tel que défini dans l'Annexe A (la demi-largeur à $1/e^2$ de l'intensité) et x la coordonnée spatiale dans le plan de la largeur de la facette de sortie (axe lent). Le module au carré du champ au point x a été normalisée pour que: $\sum_{p=1}^N \int |E_p(x)|^2 dx = 1$. Étant données les qualités de faisceaux $M^2 \sim 1$ mesurées pour les LCQ utilisés, considérer le faisceau de sortie des LCQ comme gaussien est une bonne approximation. Le rayon $w_{p,x}$ du faisceau gaussien de sortie du LCQ p dépend la demi-largeur de la facette de sortie de ce LCQ. La valeur exacte de $w_{p,x}$ peut par exemple s'obtenir en étudiant les modes se propageant dans le guide diélectrique plan que constitue la cavité laser. Une autre méthode, présentée dans l'Annexe A, consiste à faire se propager le faisceau de sortie des LCQ et à en mesurer la demi-largeur selon x dans plusieurs plans sur l'axe de propagation. D'après les lois de la propagation des faisceaux gaussiens on en déduit le profil d'intensité dans n'importe quel plan sur l'axe de propagation et notamment dans le plan de la facette de sortie et dans le plan de l'élément combinant. Supposons que l'on soit dans le cas pratique où chaque LCQ p est collimaté par une lentille de focale f et que l'élément combinant est situé à une distance L_p de cette lentille. On montre ainsi que le rayon $w'_{p,x}$ du faisceau provenant du LCQ p dans le plan de l'élément combinant s'écrit en fonction du rayon du faisceau dans le plan de la facette de sortie $w_{p,x}$ comme [66]:

$$w'_{p,x} = \frac{\lambda f}{\pi w_{p,x}} \sqrt{1 + \frac{L_p - f}{f^2} \frac{\pi w_{p,x}^2}{\lambda}} \quad (2-48)$$

Le module au carré du champ du faisceau provenant du LCQ p dans le plan de l'élément combinant est alors :

$$|E'_p(x)|^2 = \frac{1}{N} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w'_{p,x}} e^{-\frac{2x^2}{(w'_{p,x})^2}} \quad (2-49)$$

L'efficacité de combinaison s'écrit alors:

$$\eta = \int \left| \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{p=1}^N |E'_p(x)| \right|^2 dx \quad (2-50)$$

Donnons un exemple de calcul qui correspond au cas pratique de cavité Michelson rencontré au Chapitre 4. Considérons deux LCQ émettant à une longueur d'onde $\lambda = 4.5 \mu\text{m}$, collimatés avec deux lentilles de focale $f = 1.88 \text{ mm}$. Le rayon du faisceau de sortie des deux LCQ dans la direction de la largeur du guide (axe lent) a été mesuré à $w_{1,x} \sim w_{2,x} \sim 4 \mu\text{m}$. Les longueurs des deux bras de la cavité sont $L_1 \sim 85 \text{ mm}$ et $L_2 \sim 355 \text{ mm}$. On représente sur la Figure 2.22 le profil spatial des deux faisceaux dans le plan de l'élément combinant :

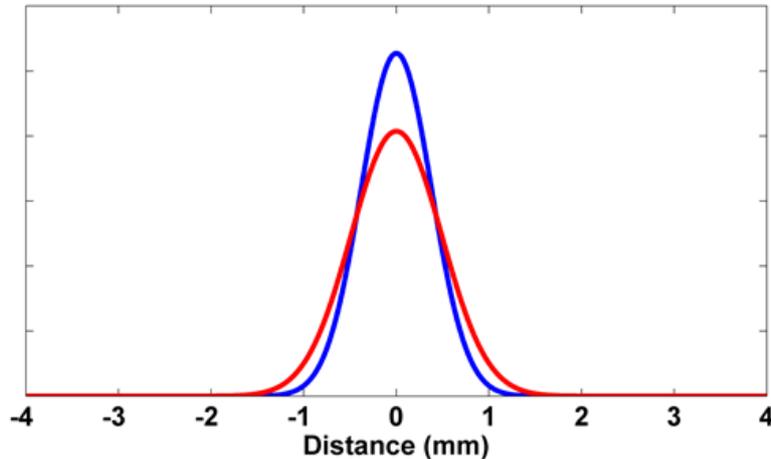


Figure 2.22. Profil spatial de l'intensité des deux faisceaux à combiner dans le plan de l'élément combinant pour $\lambda = 4.5 \mu\text{m}$, $f = 1.88 \text{ mm}$, $w_{1,x} \sim w_{2,x} \sim 4 \mu\text{m}$, $L_1 \sim 85 \text{ mm}$ et $L_2 \sim 355 \text{ mm}$.

On calcule dans ce cas précis une efficacité de combinaison d'environ 98%. L'efficacité a donc été réduite de 2% à cause du mauvais recouvrement des faisceaux dû aux longueurs de bras différentes.

Les montages expérimentaux proposés aux Chapitre 4 et 5 proposent tous de combiner N LCQ collimatés individuellement par N lentilles de focale f . Les longueurs des bras, et donc la distance L_p entre la lentille et l'élément combinant, ainsi que les largeurs des guides des LCQ à combiner peuvent varier d'un élément à l'autre. La méthode proposée ici permet de quantifier la baisse d'efficacité associée au mauvais recouvrement des N faisceaux dans le plan de l'élément combinant qui résulte de ces différences entre les L_p et les $w_{p,x}$. Par contre, dans les montages proposés les erreurs de positionnement et d'alignement des faisceaux peuvent être corrigées à l'aide des miroirs de réglage insérés dans chacun des bras de la cavité qui permettent de superposer les faisceaux avec précision dans le plan de l'élément combinant.

4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exploré le phénomène d'auto-organisation dans les cavités interférométriques à N bras à l'aide de la méthode du « champ circulant ». Nous avons présenté un outil théorique permettant d'étudier les résonances du système et de quantifier l'efficacité de combinaison d'un résonateur à N bras en fonction de la configuration géométrique de la cavité et de la largeur de bande de gain des émetteurs. Il s'agit d'un modèle de « cavité froide » où les effets dus à la saturation du gain sont ignorés.

Il ressort de cette étude que dans le cas particulier où $N = 2$, il est toujours possible de trouver un mode longitudinal commun pour peu que la différence de longueur entre les deux bras soit suffisamment grande. Il est donc aisé de faire en sorte que les cavités Michelson présentent une grande efficacité de combinaison ainsi qu'une grande stabilité vis-à-vis des perturbations liées à l'environnement. Enfin, nous avons étudié l'influence des sous-cavités dues aux réflexions parasites des traitements antireflet sur les facettes de sortie des LCQ. A cause de ces dernières, on a montré que les longueurs optiques des LCQ (et donc le courant d'injection comme expliqué précédemment) doivent être contrôlées pour maximiser l'efficacité de combinaison.

Dans le cas général $N > 2$, l'existence d'un mode longitudinal de la cavité à N bras dans une plage de longueur d'onde donnée n'est plus assurée, ce qui se traduit en pratique par une chute de l'efficacité de combinaison. On montre notamment que l'efficacité de combinaison et la stabilité du système dépendent fortement des déviations aléatoires ajoutées sur les longueurs des N bras pour simuler les perturbations liées à l'environnement. Cette étude révèle que les perturbations sur les longueurs de bras sont une des causes majeures de chute de l'efficacité de combinaison pour $N > 2$. Un autre critère important est le nombre de bras à combiner : on montre que, de manière générale, plus N est grand et plus l'efficacité de combinaison atteignable est faible. Ainsi, il ne semble pas possible de réaliser la combinaison cohérente de plus d'une dizaine de LCQ par cette méthode. Nous montrons également qu'il est possible d'augmenter la probabilité de présence d'une résonance de la cavité à N bras sur la bande de gain des LCQ en augmentant la différence de longueur entre les bras. Lorsque ces différences de longueur entre les N bras sont suffisamment grandes, l'efficacité de combinaison tend vers 1. Enfin, on montre, comme dans le cas $N = 2$, qu'à cause des sous-cavités dues aux réflexions parasites des traitements antireflets sur les facettes de sortie des LCQ il est nécessaire de contrôler le courant des LCQ pour maximiser l'efficacité de combinaison.

Dans [69], les auteurs étudient l'influence sur la mise en phase de fibres, de la dépendance entre les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité diélectrique (traduite par le facteur de Henry α pour les semi-conducteurs). Ce facteur introduit des déphasages dépendant de l'intensité lumineuse circulant dans chaque milieu à gain. Les auteurs montrent alors que, pour des fibres avec $\alpha = 2$, ces effets viennent en partie compenser la chute d'efficacité de combinaison due aux variations aléatoires des longueurs de bras dans la cavité froide. Nous ne nous sommes pas intéressés à de tels phénomènes puisque le facteur de Henry est très faible pour les LCQ : dans [70] les auteurs mesurent $\alpha = 0.02$.

Enfin, nous avons étudié la combinaison de LCQ fournissant des faisceaux de puissances et de profils spatiaux différents. Ces différences peuvent résulter, par exemple, de l'utilisation de LCQ dont les guides ont des dimensions différentes.



3 Réalisation de séparateurs de faisceaux dans le moyen infrarouge

Nous nous intéressons dans ce chapitre à la conception et à la réalisation de séparateurs de faisceaux dans le MIR. Nous définissons dans un premier temps le cahier des charges de ces séparateurs et nous présentons les moyens de fabrication et les outils de simulation disponibles à Thales R&T. Parmi toutes les solutions existantes pour la réalisation de ces objets, nous avons choisi d'explorer deux pistes : les réseaux de Dammann et les réseaux sub- λ . Pour chacune de ces deux solutions, nous avons calculé et optimisé les structures les plus efficaces ainsi que les traitements antireflets optimaux. La tolérance théorique de ces réseaux aux erreurs de fabrication a été quantifiée afin d'identifier les points durs du processus de fabrication. Enfin, nous présentons les performances des réseaux fabriqués que nous comparons aux prédictions théoriques.

1. Introduction

1.1. Solutions existantes

La solution choisie dans cette thèse pour la combinaison de plusieurs LCQ en cavité externe passe par la conception d'un séparateur de faisceaux dans le moyen infrarouge (voir Figure 1.13). Le cahier des charges de ce séparateur de faisceaux est le suivant:

- Il doit pouvoir séparer un faisceau incident dans le moyen infrarouge (aux alentours de 4.5-4.6 μm) en N faisceaux ($N < 10$)
- Il doit présenter une efficacité de séparation (définie comme le rapport entre la somme des puissances dans les N faisceaux séparés et la puissance du faisceau incident) la plus grande possible pour minimiser les pertes dans la cavité
- Les N faisceaux ainsi générés doivent être de puissances égales pour extraire au mieux la puissance des N LCQ identiques
- Le séparateur de faisceaux doit être réalisable avec les moyens technologiques disponibles à Thales R&T.

La première réalisation de séparateur de faisceaux dans la littérature est due à H. Dammann en 1971 [50] et 1977 [51]. Un réseau de Dammann est une structure diffractive périodique constituée de motifs binaires utilisée en transmission (voir Figure 3.1). Le profil de la période de ce réseau de phase binaire (avec deux niveaux de phase : 0 et π) est conçue pour séparer un faisceau incident en N faisceaux d'intensités égales. Ce n'est pas la technique la plus générale ni la plus efficace mais c'est certainement la plus simple du point de vue de la modélisation et de la fabrication. C'est pour ces raisons que la plupart des séparateurs de faisceaux réalisés jusqu'à aujourd'hui sont dérivés de l'idée de Dammann. Le principal avantage de cette structure binaire est de ne nécessiter qu'une seule étape de lithographie/gravure lors de sa fabrication, ce qui rend le réseau de Dammann relativement simple à réaliser avec les moyens technologiques actuels. En contrepartie, l'efficacité de

séparation de ces réseaux est limitée à environ 80%, comme on le montre dans [71] pour les réseaux unidimensionnels (les faisceaux diffractés sont tous dans le même plan). Ainsi, dans [48], Leger utilise un réseau de Dammann d'une efficacité théorique de 81% pour la combinaison de 6 diodes. Ces 19% de pertes par passage supplémentaires introduites dans la cavité sont un vrai inconvénient pour les applications de combinaison cohérente.

Il existe d'autres méthodes pour réaliser des séparateurs de faisceaux efficaces, représentées sur la Figure 3.1. La plus générale et la plus efficace d'entre elles sont les réseaux de phase continus [72], qui ont en théorie une efficacité pouvant aller jusqu'à 99%. Mais les techniques de fabrication de ces réseaux sont loin d'être simples. Généralement on vient « écrire » le profil continu dans une résine photosensible, que l'on développe ensuite [73], [74]. Les réseaux de phase continus présentent les efficacités théoriques les plus élevées mais demandent des moyens technologiques pour leur réalisation peu communs dont nous ne disposons pas à Thales R&T.

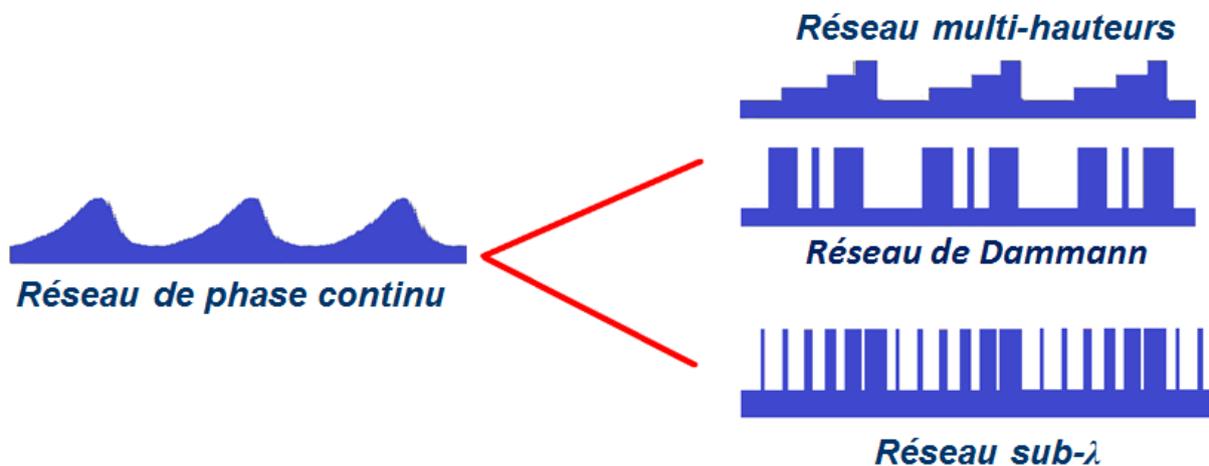


Figure 3.1. Méthodes pour la réalisation de séparateurs de faisceaux : le réseau de phase continu, le réseau multi-hauteurs (dont un cas particulier est le réseau binaire ou réseau de Dammann) et le réseau multi-indices ou réseau sub- λ .

Une technique pour contourner ces difficultés de fabrication est d'échantillonner le profil de phase continu. La variation continue de phase est alors transformée en un nombre fini de « niveaux » discrets. La manière la plus directe de réaliser ces niveaux de phase est de faire varier le long de la période du réseau la hauteur de matériau traversé par le faisceau incident, c'est l'approche dite « multi-hauteurs ». Pour être efficace cette approche nécessite un grand nombre de niveaux de phase (au moins une vingtaine pour $N < 10$ d'après [72]). La réalisation d'une telle structure se fait par autant d'étapes de lithographie successives qu'il y a de niveaux de phase à réaliser. Un grand nombre de niveaux de phase implique un grand nombre d'étapes de positionnement des différents masques durant la lithographie, chaque alignement de masque étant entaché d'une certaine erreur. Ici ces erreurs vont se cumuler, ce qui rend la méthode multi-hauteurs techniquement délicate. Remarquons que le réseau de Dammann est un cas particulier de réseau « multi-hauteurs » à seulement deux niveaux, ce qui explique son efficacité limitée.

Une méthode alternative pour réaliser le profil de phase ainsi échantillonné est de faire varier le long de la période l'indice vu par le faisceau incident tout en conservant une hauteur

constante. On peut parler, par opposition avec la méthode précédente, de réseau multi-indices. Pour cela, on utilise des structures sub- λ (c'est-à-dire présentant des dimensions plus petites que la longueur d'onde λ du faisceau incident) gravées dans un matériau diélectrique. Le profil résultant est donc binaire (la hauteur du profil est constante) et ne nécessitera donc qu'une seule étape de lithographie et de gravure. Cette technique est fondée sur la théorie des matériaux artificiels qui prédit qu'une structure périodique sub- λ est vue par un faisceau incident de longueur d'onde λ comme un matériau diélectrique homogène artificiel caractérisé par un indice effectif qui dépend de la géométrie des motifs sub- λ [75], [76], [77]. Ainsi en faisant varier la taille de ces motifs le long de la période du réseau, n'importe quel indice effectif (et donc niveau de phase) peut être synthétisé entre l'indice de l'air et l'indice du matériau utilisé. Le concept des matériaux artificiels a été introduit dans les années 90 [77], [78] et les premières réalisations ont été démontrées dans l'infrarouge [79]. Plus récemment, ce principe a été appliqué avec succès à la réalisation, entre autres, de réseaux blazés [80], [81], d'optiques diffractives [82], [83] et de séparateurs de polarisation [84]. En ce qui concerne les séparateurs de faisceaux, la seule réalisation avec des motifs sub- λ a été décrite dans [85]. Les auteurs démontrent un séparateur de faisceaux 1 vers 3 à $\lambda = 633$ nm avec une efficacité de diffraction mesurée de 74% et une bonne uniformité entre les faisceaux séparés (1.7%). Dans cet article, le dépôt antireflet sur la face structurée de l'échantillon n'est pas étudié. En soustrayant les pertes de Fresnel qui résulte de l'absence de traitement antireflet, une efficacité intrinsèque de 81% a été obtenue pour une efficacité théorique de 92%.

Pour notre étude, nous avons dans un premier temps opté pour une solution « simple » et fiable: le réseau de Dammann. Comme expliqué précédemment, le réseau de Dammann présente l'énorme avantage d'être plus rapidement et plus facilement réalisable à la fois du point de vue des modélisations et de la fabrication. Dans un deuxième temps nous avons choisi de nous intéresser aux réseaux de phase à motifs sub-longueur d'onde appelés réseaux sub- λ . Ces derniers permettent en effet d'atteindre des efficacités bien supérieures à celles des réseaux de Dammann. De plus, nous possédons à Thales R&T des moyens technologiques et des outils de simulation pour réaliser de telles structures. Une question importante qu'il nous faudra résoudre est la possibilité de réaliser un dépôt antireflet sur ces structures sub- λ , question qui n'avait pas été abordée dans [85].

1.2. Dimensionnement du problème

- Matériau et profondeur de gravure

Le matériau choisi pour réaliser un séparateur dans le MIR doit être transparent dans cette gamme de longueurs d'onde. Le matériau doit être en outre suffisamment connu et maîtrisé technologiquement pour que l'on puisse graver des motifs binaires à sa surface. Pour toutes ces raisons nous avons choisi l'Arséniure de Gallium ou AsGa. L'AsGa présente un indice de réfraction $n_{\text{AsGa}} \sim 3.3$ à $\lambda = 4.6$ μm . ce qui implique des coefficients de réflexion de Fresnel aux interfaces de l'ordre de 30%. Il va donc être nécessaire de déposer un traitement antireflet sur les deux faces du réseau, ce que nous verrons au 1.3.4 de ce chapitre.

La valeur de l'indice du substrat et la longueur d'onde vont dimensionner les profondeurs de gravure typiques de nos composants. Ainsi, dans le cas des réseaux de

Dammann où l'on souhaite réaliser une gravure correspondant à un déphasage de π , il faut prévoir une profondeur de gravure $h = \frac{\lambda}{2(n_{GaAs}-1)} \approx 1\mu m$.

- Pas du réseau

Intéressons-nous maintenant à la période de notre séparateur de faisceaux. Dans le schéma de combinaison proposé, les faisceaux des différents LCQ à combiner sont coplanaires : le réseau à réaliser sera donc unidimensionnel et les faisceaux à combiner devront être alignés sur ses ordres. La loi des réseaux nous indique que :

$$\sin(\theta_m) - \sin(\theta_{incident}) = m \frac{\lambda}{D} \quad (3-1)$$

avec θ_m l'angle entre l'ordre m et la normale au plan du réseau, $\theta_{incident}$ l'angle du faisceau incident, λ la longueur d'onde et D la période du réseau (voir Figure 3.2 pour les conventions de signe). Ainsi pour $\theta_{incident} = 0$, on a :

$$\Delta\theta = \theta_{m+1} - \theta_m \sim \frac{\lambda}{D} \quad (3-2)$$

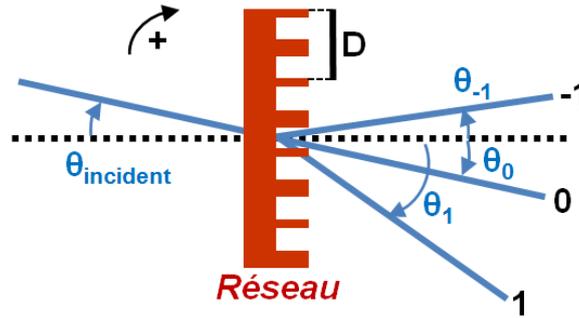


Figure 3.2. Conventions d'angles et de signe pour un réseau de période D .

En pratique, pour une distance entre le réseau et les LCQ donnée, il faut que les faisceaux soient suffisamment séparés angulairement pour avoir l'espace nécessaire pour positionner les LCQ et leurs supports (voir Figure 5.10 pour le schéma expérimental détaillé). D'après (3-2), augmenter l'écart angulaire entre les ordres revient à diminuer la période D . Mais diminuer D signifie diminuer la taille des motifs élémentaires constituant la période et donc complexifier la fabrication du réseau. Il s'agit donc de trouver un compromis concernant la période. Nous avons fixé une période de $D = 45 \mu m$ ce qui correspond à un écart angulaire entre les ordres de $\Delta\theta = 0.1 \text{ rad} = 5.7^\circ$. D'après l'architecture proposée au Chapitre 5, cet écart angulaire impose une distance entre le réseau et les LCQ d'environ 32 cm, ce qui est tout à fait raisonnable. C'est donc cette valeur $D = 45 \mu m$ que nous conserverons par la suite pour tous nos réseaux.

- Polarisation

Nous avons vu au Chapitre 1 que l'émission des LCQ est polarisée linéairement, le champ électrique étant perpendiculaire aux couches de la zone active. Dans l'architecture proposée (voir Figure 1.13), les faisceaux issus des différents LCQ à combiner interfèrent dans le plan du réseau. Pour cette raison, nous avons cherché à faire en sorte que tous les

vecteurs champs électriques soient parallèles. En pratique, les LCQ et leur support sont disposés dans un même plan horizontal de telle sorte que les vecteurs champs électriques soient tous verticaux. Ainsi, ces derniers sont perpendiculaires au plan de combinaison et donc parallèles aux lignes du réseau unidimensionnel. Tous les réseaux étudiés seront par conséquent éclairés en mode TE (le champ électrique parallèle aux lignes du réseau).

1.3. Moyens de fabrication utilisés à Thales R&T

Nous allons dans cette section décrire les moyens disponibles sur la plateforme technologique de Thales R&T. De manière générale, la réalisation de motifs binaires dans un substrat AsGa se déroule en deux grandes étapes : la réalisation d'un masque et la gravure du substrat (Figure 3.3). La réalisation du masque est elle-même constituée de deux étapes. Tout d'abord, une lithographie (électronique ou optique) où une résine sensible est déposée, puis insolée pour définir les motifs voulus et enfin révélée. Ensuite, les motifs définis dans la résine sont transférés sur un masque dur en silice. L'étape de gravure du substrat consiste à transférer les motifs du masque dur dans le substrat.

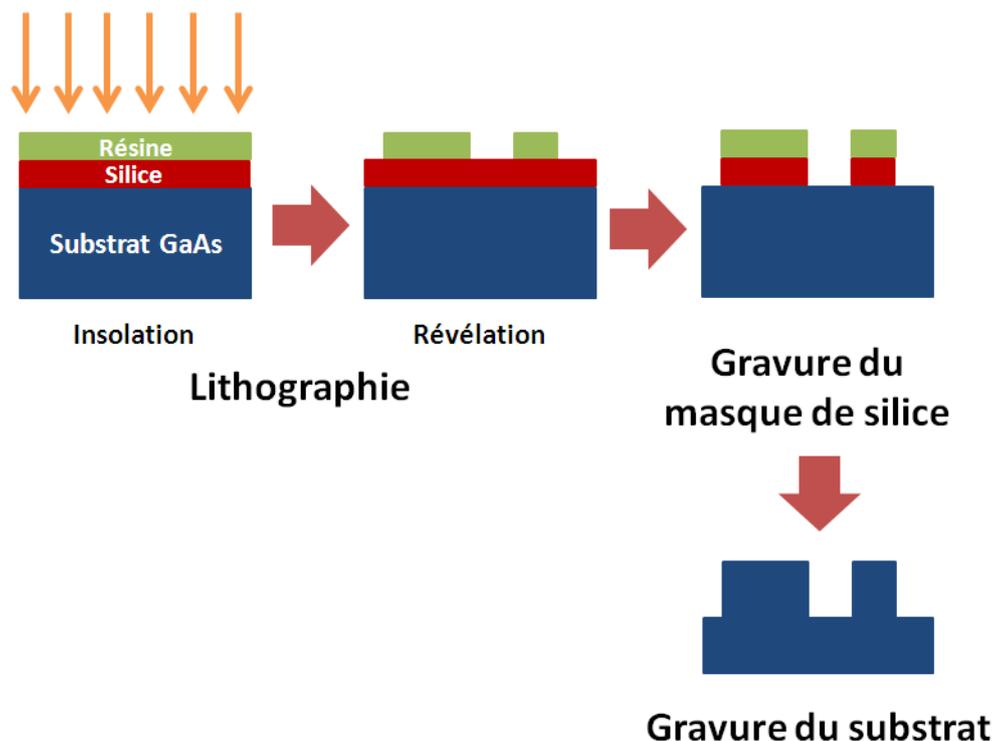


Figure 3.3. Principe général de fabrication de profils binaires.

1.3.1. La lithographie

Nous présentons ici les deux méthodes de lithographie couramment utilisées à Thales R&T.

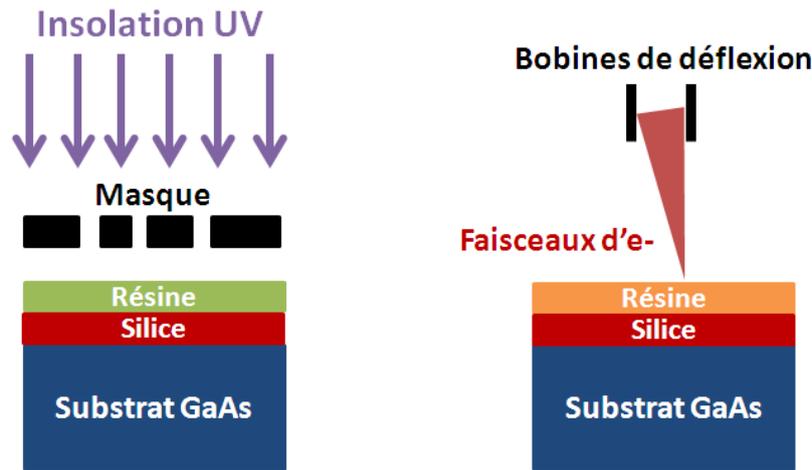


Figure 3.4. Méthodes de lithographie : optique (Gauche) et électronique (Droite).

1.3.1.1. La lithographie optique

La technique la plus classique pour définir des motifs sur un substrat est la lithographie optique. Une étape préliminaire consiste à déposer uniformément de la résine photosensible sur le substrat. Cette résine est ensuite insolée à travers un masque sur lequel les motifs à réaliser sont reportés par le biais d'une alternance de zones transparentes et opaques. Enfin, la résine est développée dans un solvant adapté.

La dimension du plus petit motif réalisable par lithographie optique est limitée par les lois de la diffraction. Pour obtenir la meilleure résolution possible on travaille le plus souvent dans l'ultraviolet. Ainsi, à $\lambda = 365 \text{ nm}$, on atteint une résolution de l'ordre du micron. La réalisation de structures de taille inférieure à 800 nm n'est pas envisageable par lithographie optique sur un équipement de laboratoire. Cependant, cette méthode présente l'avantage de permettre le transfert des motifs sur une grande zone, ce qui peut être un atout pour la réalisation de grands composants diffractifs.

1.3.1.2. La lithographie électronique

Alors que la lithographie optique utilise des photons pour transférer les motifs d'un masque en verre sur une résine photosensible, la lithographie électronique utilise un faisceau d'électrons pour écrire les motifs d'un masque sur une résine électro-sensible. Comme précédemment, les motifs sont développés à l'aide d'un solvant adapté. Le faisceau d'électrons, guidé par des bobines de déflexion, « écrit » le motif sur la résine point par point.

La taille du plus petit motif réalisable peut atteindre idéalement une dizaine de nanomètres, ce qui est une excellente résolution comparée à celle obtenue en lithographie UV classique. Cependant, contrairement à la lithographie optique où toute la surface de la résine est insolée en une seule étape, son principe d'écriture séquentiel rend la lithographie électronique peu rapide.

1.3.2. La gravure du masque dur

Nous verrons dans le paragraphe suivant que la gravure du substrat nécessite une gravure de type ICP (Inductively Coupled Plasma). Dans notre cas, cette gravure ICP s'effectuera sur plusieurs microns de profondeur. La durée et les conditions d'attaque de

l'échantillon qui en résultent sont trop sévères pour la résine utilisée en lithographie. Par conséquent, on utilise un masque intermédiaire en silice capable de résister aux conditions de gravure : on parle de masque dur. Les motifs définis lors de l'étape précédente de lithographie sont transférés sur le masque dur par gravure RIE (Reactive Ion Etching). On retire ensuite la résine pour ne laisser que le masque en silice gravé.

1.3.3. La gravure ICP

L'étape de gravure consiste à graver sur une profondeur donnée les parties non protégées par le masque dur en silice. Le procédé de gravure utilisé pour nos composants est celui de la gravure ICP (Inductively Coupled Plasma). La gravure ICP est une gravure dite sèche à haute densité de plasma qui, par rapport à la gravure sèche plus classique RIE (Reactive Ion Etching), permet de réaliser des motifs à plus grand facteur de forme (rapport de la largeur de la structure sur la profondeur de gravure). Les flancs des structures ainsi gravées sont bien verticaux avec une très bonne qualité de surface.

1.3.4. Dépôt de couches diélectriques

A la longueur d'onde considérée et dans un matériau tel que l'AsGa les coefficients de réflexion de Fresnel aux interfaces sont de l'ordre de 30%. Il va donc être nécessaire de déposer un traitement antireflet sur les deux faces du substrat (la face gravée correspondant au réseau et la face arrière polie). Initialement, les dépôts antireflets ont été développés à Thales R&T pour les LCQ à 4.6 μm . L'AsGa présentant à cette longueur d'onde un indice de réfraction très proche de celui de la zone active des LCQ, les dépôts pour nos structures (au moins pour la face non gravée) seront très similaires.

Deux dépôts ont été développés :

- Un dépôt monocouche d'alumine (Al_2O_3) d'indice de réfraction $n = 1.6$ à $\lambda = 4.6 \mu\text{m}$. En utilisant une simple couche quart d'onde (d'épaisseur $\lambda/4n$) d' Al_2O_3 , on peut réaliser un dépôt antireflet. En pratique, l'antireflet ainsi obtenu présente une réflectivité de $R \sim 10\%$.
- Un dépôt bicouche de silice (SiO_2) et d'oxyde de titane (TiO_2), d'indices de réfraction $n_{\text{SiO}_2} = 1.244$ et $n_{\text{TiO}_2} = 1.852$ à $\lambda = 4.6 \mu\text{m}$. Ainsi un dépôt constitué d'une couche de silice d'épaisseur 96.2 nm et d'une couche d'oxyde de titane d'épaisseur 463 nm permet d'obtenir une réflectivité de $R \sim 2\%$.

Pour les faces non-gravées de nos réseaux, nous utiliserons le dépôt bicouche à $R \sim 2\%$. Pour les faces gravées, nous verrons que, dans certains cas, de nouveaux dépôts devront être conçus. Mais pour toutes les configurations étudiées nous nous restreindrons pour nos dépôts antireflets aux trois matériaux bien maîtrisés à Thales R&T : l'alumine, la silice et l'oxyde de titane. Les dépôts sont réalisés par la plateforme technologique de Thales R&T par IAD (Ion Assisted Deposition). Cette méthode permet de réaliser des couches minces homogènes d'une épaisseur de quelques dizaines de nanomètres avec une précision de ± 10 nm.

1.4. Présentation de la méthode numérique utilisée

Nous présentons ici les outils de simulation disponibles à Thales R&T pour modéliser les réseaux. Pour les structures sub- λ dont la taille des motifs est plus petite que la longueur d'onde, l'approximation scalaire n'est plus valable [86]. Il est alors nécessaire de recourir à des méthodes numériques pour résoudre vectoriellement les équations de Maxwell. On parle de méthodes rigoureuses dans le sens où les équations de Maxwell sont résolues sans aucune approximation sur le plan théorique. Nous nous intéresserons ici à la méthode modale de Fourier ou RCWA (Rigorous Coupled-Wave Analysis). Cette méthode est apparue vers la fin des années 70 [87] et a été améliorée au cours des années 80 et 90 [88]. Elle est particulièrement bien adaptée aux profils binaires (réseaux lamellaires) mais peut être également utilisée pour des profils en relief de surface en effectuant un découpage du profil en une superposition de réseaux lamellaires.

La méthode RCWA permet de résoudre rigoureusement le problème de la diffraction par une structure périodique infinie. Cette méthode tire parti de la périodicité de la structure en développant en série de Fourier le champ électromagnétique ainsi que la permittivité et la perméabilité du réseau. Le calcul se fait en deux grandes étapes : on calcule dans un premier temps les modes propres ou *modes de Bloch* de la structure. A chacun de ces modes est associé un indice effectif : s'il est réel le mode de Bloch correspondant est propagatif, dans le cas contraire le mode est évanescent. Dans un deuxième temps, on exprime les conditions aux limites pour les champs électriques et magnétiques aux deux interfaces du réseau. Il est ensuite possible de déterminer l'énergie contenue dans chacun des ordres réfléchis et transmis du réseau.

Nous présentons sur la Figure 3.5 la géométrie du problème étudié dans le cas d'un réseau lamellaire unidimensionnel monocouche éclairé en mode TE (la polarisation du champ électrique est parallèle aux lignes du réseau). Cette configuration correspond à celle qui nous intéressera en pratique pour nos réseaux. La méthode RCWA ne se limite cependant pas à ce cas et permet de traiter les structures bidimensionnelles ainsi que les polarisations TM ou même conique [88].

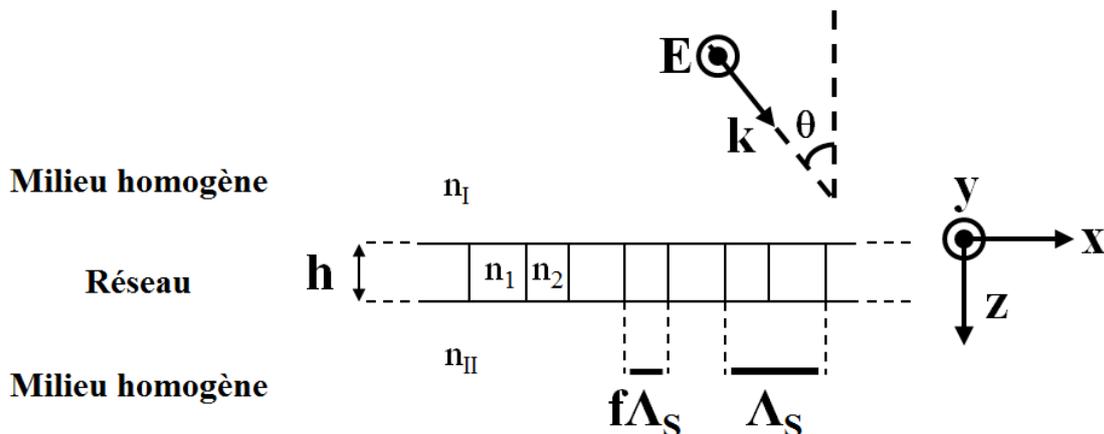


Figure 3.5. Géométrie du problème de diffraction étudié.

On montre dans [88] que la résolution rigoureuse du problème de la diffraction par un réseau se résume à la diagonalisation d'une matrice et à la résolution d'un système linéaire. Il

existe pour cela des méthodes numériques très performantes. Deux problèmes se posent alors : la précision et la stabilité de la méthode. La précision va dépendre du nombre de termes utilisés dans le développement en série de Fourier du champ électromagnétique, de la permittivité et la perméabilité du réseau. Plus ce nombre est grand et plus la précision sur le résultat final sera grande. La contrepartie est évidemment l'augmentation de la dimension de la matrice à diagonaliser ainsi que du système linéaire à résoudre et donc une augmentation du temps de calcul global. L'utilisateur doit donc faire un compromis entre précision du résultat et temps de calcul. Concernant la stabilité de la méthode, la principale source d'erreurs numériques est la présence dans le développement en série de Fourier de termes exponentiels qui peuvent diverger si aucune précaution n'est prise. Ainsi, la version classique présentée dans [88] a été stabilisée numériquement. Les formes des solutions utilisées permettent de ne travailler qu'avec des termes non-divergents et d'éviter ainsi les instabilités numériques.

Cette méthode possède tout de même le défaut de faire appel à des matrices de taille considérable quand il s'agit de découper le profil du réseau en une superposition de réseaux lamellaires (voir Figure 3.6). Ce découpage en couches est nécessaire lorsque l'on souhaite traiter le cas plus général d'un réseau ne présentant pas un simple profil binaire ou d'un réseau binaire sur lequel on aurait déposé une ou plusieurs couches diélectriques (pour réaliser un antireflet par exemple, voir Figure 3.30). De nombreuses solutions sont apparues au cours des années 1990 pour calculer de telles structures multicouches mais toutes ne sont pas stables numériquement lorsque la profondeur du réseau est grande. Une des principales méthodes, connue pour sa stabilité, est le formalisme de la matrice de transfert ou matrice S qui relie les amplitudes des ondes entrantes aux amplitudes des ondes sortantes pour chaque couche. La méthode des matrices S , présentée dans [89], est celle qui a été implémentée dans le logiciel que nous avons utilisé.

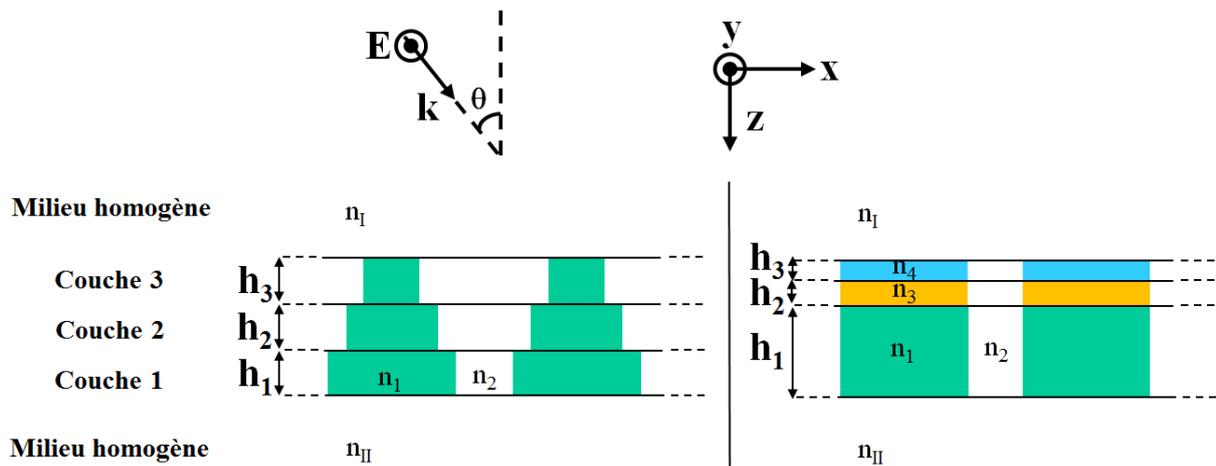


Figure 3.6. Découpage du réseau en superposition de réseaux lamellaires dans le cas d'un réseau ne présentant pas un simple profil binaire (Gauche) ou d'un réseau avec dépôt antireflet (Droite).

Les calculs ont été menés dans cette thèse à l'aide du logiciel Reticolo développé à l'Institut d'Optique [90]. Reticolo est fondé sur une version améliorée de la méthode RCWA classique [91], [92], [93]. Il permet de traiter le cas général du problème de la diffraction par un réseau bidimensionnel multicouches éclairé en polarisation conique. En pratique, étant donnée la géométrie du problème qui nous intéresse, nous nous restreindrons au cas d'un réseau multicouches unidimensionnel éclairé en mode TE.

2. Considérations générales et profil de phase continu idéal

L'objectif ici est de déterminer le profil de phase continu idéal d'un séparateur de faisceaux 1 vers N. Ce séparateur de faisceau présentera une efficacité la plus grande possible avec des ordres d'intérêt (ceux qui seront confondus avec les faisceaux des émetteurs à combiner) de puissances égales.

2.1. Grandeurs utiles

Un séparateur de faisceaux est caractérisé par deux grandeurs : l'efficacité de séparation (on distinguera par la suite l'efficacité intrinsèque de l'efficacité totale) et l'uniformité. L'efficacité intrinsèque est l'efficacité du séparateur de faisceaux sans tenir compte des pertes par réflexion de Fresnel. De manière générale, elle est définie comme le rapport entre la somme des intensités des ordres d'intérêt et la somme des intensités de tous les ordres diffractés par le réseau. Par définition, l'intensité I_n d'un ordre donné d'indice n est définie par le rapport entre le module au carré du champ E_n contenu dans cet ordre et le module au carré du champ incident E_{inc} :

$$I_n = \frac{|E_n|^2}{|E_{inc}|^2} \quad (3-3)$$

Nous supposons par la suite que $|E_{inc}|^2 = 1$.

Si on note \mathcal{M} l'ensemble des indices des ordres d'intérêt et N_{max} le nombre d'ordres total diffractés par le réseau, l'efficacité intrinsèque η_i se définit comme :

$$\eta_i = \frac{\sum_{n \in \mathcal{M}} I_n}{\sum_{n=-\frac{N_{max}}{2}}^{\frac{N_{max}}{2}} I_n} \quad (3-4)$$

Par souci de simplicité, nous avons choisi de nous placer dans le cas où le nombre d'ordres d'intérêt N est impair et où ces ordres sont répartis de manière symétrique de part et d'autre de l'ordre 0, l'efficacité intrinsèque η_i se définit comme :

$$\eta_i = \frac{\sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} I_n}{\sum_{n=-\frac{N_{max}}{2}}^{\frac{N_{max}}{2}} I_n} \quad (3-5)$$

L'efficacité totale est définie comme le rapport entre la somme des puissances dans les ordres d'intérêt et la puissance du faisceau incident P_{inc} . Ainsi, si l'on se place dans le cas décrit ci-dessus, l'efficacité totale η se définit comme :

$$\eta = \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} I_n \quad (3-6)$$

Nous avons choisi comme critère pour quantifier l'uniformité des puissances des ordres d'intérêts, le paramètre U défini comme :

$$U = \frac{\max(I_n) - \min(I_n)}{\max(I_n) + \min(I_n)}, n \in \left[\left[-\frac{N-1}{2}, \frac{N-1}{2} \right] \right] \quad (3-7)$$

L'uniformité est un paramètre variant entre 0 et 1 : dans le cas idéal où les puissances des ordres d'intérêt sont égales, l'uniformité vaut $U = 0$ et dans le cas le pire où la puissance contenue dans l'un des ordres d'intérêt est nulle, l'uniformité vaut $U = 1$.

2.2. Efficacité de séparation et efficacité de combinaison

Avant de s'intéresser au calcul des profils de phase idéaux, il est utile de rappeler que dans la cavité externe dans laquelle il sera inséré le séparateur fonctionnera en combineur dans un sens (N vers 1) et en séparateur dans l'autre (1 vers N). Au lieu de considérer l'efficacité de séparation comme paramètre à optimiser, il faudrait en toute rigueur considérer le produit des efficacités de séparation η et de combinaison ϑ .

Comme détaillé dans l'Annexe B, on montre que, de manière générale, l'efficacité de combinaison est inférieure ou égale à l'efficacité de séparation d'un séparateur de faisceaux : $\eta \leq \vartheta$. Mais, en choisissant les amplitudes complexes q_n des N sources laser comme étant les complexes conjuguées des amplitudes complexes p_n des N ordres du réseau lorsqu'il est éclairé par une onde plane ($q_n = p_n^*$), l'efficacité de combinaison est égale à l'efficacité de séparation: $\eta = \vartheta$. Dans notre cas, il est donc suffisant d'optimiser l'efficacité de séparation des réseaux.

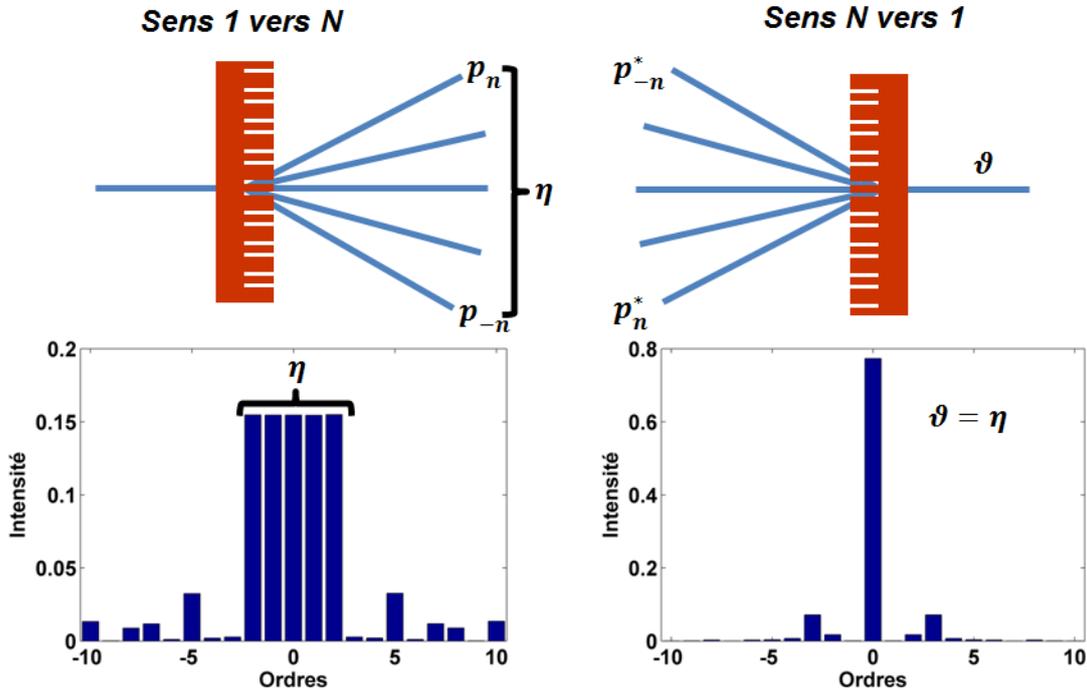


Figure 3.7. Calcul d'efficacité de diffraction et d'efficacité de combinaison dans le cas d'un réseau de Dammann conçu pour séparer un faisceau incident en 5 faisceaux d'intensités égales.

Nous donnons sur la Figure 3.7 un exemple dans le cas d'un réseau de Dammann proposé dans [71] présentant une efficacité de séparation $\eta = 77.4\%$. On éclaire ce réseau par une onde plane incidente, on calcule l'intensité dans chaque ordre diffracté p_n et on en déduit l'efficacité de séparation η . En sens inverse, on éclaire ce réseau par 5 ondes planes

d'amplitudes $q_n = p_{-n}^*$, on calcule l'intensité de l'ordre central et on en déduit l'efficacité de combinaison ϑ . On vérifie alors que la relation $\eta = \vartheta$ est bien vérifiée.

Dans le cas de la combinaison cohérente en cavité externe, l'auto-organisation du système repose sur la minimisation des pertes dans la cavité commune. Ainsi, la cavité va choisir les amplitudes complexes des N lasers de telle sorte que l'efficacité de combinaison soit égale à l'efficacité de séparation. Par conséquent, nous ne nous intéresserons par la suite qu'à l'efficacité de séparation du réseau.

2.3. Profil de phase continu idéal

Le but est de trouver le profil de phase continu optimal pour un séparateur de faisceaux 1 vers N. Il serait vain de vouloir chercher directement le profil continu, il faut donc se ramener à un ensemble fini de variables à optimiser. L'idée est de prendre le problème à l'envers en partant des N faisceaux que l'on souhaite obtenir. Ces N faisceaux sont considérés comme N sources qui viennent se superposer dans le plan du réseau. On suppose leurs amplitudes égales ($a_n = 1$) et leurs phases φ_n inconnues. Ainsi, dans le cas où N est impair et où les sources sont réparties de manière symétrique de part et d'autre de l'axe central, la figure d'interférence résultante s'écrit:

$$P(x) = \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{+\frac{N-1}{2}} e^{i\varphi_n} e^{jnKx} \quad (3-8)$$

avec $K = \frac{2\pi}{D}$ le vecteur réseau.

Si la figure d'interférence $P(x)$ est « lue » par une onde plane, elle produira en champ lointain la distribution d'intensité des N sources de départ. Le problème est que cette figure d'interférence n'a aucune raison de correspondre à un réseau de phase (on montre même que l'on a forcément $|P(x)| \neq 1$ dans l'Annexe B). L'étape suivante consiste donc à normaliser la fonction de phase de la figure d'interférence :

$$Q(x) = e^{iArg(P(x))} \quad (3-9)$$

Les ordres diffractés par le nouveau réseau de phase $Q(x)$ ont pour amplitudes complexes:

$$q_n = \frac{1}{D} \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} Q(x) e^{-jnKx} dx \quad (3-10)$$

Il ne reste alors plus qu'à calculer l'efficacité totale η de ce réseau comme :

$$\eta = \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} |q_n|^2 \quad (3-11)$$

On montre dans l'Annexe B qu'il n'existe pas de réseau de phase capable de séparer un faisceau en un nombre fini de faisceaux N ($N > 1$) avec une efficacité de 100%. Pour N fini et $N > 1$, on a forcément $\eta < 1$.

L'uniformité du réseau s'écrit:

$$U = \frac{\max(|q_n|^2) - \min(|q_n|^2)}{\max(|q_n|^2) + \min(|q_n|^2)}, n \in \left[\left[-\frac{N-1}{2}, \frac{N-1}{2} \right] \right] \quad (3-12)$$

En conclusion, le profil continu à optimiser a donc été ramené à un ensemble fini de paramètres : les N phases φ_n . Cependant, à cause de la normalisation de $P(x)$, les N ordres du réseau de phase $Q(x)$ présente une répartition d'amplitude $|q_n| \neq 1$ non-uniforme, différente de la répartition d'amplitudes des N sources de départ. L'idée est alors d'optimiser les phases φ_n des N sources de départ pour que le réseau de phase qu'elles définissent ait une efficacité maximale et une uniformité minimale.

2.4. Optimisation

Nous décrivons dans ce paragraphe le processus d'optimisation des N phases φ_n afin d'obtenir un profil de phase $Q(x)$ présentant une efficacité la plus grande possible et une uniformité la plus faible possible. Pour cela, nous définissons la fonction de coût à minimiser suivante :

$$Err = \frac{\sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} \left| |q_n|^2 - \frac{\eta}{N} \right|^2}{\eta} \quad (3-13)$$

Minimiser la fonction de coût Err revient: d'une part à maximiser son dénominateur, c'est-à-dire maximiser l'efficacité η et d'autre part à minimiser son numérateur, c'est-à-dire faire en sorte que $|q_n| = \frac{\eta}{N}$ et donc minimiser l'uniformité U. Cette fonction de coût est identique à celle utilisée dans [71] pour l'optimisation de réseaux de Dammann. Elle s'est avérée plus efficace que la fonction de coût initialement choisie par Sidick pour le calcul de profils de phase continus dans [72] : $Err = \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} |N|q_n|^2 - 1|^2$. D'autres fonctions de coût ont également été testées, telles que $Err = \left(\sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} \left| |q_n|^2 - \frac{\eta}{N} \right|^2 \right) * (1 - \eta)$ ou $Err = \frac{U}{\eta}$, et se sont révélées être moins efficaces que la fonction définie en (3-13).

En résumé, les étapes du processus d'optimisation sont:

- 1) Choix aléatoire de N phases φ_n
- 2) Calcul de la fonction de phase du réseau $P(x)$ d'après (3-8)
- 3) Normalisation de $P(x)$ d'après (3-9) : on obtient $Q(x)$
- 4) Calcul des amplitudes complexes des ordres de diffraction de $Q(x)$ d'après (3-10)
- 5) Calcul de la fonction d'erreur Err d'après (3-13).

Pour résoudre ce problème d'optimisation nous avons utilisé l'algorithme classique SQP (Sequential Quadratic Programming) inclus dans la toolbox optimisation de Matlab. Cet algorithme est peut-être un peu « surdimensionné » pour le problème actuel puisqu'il est normalement destiné aux problèmes d'optimisation contraints [94]. Cet outil nous a cependant été indispensable pour d'autres problèmes d'optimisation présentés par la suite. Par souci de

simplicité, nous avons utilisé le même algorithme d'optimisation dans tous les cas. L'algorithme SPQ ne sachant trouver que des minima locaux, le résultat de l'optimisation dépendra des paramètres d'entrée φ_n choisis. Pour éviter de stagner dans des minima locaux, nous avons couplé l'algorithme SQP à un algorithme s'inspirant de la méthode du recuit simulé [95]. En pratique, on démarre l'algorithme SQP à partir d'un ensemble de phases aléatoires. Une fois que l'algorithme a trouvé un ensemble $\{\varphi_n\}$ correspondant à un minimum local de Err , on le lance à nouveau mais, cette fois, à partir d'un point de départ $\{\varphi_n(1 \pm \varepsilon_n)\}$ avec les ε_n choisis aléatoirement tels que $0 \leq \varepsilon_n \leq E$ et $E = 5\%$ typiquement. Si la solution trouvée correspond à une valeur de la fonction d'erreur plus petite on la conserve sinon on revient à la solution précédente. Il est alors possible d'augmenter E pour explorer une plus grande partie de l'espace des solutions. On procède ainsi jusqu'à ce que la fonction d'erreur Err ne diminue plus. Ainsi, on évite de s'enfermer trop vite dans la recherche d'un minimum local.

A l'aide de cet algorithme les N phases sont optimisées pour minimiser la fonction de coût définie précédemment. Les résultats ainsi obtenus sont présentés dans le Tableau 3.1.

Tableau 3.1. Efficacités et Uniformités des réseaux de phase obtenus par optimisation pour différentes valeurs du nombre de faisceaux.

Nombre de faisceaux N	Efficacité $\eta(\%)$	Uniformité $U (\%)$
5	88.7	0.87
7	96.8	0.50
9	99.3	0.04
11	97.6	0.9
15	96.2	2.3
31	97.6	2.60

Les réseaux de phase obtenus par optimisation ont une très bonne efficacité, proche de 100%, sauf pour le cas $N = 5$ ainsi qu'une excellente uniformité, qui se dégrade légèrement pour $N > 15$. Nous montrons sur la Figure 3.8 le profil de phase optimal obtenu dans le cas $N = 7$ et $N=9$ ainsi que les amplitudes des ordres de diffraction de ce réseau de phase. Le fait que pour tous les réseaux on obtienne $\eta < 1$ n'est pas surprenant. En effet, comme on l'a montré dans l'Annexe B, un réseau de phase ne peut pas séparer un faisceau en un nombre fini de faisceaux $N (N > 1)$ avec une efficacité de 100%.

Les résultats obtenus sont très proches de ceux obtenus par une méthode légèrement différente dans [72]. En effet, les auteurs ont dans un premier temps optimisés les phases des N faisceaux initiaux. Dans un deuxième temps, pour améliorer l'uniformité, ils ont eu besoin de légèrement optimiser les amplitudes des faisceaux initiaux, la phase étant fixée à la valeur obtenue précédemment. Nous obtenons des résultats très similaires sans avoir recours à cette deuxième étape d'optimisation. Ceci s'explique peut-être par la différence de fonction de coût

utilisée. D'autre part, cette publication datant un peu (1992), la différence tient sûrement aussi à l'amélioration des capacités de calcul des machines utilisées.

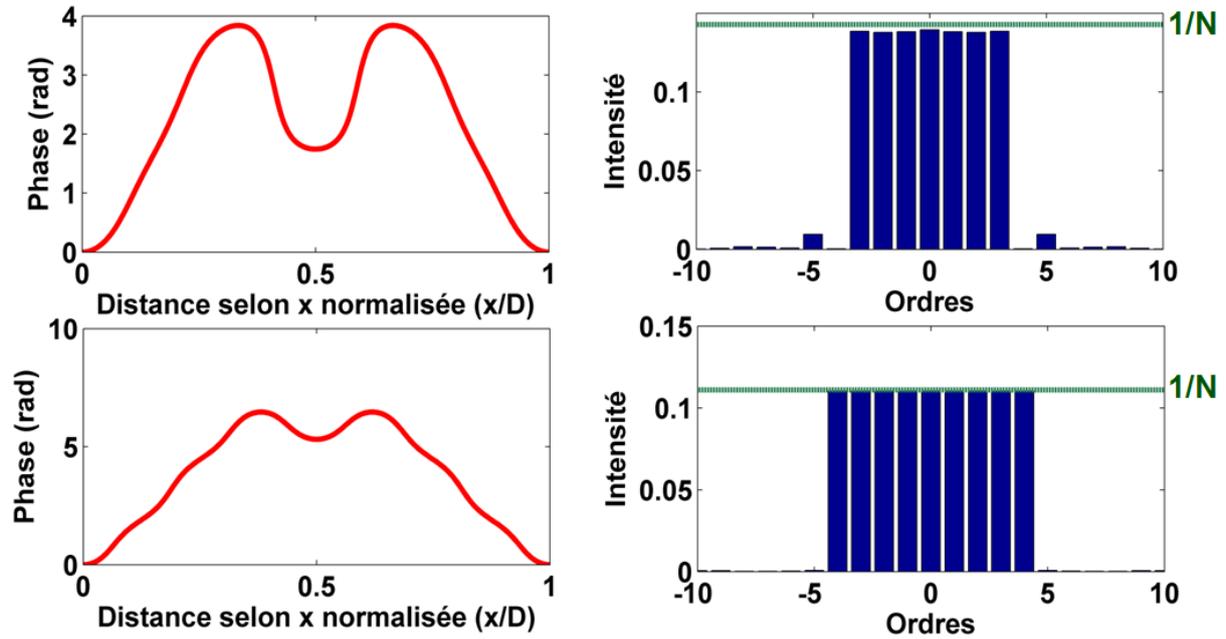


Figure 3.8. Profils (Gauche) et intensités des ordres de diffraction (Droite) des réseaux de phase continus optimisés pour $N=7$ (Haut) et $N=9$ (Bas).

3. Réseaux de Dammann dans le moyen infrarouge

3.1. Profil de phase binaire optimal

Le but est de trouver le profil de phase binaire optimal pour un séparateur de faisceaux 1 vers N . Le profil de phase est dit binaire puisqu'il varie entre deux valeurs : 0 et φ . Il est de plus périodique de période D et chaque période présente une symétrie par rapport à son milieu. Cette dernière condition avait été introduite initialement par Dammann mais des réseaux de phase binaires avec de meilleures efficacités ont été trouvés sans utiliser la condition de symétrie (53). De plus, le déphasage φ est fixé à π dans cette même référence. Pour la suite, nous considérerons également des réseaux à priori non-symétriques et un déphasage de $\varphi = \pi$. Comme présenté dans la section 1.2, les réseaux seront réalisés en AsGa qui possède aux longueurs d'onde de nos LCQ un indice de réfraction $n_{\text{AsGa}} \sim 3.3$. Étant donnée la valeur de l'indice du matériau dans lequel sera gravé le motif binaire, on en déduit la profondeur de gravure h nécessaire pour réaliser un déphasage de $\varphi = \pi$ à la longueur d'onde $\lambda \sim 4.6 \mu\text{m}$:

$$h = \frac{\lambda}{2(n_{\text{GaAs}} - n_{\text{Air}})} \approx 1 \mu\text{m} \quad (3-14)$$

3.1.1.

Calcul dans le cadre de l'approximation scalaire

3.1.1.1.

Discrétisation du profil continu

La méthode la plus simple pour déterminer le profil de phase binaire d'un séparateur de faisceaux 1 vers N est de discrétiser le profil de phase continu optimal obtenu au 2.4. On donne ici un exemple de discrétisation directe dans le cas $N = 7$. La méthode choisie est relativement simple: à partir du profil continu optimal $Q(x)$, on définit le profil de phase binaire $T(x) = e^{i\varphi(x)}$ du réseau de Dammann comme :

$$\begin{aligned}\varphi(x) &= 0 \text{ si } Q(x) < \pi \\ \varphi(x) &= \pi \text{ si } Q(x) \geq \pi\end{aligned}\quad (3-15)$$

Les amplitudes complexes des ordres de diffraction du réseau ainsi défini correspondent aux coefficients de Fourier de la fonction $T(x)$. Nous représentons sur la Figure 3.9 le profil de phase binaire obtenu par discrétisation directe du profil de phase continu optimal ainsi que les intensités des ordres de diffraction correspondant.

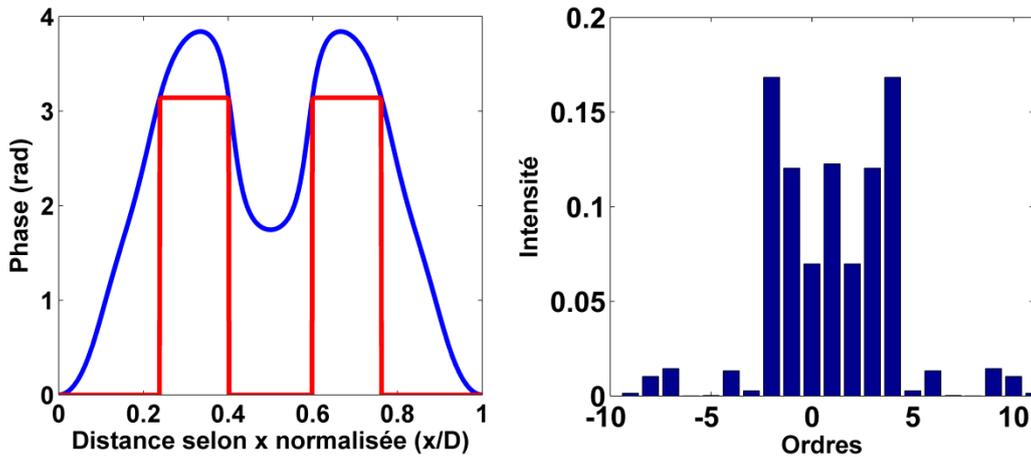


Figure 3.9. (Gauche) Profil de phase binaire (Rouge) du réseau de Dammann dans le cas $N = 7$ obtenu par discrétisation directe du profil de phase continu optimal (Bleu). (Droite) Intensités des ordres de diffraction du réseau de Dammann ainsi obtenu.

Les performances du réseau ainsi obtenu ne sont pas satisfaisantes pour un séparateur de faisceaux. En effet, ce réseau de Dammann présente une bonne efficacité ($\eta = 84\%$) mais une uniformité très mauvaise ($U = 41\%$). La méthode de discrétisation directe n'est donc pas suffisamment efficace pour déterminer le profil de phase binaire de réseaux de Dammann efficaces et uniformes.

3.1.1.2.

Calcul ab initio

La méthode développée ici est la plus couramment utilisée dans la littérature [71]. On définit un profil général de réseau de Dammann avec un nombre M de transitions de phase dans une période et on optimise la position de ces points de transition pour maximiser l'efficacité et minimiser l'uniformité du réseau.

Sur une période la phase de la transmittance passe un nombre pair de fois de 1 à π en M points de transition d'abscisses x_1, \dots, x_M . On supposera par la suite les abscisses

normalisées et on fixera $x_1 = 0$ et. On représente sur la Figure 3.10 une période de la fonction de phase avec les abscisses normalisées par D:

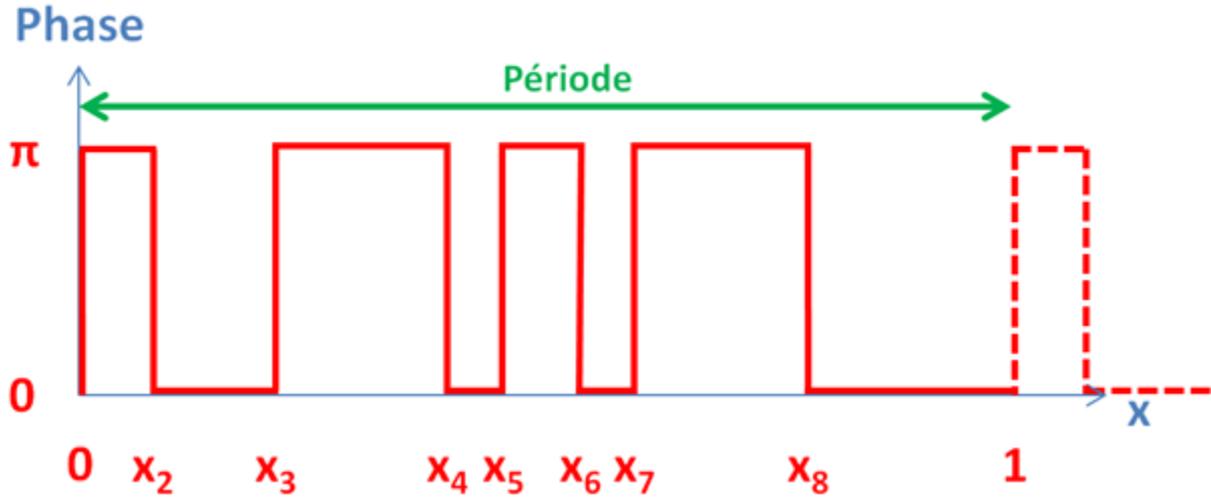


Figure 3.10. Profil de phase d'un réseau de Dammann.

Pour ce calcul, on se place dans le cadre de l'approximation scalaire [86]. On a vu que les amplitudes complexes des différents ordres de diffraction correspondent aux coefficients de Fourier de la transmittance du réseau. On montre que la transmittance $T(x)$ s'écrit:

$$T(x) = e^{i\varphi(x)} = 1 - 2 \sum_{s=1}^M (-1)^s \text{rect}\left(\frac{x}{2x_s}\right) \quad (3-16)$$

avec $\text{rect}(x)$ la fonction « rectangle » définie comme $\text{rect}(x) = 1$ si $-0.5 \leq x \leq 0.5$ et $\text{rect}(x) = 0$ si $x < -0.5$ ou $x > 0.5$. Les amplitudes complexes t_n des coefficients de Fourier de la fonction $T(x)$ s'écrivent :

$$t_0 = 1 - 2 \sum_{s=1}^M (-1)^s x_s \quad (3-17)$$

$$t_n = \frac{1}{i\pi n} \sum_{s=1}^M (-1)^s e^{-2\pi i n x_s}, n \in \mathbb{Z}^*$$

D'après (3-5), (3-6) et (3-7), l'efficacité totale η , l'efficacité intrinsèque η_i et l'uniformité U d'un tel réseau s'écrivent :

$$\eta = \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} |t_n|^2 \quad \text{et} \quad \eta_i = \frac{\sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} |t_n|^2}{\sum_{n=-\frac{N_{max}}{2}}^{\frac{N_{max}}{2}} |t_n|^2} \quad (3-18)$$

$$U = \frac{\max(|t_n|^2) - \min(|t_n|^2)}{\max(|t_n|^2) + \min(|t_n|^2)}, n \in \left[-\frac{N-1}{2}, \frac{N-1}{2} \right]$$

Le principe et l'algorithme d'optimisation sont identiques à ceux utilisés pour l'optimisation de réseaux de phase continu à la section 2.4 de ce chapitre. La seule différence réside dans la fonction de coût utilisée, qui s'écrit maintenant :

$$Err = \frac{\left(\sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} \left| |t_n|^2 - \frac{\eta_i}{N} \right|^2 \right)^P}{\eta_i^Q} \quad (3-19)$$

La minimisation du numérateur tend à uniformiser les intensités des N ordres d'intérêt alors que la maximisation du dénominateur tend à optimiser l'efficacité du réseau. En utilisant la fonction d'erreur telle que définie par la relation (3-13), l'algorithme d'optimisation tend à minimiser l'uniformité au prix de l'efficacité du réseau. Pour pallier à ce problème, nous avons rajouté deux paramètres P et Q qui sont réglés pour donner respectivement plus d'importance à l'uniformité ou à l'efficacité du réseau. On lance plusieurs optimisations avec plusieurs valeurs pour P et Q et on sélectionne le couple qui a donné le meilleur résultat.

Les résultats ainsi obtenus pour différents N sont présentés dans le Tableau 3.2. Pour chaque réseau de Dammann, on a cherché le nombre de points de transition M optimal. Pour cela, on a réalisé des optimisations successives pour différents M. On a ensuite fait un compromis entre les performances du réseau et le nombre de points de transition (plus il y en aura, plus la structure sera complexe à réaliser).

Tableau 3.2. Efficacités et Uniformités des réseaux de Dammann obtenus par optimisation pour différentes valeurs du nombre de faisceaux.

Nombre de faisceaux N	Nombre de points de transition M	Efficacité intrinsèque	Uniformité
5	4	77.4%	4e-9
15	8	83.2%	5e-7
31	18	82.4%	1e-6

Les réseaux de Dammann obtenus par optimisation ont une bonne efficacité intrinsèque, de l'ordre de 80% ainsi qu'une excellente uniformité. Nous représentons le profil des réseaux obtenus ainsi que les intensités des ordres de diffraction correspondants dans les cas N = 5 et N = 31 sur la Figure 3.11.

Les résultats obtenus sont très proches de ceux présentés dans [71]. Les méthodes utilisées sont globalement identiques sauf la fonction de coût où l'on a introduit les paramètres P et Q pour donner plus de poids à l'optimisation de l'efficacité ou à celle de l'uniformité. Les résultats obtenus sont du même ordre de grandeur en termes d'efficacité. Par contre les uniformités obtenues à Thales R&T sont meilleures.

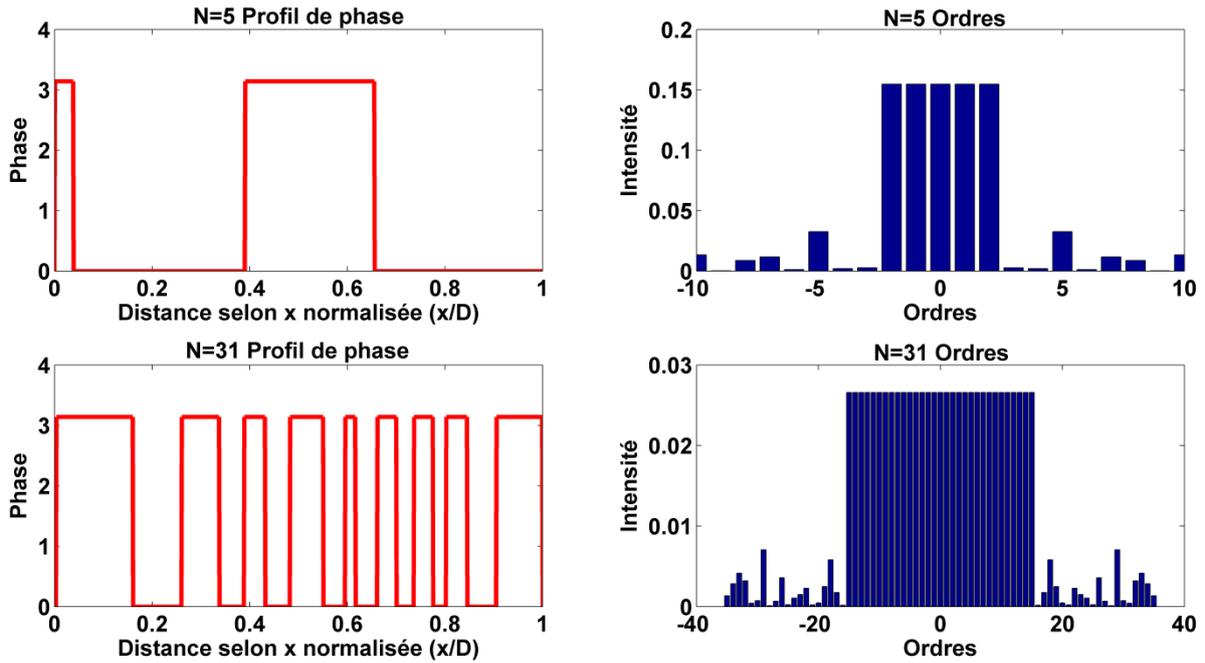


Figure 3.11. Profils de phases binaires (Gauche) et intensités des ordres (Droite) des réseaux de Dammann optimisés pour $N = 5$ (Haut) et $N = 31$ (Bas).

3.1.2. Calcul rigoureux

3.1.2.1. Vérification avec le code RCWA

Comme expliqué dans la section 1.2 de ce chapitre consacré au dimensionnement du problème, la période choisie pour nos réseaux est de $D = 45 \mu\text{m}$. Prenons l'exemple du réseau de Dammann optimisé pour $N = 5$. Le profil binaire obtenu est constitué de deux lignes de largeurs normalisées 0.0386 et 0.2647, ce qui correspond à des lignes de largeurs respectives $1.7 \mu\text{m}$ et $11.9 \mu\text{m}$. Les dimensions du réseau comparées à la longueur d'onde de travail $\lambda = 4.6 \mu\text{m}$ (la première ligne a une taille comparable avec $\lambda/n = 1.39 \mu\text{m}$) nous indiquent que les hypothèses sur lesquelles s'appuie le calcul précédent, fondé sur l'approximation scalaire de la théorie de la diffraction, ne sont pas respectées [86].

Par conséquent, le calcul du profil de phase binaire optimal réalisé dans les sections précédentes dans le cadre de l'approximation scalaire n'est pas valable en toute rigueur. Nous allons ici vérifier les résultats obtenus à l'aide de la méthode RCWA qui permet le calcul rigoureux du champ dans les structures périodiques. La vérification est réalisée pour le réseau obtenu dans le cas $N = 5$ (voir Tableau 3.2). Nous représentons sur la Figure 3.12 le calcul des ordres diffractés par le réseau dans le cas d'une période valant $D = 45 \mu\text{m}$ et dans le cas où la période vaut $D' = 1000.D = 45 \text{ mm}$.

Dans le cas où la période vaut 45 mm , les deux lignes du réseau de Dammann ont des largeurs de 1.73 mm et 11.9 mm qui sont largement plus grandes que la longueur d'onde de travail. Dans ce cas, l'approximation scalaire est valable : le calcul dans l'approximation scalaire et le calcul rigoureux par la méthode RCWA donnent le même résultat. Par contre dans le cas où $D = 45 \mu\text{m}$, le calcul rigoureux donne un résultat sensiblement différent que celui obtenu par le calcul d'optique scalaire. En effet, avec la méthode RCWA, l'efficacité

intrinsèque calculée est de 76.4% et l'uniformité de 12% contre une efficacité intrinsèque de 77.4% et une uniformité de 4.10^{-9} données par le calcul d'optique scalaire.

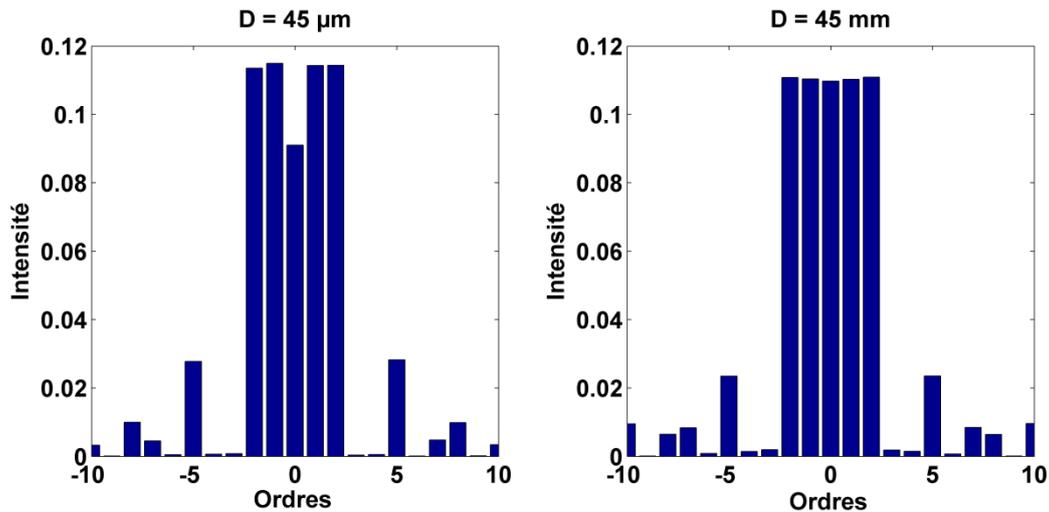


Figure 3.12. Ordres de diffraction du réseau de Dammann dans le cas $N = 5$ (voir Tableau 3.2) calculé à l'aide de la méthode RCWA dans le cas $D = 45 \mu\text{m}$ (Gauche) et dans le cas $D = 45 \text{mm}$ (Droite).

En conclusion, le calcul fondé sur l'approximation scalaire de la diffraction n'est plus valable pour des réseaux de Dammann avec la période de $D = 45 \mu\text{m}$ recherchée. Une optimisation des profils de phase fondée sur la méthode RCWA est donc nécessaire.

3.1.2.2. Optimisation

Les réseaux de Dammann obtenus précédemment dans le cadre de l'approximation scalaire sont ici recalculés à l'aide de la méthode d'optimisation décrite au 3.1.1 couplée au code RCWA. Le processus d'optimisation et la fonction de coût restent inchangés.

Nous étudions ici le cas où $N = 5$ et $D = 45 \mu\text{m}$. Nous choisissons comme point de départ de l'algorithme d'optimisation le réseau calculé dans la section 3.1.1. Après optimisation, l'efficacité calculée est de 77.2% et l'uniformité de 10^{-6} . Les différents résultats obtenus dans le cas $N = 5$ sont récapitulés dans le Tableau 3.3.

Tableau 3.3. Performances des réseaux de Dammann dans le cas $N = 5$.

	Efficacité intrinsèque	Uniformité
Optimisation dans l'approximation scalaire		
(Vérification du résultat avec RCWA)	77.4% (76.4%)	4.10^{-9} (12.10^{-2})
Optimisation avec RCWA	77.2%	10^{-6}

Le processus d'optimisation avec le code RCWA a donc permis d'obtenir un réseau aux performances similaires à celles obtenues dans le cadre du calcul fait en approximation scalaire. Nous présentons sur la Figure 3.13 le nouveau profil optimisé avec le code RCWA ainsi que l'intensité des ordres de diffraction. Dans le nouveau dessin, les deux lignes ont été rétrécies : la largeur de la première passe de $1.7 \mu\text{m}$ à $1.4 \mu\text{m}$ alors que la largeur de la deuxième passe de $11.9 \mu\text{m}$ à $11.4 \mu\text{m}$.

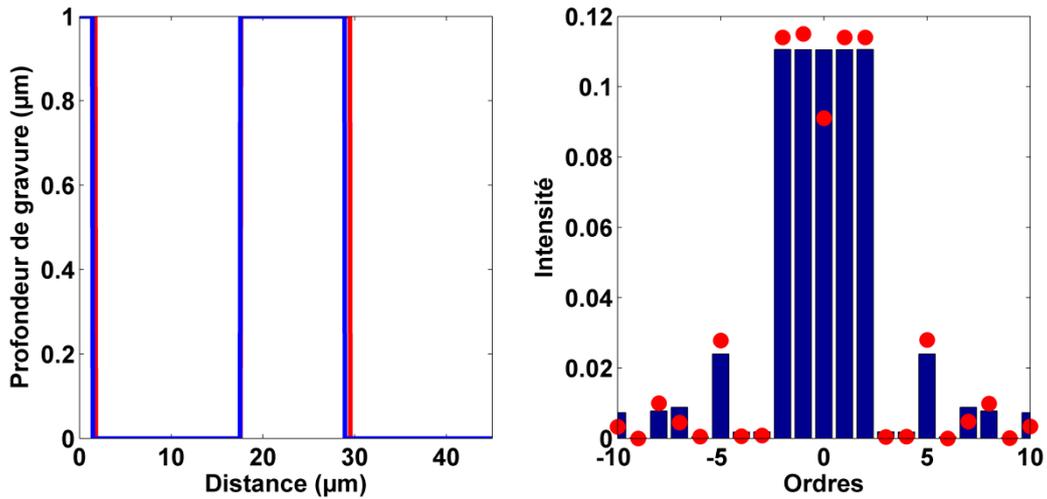


Figure 3.13. (Gauche) Profils du réseau de Damann pour $N = 5$ calculés par la méthode RCWA avant optimisation (Rouge) et après optimisation (Bleu). (Droite) Intensités des ordres de diffraction des réseaux de Damann avant optimisation (Rouge) et après optimisation (Bleu).

3.2. Traitement antireflet

3.2.1. Principe

A la longueur d'onde considérée et dans un matériau tel que l'AsGa les coefficients de réflexion de Fresnel aux interfaces sont de l'ordre de 30%. Il va donc être nécessaire de déposer un traitement antireflet sur les deux faces du réseau. Comme expliqué au 1.3.4, deux types de traitement ont été développés à Thales R&T pour le traitement antireflet des facettes de sortie des LCQ. Le premier est un traitement monocouche d'alumine ($R \sim 5\%$) et le deuxième un traitement bicouche $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ($R < 2\%$). Nous avons choisi pour nos réseaux de Damann d'utiliser le traitement bicouche puisqu'il présente de meilleures performances tout en étant bien maîtrisé technologiquement à Thales R&T. Le schéma de principe de dépôt d'un traitement bicouche sur la face gravée du réseau est présenté sur la Figure 3.14.

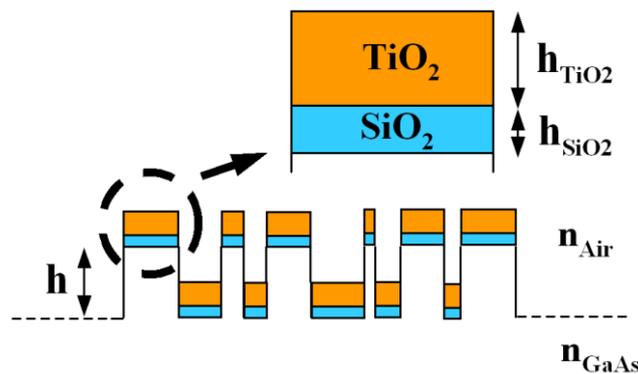


Figure 3.14. Schéma de principe de dépôt antireflet bicouche sur un réseau de Damann.

Considérons une onde plane monochromatique incidente de longueur d'onde λ . Si l'on s'intéresse aux interférences entre les réflexions multiples aux différentes interfaces entre les 4 matériaux (Air/ TiO_2 / SiO_2 /AsGa) dont on connaît les indices de réfraction ($n_{\text{Air}} = 1/n_{\text{TiO}_2} = 1.852/n_{\text{SiO}_2} = 1.244/n_{\text{AsGa}} = 3.299$), on peut déterminer la réflectivité globale

R de la structure en fonction des épaisseurs h_{SiO_2} et h_{TiO_2} . En optimisant les épaisseurs des deux couches, on montre que pour une couche de SiO_2 d'épaisseur $h_{\text{SiO}_2} = 96.2$ nm et une couche de TiO_2 d'épaisseur $h_{\text{TiO}_2} = 463$ nm, on obtient une réflectivité globale de $R = 1.85\%$. Par souci de simplicité, on conservera ces épaisseurs de couches à la fois pour la face arrière (non gravée) et pour la face avant (gravée) de l'échantillon.

3.2.2. *Dépôt sur un réseau de Dammann*

Les efficacités calculées au 3.1.2 pour les réseaux de Dammann étaient des efficacités intrinsèques η_i qui ne tiennent pas compte des réflexions de Fresnel (voir la définition des efficacités totales et intrinsèques au 2.1). Par exemple, pour le réseau optimal du 3.1.2, l'efficacité intrinsèque est de $\eta_i = 77.2\%$ alors que son efficacité totale sans traitement antireflet est de $\eta = 55.3\%$. Ainsi, la réflectivité du réseau, définie comme:

$$R = 1 - \sum_{n=-\frac{N_{max}}{2}}^{\frac{N_{max}}{2}} I_n \quad (3-20)$$

vaut $R = 28.4\%$ dans le cas du réseau de Dammann pour $N = 5$ sans traitement antireflet.

Nous calculons ici à l'aide de la méthode RCWA les performances de ce réseau avec le dépôt décrit au 3.2.1. Le traitement antireflet permet effectivement d'obtenir une efficacité totale de $\eta = 76.5\%$ correspondant à une réflectivité de $R = 0.9\%$. Cependant, l'uniformité du réseau a été dégradée puisqu'elle est passée de 10^{-6} à 7.5% . Nous représentons sur la Figure 3.15 les ordres de diffraction du réseau sans traitement et du réseau avec traitement.

La dégradation de l'uniformité observée est due au fait que le dépôt, initialement optimisé pour un substrat massif d'indice fixé, est ici utilisé sur un réseau présentant des motifs de taille comparable à la longueur d'onde dans le substrat. Comme nous le verrons en détail au 4.1, ces motifs sont alors vus localement par l'onde incidente comme un matériau homogène défini par un indice effectif compris entre l'indice de l'air et l'indice du substrat. La face gravée du réseau diffère légèrement d'un substrat d'indice fixe, ce qui explique que le traitement antireflet ne présente pas les performances attendues.

3.2.3. *Optimisation du réseau avec traitement antireflet*

Le traitement a grandement diminué la réflectivité du réseau mais a dégradé l'uniformité entre les ordres d'intérêt. Pour améliorer cette uniformité, on ré-optimise le profil du réseau avec son dépôt antireflet. Les calculs sont toujours menés à l'aide de la méthode RCWA. Le processus d'optimisation est identique à celui décrit en 3.1.2.2, si ce n'est que la fonction de coût tient maintenant compte de l'efficacité totale et non pas de l'efficacité intrinsèque :

$$Err = \frac{\left(\sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} \left| I_n - \frac{\eta}{N} \right|^2 \right)^P}{\eta^Q} \quad (3-21)$$

Après optimisation nous obtenons pour $P = 2$ et $Q = 4$ un nouveau réseau qui, après traitement antireflet, présente une efficacité totale de 77.1% , correspondant à une réflectivité

de 0.1%, et une uniformité de 0.3%. Le processus d'optimisation a permis de réduire encore la réflectivité du réseau tout en améliorant grandement son uniformité. Le profil optimisé diffère du profil initial par la largeur de la première ligne qui est passée de 1.4 μm à 1 μm . La Figure 3.15 représente les ordres du réseau avec traitement antireflet avant et après optimisation.

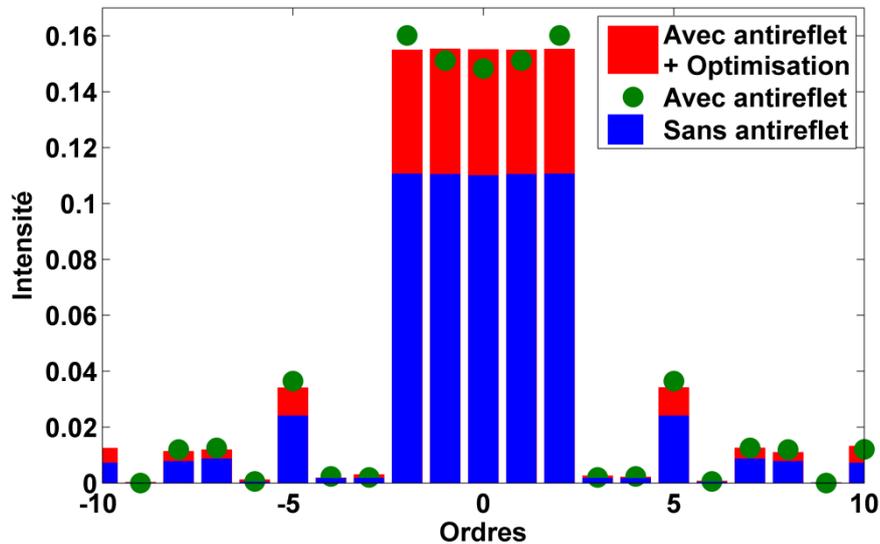


Figure 3.15. Ordres de diffraction du réseau de Damann dans le cas $N = 5$: sans traitement antireflet (Bleu), avec traitement antireflet (Vert) avec traitement antireflet et optimisation (Rouge).

A titre de comparaison, nous avons effectué les mêmes calculs pour un traitement monocouche d'alumine ($n = 1.6$ à $\lambda = 4.6 \mu\text{m}$) d'épaisseur $h_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 686 \text{ nm}$. Le dépôt du traitement brut, sans optimisation, donne un meilleur résultat que pour le traitement bicouche puisque l'on obtient une efficacité totale identique de 76.5% et une uniformité de 2.3%. Par contre, après optimisation, les performances obtenues sont un peu moindres que pour le traitement bicouche puisque l'on obtient une efficacité totale de 76.8% et une uniformité de 0.8%. Le Tableau 3.4 résume les performances obtenues pour les différents traitements.

Tableau 3.4. Performances des réseaux avec traitement antireflet monocouche et bicouche.

	Traitement Bicouche		Traitement Monocouche	
	Sans optimisation	Avec optimisation	Sans optimisation	Avec optimisation
Efficacité	76.5%	77.1%	76.5%	76.8%
Uniformité	7.47%	0.3%	2.3%	0.8%
Réflectivité	0.9%	0.1%	0.9%	0.5%

En conclusion, nous utiliserons le réseau ainsi optimisé avec le traitement antireflet bicouche puisqu'il présente de meilleures performances tout en étant bien maîtrisé technologiquement.

3.3. Tolérancement

Le processus de fabrication, notamment les phases de lithographie et de gravure, n'est pas parfait. C'est pourquoi nous tentons ici de quantifier la sensibilité du réseau de Dammann aux erreurs de fabrication. Trois principales sources d'erreur sont explorées ici : les erreurs de profondeur de gravure, les erreurs sur les largeurs des lignes et les erreurs d'épaisseurs des couches du traitement antireflet. Nous nous intéresserons également à la tolérance du réseau à une erreur d'alignement et à une erreur sur la longueur d'onde d'illumination. Les calculs sont menés à l'aide de la méthode RCWA sur le réseau présenté dans la section 3.2.3 avec le traitement antireflet bicouche.

3.3.1. Erreur de profondeur de gravure

La précision de la gravure ICP avec l'équipement disponible à la plateforme technologique de Thales R&T est d'environ 100 nm. L'efficacité et l'uniformité du réseau sont calculées tout en faisant varier la profondeur de gravure, les autres paramètres étant fixés. La Figure 3.16 montre les performances du réseau avec une profondeur de gravure variant entre $h = 0.7 \mu\text{m}$ et $h = 1.3 \mu\text{m}$.

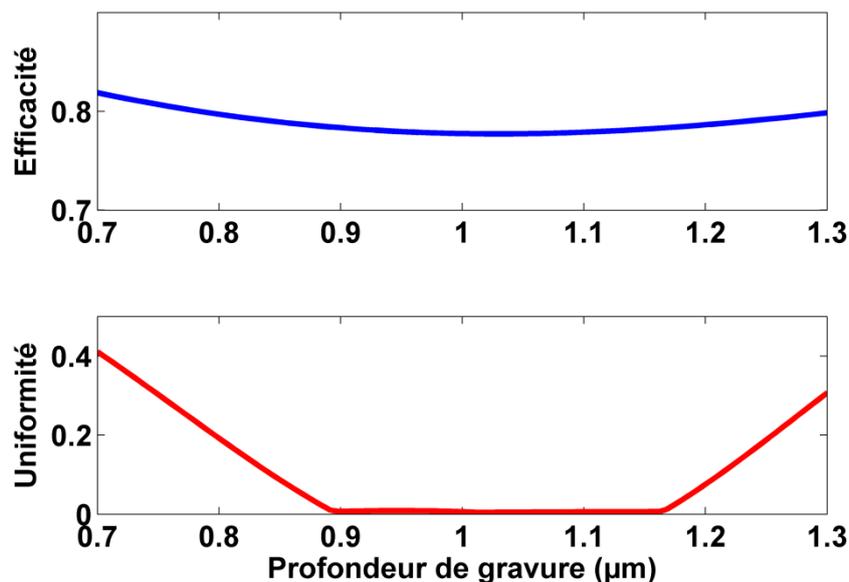


Figure 3.16. Influence d'une erreur de profondeur de gravure de l'efficacité et de l'uniformité du réseau de Dammann avec antireflet dans le cas $N = 5$.

On en déduit que une erreur de profondeur de gravure n'a que peu d'influence sur l'efficacité totale du réseau puisqu'une erreur de $\Delta h = \pm 100 \text{ nm}$ n'entraîne qu'un écart d'efficacité de $\Delta \eta \sim 1\%$. L'uniformité du réseau reste très peu dépendante de profondeur de gravure sur la plage d'erreur de notre équipement ICP puisqu'une erreur de $\Delta h = \pm 100 \text{ nm}$ n'entraîne qu'un écart d'efficacité de $\Delta U \sim 0.2\%$. Par contre, pour des erreurs de profondeurs de gravure plus importantes, l'uniformité du réseau est fortement dégradée. En conclusion, le dessin de réseau proposé semble assez robuste vis à vis des erreurs de profondeur de gravure étant donnée la précision de notre équipement ICP.

3.3.2. Erreur sur les largeurs des lignes

Nous étudions ici l'influence sur les performances du réseau de Dammann d'une erreur sur la largeur des lignes. Une telle erreur peut être causée par exemple par une erreur de fabrication du masque utilisée en lithographie optique ou par un phénomène de sous-gravure qui engendre une réduction des dimensions du motif par rapport à celles du masque. Le masque utilisé en lithographie optique présente une incertitude sur la définition de la largeur des lignes de ± 100 nm. La gravure ICP est un procédé de gravure fortement anisotrope qui permet la réalisation de motifs aux flancs bien verticaux avec un phénomène de sous-gravure limité. En pratique, les mesures au MEB sur les réseaux fabriqués montreront que l'écart *maximal* entre les largeurs expérimentales des lignes et les largeurs théoriques est d'environ $\Delta L = -200$ nm. La sensibilité du réseau de Dammann aux erreurs sur la largeur des lignes est estimée en calculant l'efficacité totale et l'uniformité tout en faisant varier la largeur des lignes du réseau d'une quantité ΔL . Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure 3.17.

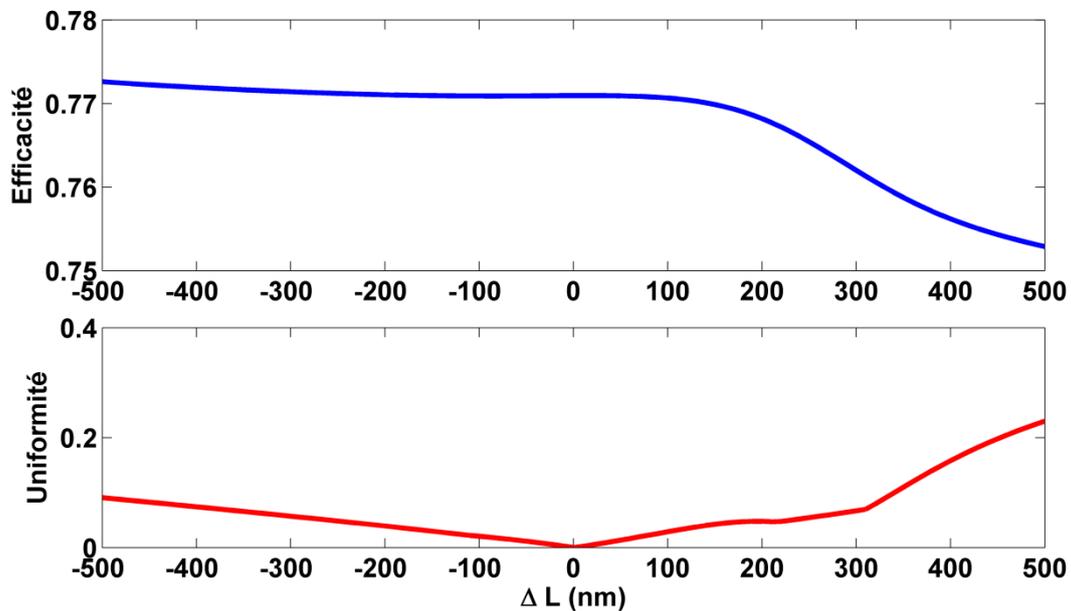


Figure 3.17. Influence d'une erreur sur la largeur des lignes sur l'efficacité et de l'uniformité du réseau de Dammann avec antireflet dans le cas $N = 5$.

Pour une erreur sur la largeur des lignes de $\Delta L = -200$ nm, ce qui correspond à l'erreur de largeur des lignes maximale mesurée sur les échantillons réalisés, l'efficacité reste stable alors que l'uniformité augmente de $\Delta U \sim 3.9\%$. En conclusion, le réseau de Dammann est robuste vis à vis des erreurs sur les largeurs des lignes étant donnée la précision du processus de fabrication utilisé.

3.3.3. Erreur d'épaisseur des couches du traitement antireflet

La sensibilité du réseau de Dammann aux erreurs de dépôt du traitement antireflet est estimée en calculant l'efficacité totale et l'uniformité tout en faisant varier l'épaisseur des couches. Nous ajoutons du bruit sur chaque épaisseur de manière indépendante. L'erreur d'épaisseur de chaque couche est tirée au hasard sur l'intervalle $[-\Delta h_{ARmax}, +\Delta h_{ARmax}]$. Pour chaque Δh_{ARmax} , 500 tirages sont effectués et pour chaque tirage l'efficacité et l'uniformité correspondantes sont calculées. On calcule ensuite la moyenne et l'écart type des distributions

d'efficacités et d'uniformités ainsi générées. Le processus est réitéré pour différentes valeurs de Δh_{ARmax} .

Pour une erreur d'épaisseur des couches antireflet de $\Delta h_{ARmax} = \pm 10$ nm, ce qui correspond à la précision des dépôts à Thales R&T, l'efficacité moyenne décroît de $\Delta\eta \sim 0.2\%$ avec un écart-type de $\pm 0.05\%$ alors que l'uniformité moyenne augmente de $\Delta U \sim 0.1\%$ avec un écart-type de $\pm 0.05\%$. En conclusion, le réseau de Dammann est très robuste vis à vis des erreurs d'épaisseur des couches étant donnée la précision des équipements disponibles à Thales R&T.

3.3.4. Erreur d'alignement et de longueur d'onde d'illumination

Nous quantifions dans un premier temps la sensibilité du réseau de Dammann aux erreurs d'alignement. Pour cela nous calculons la variation de l'efficacité et de l'uniformité du réseau en fonction de l'angle θ entre le faisceau incident et la direction normale au plan du réseau. Pour une erreur d'alignement de $\Delta\theta = \pm 5^\circ$ l'efficacité moyenne décroît de $\Delta\eta \sim 0.1\%$ avec un écart-type de $\pm 0.05\%$ alors que l'uniformité moyenne augmente de $\Delta U \sim 0.3\%$ avec un écart-type de $\pm 0.05\%$. En conclusion, le réseau de Dammann est tout à fait compatible avec une erreur d'alignement de 5° , ce qui est bien au-dessus de ce que l'on sait maîtriser expérimentalement.

Enfin, la dépendance des performances du réseau avec la longueur d'onde du faisceau incident est étudiée. Pour $\Delta\lambda = 100$ nm (pour un LCQ émettant aux alentours de $4.6 \mu\text{m}$ la largeur du spectre de sortie est d'environ 100 nm), l'efficacité décroît de $\Delta\eta \sim 0.5\%$ et l'uniformité augmente de $\Delta U \sim 1\%$. En conclusion, le réseau de Dammann n'est pas sensible à une erreur sur la longueur d'onde d'illumination.

3.4. Fabrication et caractérisations

Le réseau fabriqué et caractérisé est le réseau de Dammann ($N = 5$) optimal de la partie 3.2.3. Pour une première démonstration de combinaison cohérente de LCQ avec réseau de Dammann, nous avons choisi de commencer avec un nombre pas trop élevé de sources à combiner. Ainsi, nous avons opté pour le réseau de Dammann pour $N = 5$, qui présente en plus l'avantage d'avoir un profil de phase relativement simple à fabriquer.

3.4.1. Fabrication

Le réseau de Dammann est ici réalisé par lithographie optique, réalisation d'un masque dur en silice et gravure du substrat (gravure ICP). La lithographie optique UV présente une résolution suffisante étant données les dimensions des motifs de chaque période. Le processus complet est décrit en 1.3.1.

Nous présentons sur la Figure 3.18 une vue au MEB (microscope électronique à balayage) du réseau gravé, où apparaissent distinctement les deux lignes (une ligne fine et une plus large) constituant chaque période telle que décrite en 3.2.3:

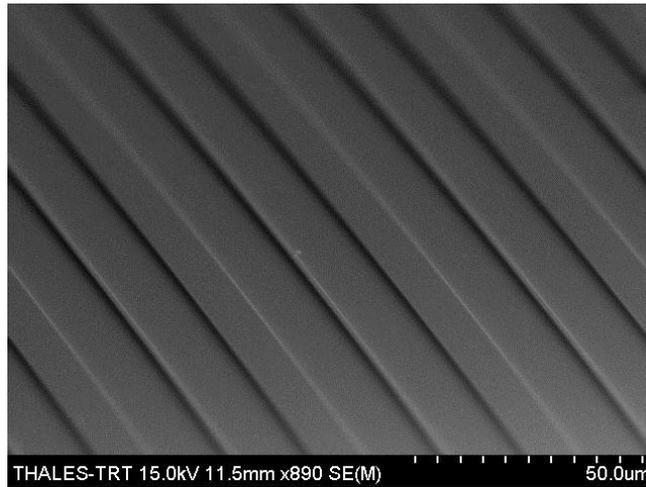


Figure 3.18. Vue au MEB du réseau de Dammann gravé dans de l'AsGa.

Nous présentons sur la Figure 3.19 un agrandissement d'une des lignes fines:

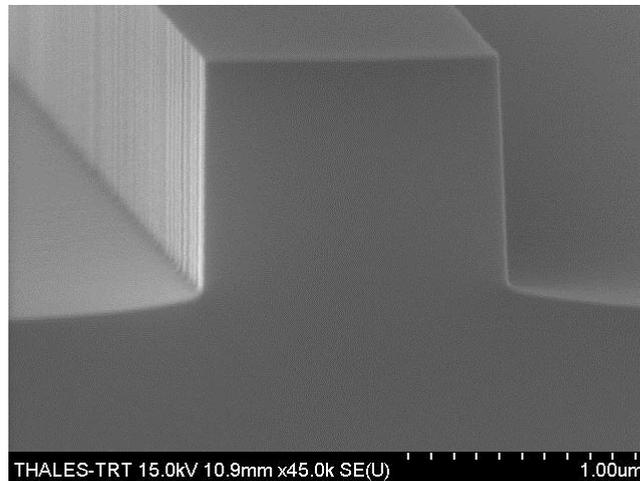


Figure 3.19. Vue au MEB de la ligne la plus fine (1 μm) du réseau de Dammann.

On voit sur la Figure 3.19 que la gravure ICP a été réussie puisque les flancs des lignes gravées présentent une très bonne qualité de surface et sont bien verticaux. Le fond des fentes n'est pas parfaitement horizontal mais comme nous le verrons par la suite, cet effet n'a eu que peu d'importance sur les performances des réseaux.

Enfin la dernière étape du processus de fabrication est le dépôt du traitement antireflet par évaporation sur les deux faces du réseau.

Plusieurs essais de réalisation de réseaux de Dammann ont été menés. Leurs performances sont caractérisées et comparées dans la section suivante.

3.4.2. *Caractérisations*

Après réalisation d'un réseau de Dammann, ce dernier est caractérisé à l'aide d'un LCQ collimaté émettant à 4.6 μm . La puissance transmise dans chaque ordre du réseau est mesurée et on en déduit l'efficacité totale ainsi que l'uniformité du réseau. Le meilleur résultat obtenu dans le cadre de cette thèse présente une efficacité totale de 74.6%, proche de l'efficacité théorique de 77.1% ainsi qu'une uniformité de 3.8% entre les 5 ordres d'intérêt pour une uniformité théorique de 0.3%.

Afin d'interpréter les résultats obtenus, nous avons également réalisé une mesure des largeurs des lignes et des interlignes d'une période donnée du réseau, ainsi qu'une mesure de la profondeur effectivement gravée. Ces dimensions expérimentales ont permis de calculer, à l'aide de la méthode RCWA, les performances théoriques des réseaux fabriqués. Nous avons ensuite comparé les résultats prévus par le calcul aux performances effectivement mesurées. Nous représentons sur la Figure 3.20 les intensités des ordres mesurés et calculés du réseau fabriqué présentant les meilleures performances:

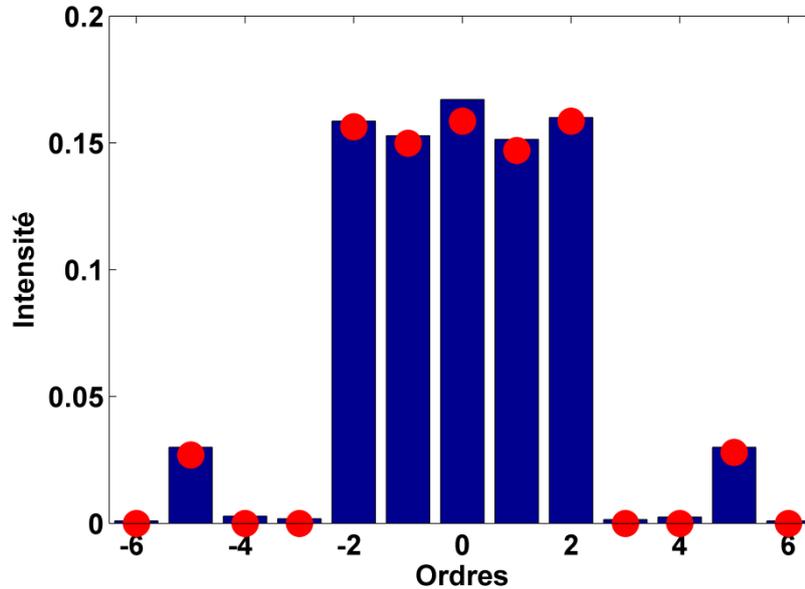


Figure 3.20. Intensité des ordres du réseau de Dammann fabriqué présentant les meilleures performances. (Bleu) Ordres calculés et (Rouge) Ordres mesurés.

En tenant compte des dimensions du réseau mesurées, le calcul prévoit une efficacité totale de 75.5% et une uniformité de 3.5%. L'uniformité calculée est très proche de l'uniformité mesurée de 3.8% alors que l'efficacité calculée reste légèrement différente de l'efficacité mesurée de 74.6%. Les erreurs de fabrication n'expliquent donc qu'en partie la baisse d'efficacité : le 1% d'efficacité manquante est certainement dû à une imperfection au niveau de l'antireflet.

Nous avons conçu et réalisé un séparateur de faisceaux dans le moyen infrarouge qui tient compte de toutes les contraintes de dimensionnement (1.2). L'efficacité totale et l'uniformité obtenues sont conformes aux prévisions théoriques et suffisantes pour une première mise en évidence de combinaison cohérente de 5 LCQ. Cependant, les ~ 25% de pertes additionnelles introduites par le réseau sont un réel désavantage de l'utilisation de réseaux de Dammann intra cavité. Nous allons nous intéresser dans la partie suivante aux structures sub- λ pour la réalisation de séparateurs de faisceaux plus efficaces.

4. Structures sub- λ pour la réalisation de séparateurs de faisceaux dans le moyen infrarouge

4.1. Principe

4.1.1. *Notion de matériau artificiel*

Nous avons vu dans la section 1.1 qu'une méthode couramment utilisée pour réaliser un réseau de phase est d'utiliser une structure de hauteur fixe mais dont l'indice varie le long de la période. Cette technique est fondée sur la théorie des matériaux artificiels.

Lorsqu'une onde plane de longueur d'onde λ éclaire un matériau structuré à une échelle plus petite que la longueur d'onde, cette dernière n'est pas capable de « résoudre » la structure et « voit » un matériau diélectrique homogène. Ainsi, pour un réseau de diffraction dont la période serait inférieure à la longueur d'onde, seul l'ordre 0 peut être transmis ou réfléchi. Tous les autres ordres qui seraient propagatifs en optique diffractive classique, sont ici évanescents. Sous certaines conditions, que nous détaillerons au 4.1.3 de ce Chapitre, une structure sub-longueur d'onde (ou sub- λ) est équivalente en champ lointain à un matériau homogène artificiel.

Ce matériau artificiel est caractérisé par un indice effectif qui peut être interprété comme l'indice moyen vu par l'onde incidente. La valeur de cet indice effectif dépend de la taille et de la géométrie des motifs qui constituent la structure sub- λ . En théorie, n'importe quel indice effectif est synthétisable entre l'indice de l'air et l'indice du substrat. Ainsi, en changeant localement la taille de ces motifs, il est possible de réaliser n'importe quelle variation d'indice et donc n'importe quelle fonction de phase.

4.1.2. *Calcul de l'indice effectif*

Nous définissons ici de manière plus précise la notion d'indice effectif associé aux structures sub- λ périodiques. Nous nous plaçons dans un premier temps dans le cas simplifié de la limite statique où la longueur d'onde est très grande devant la taille caractéristique des motifs sub- λ . Nous étendrons ensuite la notion d'indice effectif au cas plus général où la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que la taille caractéristique des motifs.

4.1.2.1. *Le cas de la limite statique : $\Lambda_S \ll \lambda$*

On se place ici dans le cas de la limite statique, c'est-à-dire dans le cas où la longueur d'onde est très grande devant la période Λ_S ($\Lambda_S \ll \lambda$) de la structure sub- λ considérée. Ce cas limite, dont les conditions d'application sont rarement vérifiées, est néanmoins très intéressant puisqu'il permet de donner une expression analytique de l'indice effectif en fonction des paramètres géométriques de la structure.

Le principal résultat de la théorie des milieux effectifs [75] stipule que dans la limite statique, une structure périodique est strictement équivalente à un matériau homogène, en général anisotrope. Cette équivalence est vraie en champ proche comme en champ lointain.

Plaçons-nous dans le cas d'un réseau unidimensionnel (ou lamellaire) constitué d'une alternance de lignes d'indices n_1 et n_2 et de largeurs respectives $(1-f)\Lambda_S$ et $f\Lambda_S$, avec f le facteur de remplissage de la structure. Le réseau ainsi formé est dans le plan (x,y) et normal à la direction z . Le réseau est périodique selon x et invariant par translation selon y . Comme expliqué au 1.2 de ce Chapitre, nous nous intéressons à la polarisation TE : le champ incident \vec{E} est polarisé linéairement selon y et se propage selon la direction z (voir Figure 3.21).

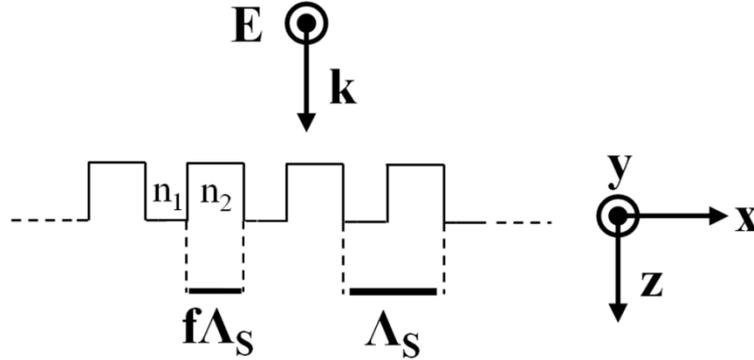


Figure 3.21. Réseau sub- λ diélectrique unidimensionnel.

Dans le cadre de la limite statique, le champ électromagnétique n'a pas le temps de varier d'une ligne à l'autre, sauf au niveau des interfaces. Dans chaque ligne, le champ est donc uniforme. Au niveau de chaque interface, il est possible d'écrire les relations de continuité pour les vecteurs champ électrique \vec{E} et induction électrique \vec{D} . On montre ainsi que l'indice effectif vu par l'onde incidente s'écrit [96]:

$$n_{stat} = \sqrt{(1-f)n_1^2 + fn_2^2} = \sqrt{\langle n^2 \rangle} \quad (3-22)$$

où les crochets désignent la moyenne spatiale de n^2 .

On montre donc qu'il existe dans le cas de la limite statique une expression analytique de l'indice effectif correspondant au milieu homogène vu par l'onde incidente. Cette expression ne fait intervenir que les paramètres géométriques du problème. En faisant varier le facteur de remplissage, l'indice effectif du milieu homogène artificiel ainsi créé peut être choisi n'importe où entre n_1 et n_2 .

L'indice décrit précédemment en mode TE est aussi appelé indice ordinaire au vu de la polarisation du champ électrique. De la même manière, on peut calculer un indice extraordinaire correspondant au mode TM où \vec{E} est polarisé selon x . Dans ce cas, l'indice effectif s'écrit :

$$n_{stat} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1-f}{n_1^2} + \frac{f}{n_2^2}}} = \frac{1}{\sqrt{\langle \frac{1}{n^2} \rangle}} \quad (3-23)$$

On présente sur la Figure 3.22 la variation de l'indice effectif ordinaire et extraordinaire en fonction du facteur de remplissage f dans le cas d'un réseau en AsGa dans de l'air ($n_1 = 1$ et $n_2 = 3.3$).

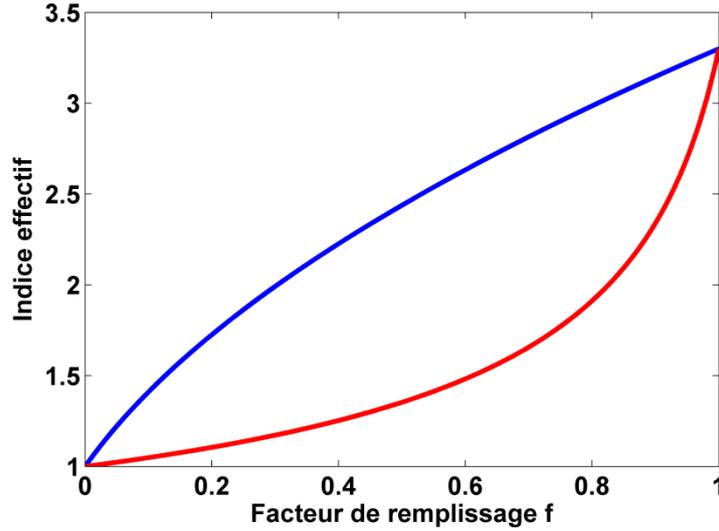


Figure 3.22. Variation de l'indice effectif calculé dans la limite statique avec le facteur de remplissage. (Bleu) mode TE ou ordinaire, (Rouge) mode TM ou extraordinaire.

4.1.2.2. Cas plus général : $\Lambda_S \sim \lambda$

Si le cas de la limite statique est un cas d'école intéressant pour comprendre la notion de milieu homogène artificiel, ses conditions d'application sont difficilement réalisables en pratique. Les progrès concernant la fabrication de nano-objets permettent par contre de fabriquer des motifs de taille légèrement inférieure à la longueur d'onde. Dans ce cas, il n'y a plus équivalence stricte entre la structure sub- λ et un matériau homogène : la théorie des milieux effectifs n'est plus valable.

- Développement limité de l'indice effectif

Une première approche pour estimer alors l'indice effectif associé à la structure sub- λ est de considérer le développement limité de l'indice selon le rapport $\frac{\Lambda_S}{\lambda}$. Cette méthode a été développée dans [76], où les auteurs s'intéressent au développement limité du carré de l'indice effectif en $O\left(\left(\frac{\Lambda_S}{\lambda}\right)^4\right)$. On se place dans le cas d'une structure périodique unidimensionnelle comme décrite sur la Figure 3.21 et dans le cas où le champ électrique incident est polarisé TE. En résolvant les équations de Maxwell, on montre que :

$$(n_{eff})^2 = (n_{stat})^2 + \sum_{p \neq 0} \frac{\varepsilon_p \varepsilon_{-p}}{p^2} \left(\frac{\Lambda_S}{\lambda}\right)^2 + O\left(\left(\frac{\Lambda_S}{\lambda}\right)^4\right) \quad (3-24)$$

avec n_{stat} l'indice effectif dans le cas de la limite statique et ε_p le p ème coefficient de Fourier de la permittivité de la structure périodique unidimensionnelle :

$$\varepsilon(x) = \sum_p \varepsilon_p e^{ipKx} \quad (3-25)$$

avec $K = \frac{2\pi}{\Lambda_S}$ le vecteur réseau.

Cette expression est valable pour toute structure périodique mais dans le cas d'un réseau binaire tel que décrit sur la Figure 3.21, les coefficients de Fourier de la permittivité du réseau s'écrivent simplement :

$$\varepsilon_p = (n_2)^2 \delta_p + (n_1^2 - n_2^2) \frac{\sin(\pi p f)}{\pi p} \quad (3-26)$$

avec f le facteur de remplissage défini précédemment et δ_p le symbole de Kronecker.

- Méthode générale : les modes de Bloch

La méthode du développement limité présente l'avantage de donner une expression analytique approchée de l'indice effectif dans le cas où la limite statique n'est plus valable. La valeur obtenue reste cependant une approximation de l'indice effectif. Afin d'obtenir la valeur exacte de l'indice effectif de telles structures, il existe des méthodes numériques rigoureuses fondées sur la décomposition des champs en modes propres de la structure périodique, ou modes de Bloch. Nous avons notamment introduit au 1.4 de ce Chapitre la méthode RCWA qui est une méthode de résolution vectorielle des équations de Maxwell dans une structure périodique [88].

Dans le cas d'un réseau périodique unidimensionnel éclairé en polarisation TE, tel que décrit sur la Figure 3.21, on montre que le champ électrique dans la structure s'écrit sous la forme d'une superposition infinie de modes de Bloch contra-propagatifs. La méthode RCWA permet entre autre de déterminer numériquement tous les modes de Bloch de la structure ainsi que les constantes de propagation et donc les indices effectifs n_{eff} associés. Si n_{eff} est réel, le mode de Bloch correspondant est propagatif mais si n_{eff} est imaginaire le mode de Bloch correspondant est évanescent. On peut vérifier que dans le cas d'un réseau diélectrique, il existe au moins un mode de Bloch propagatif.

4.1.3. *Équivalence entre un réseau sub- λ et un milieu homogène artificiel dans le cas général*

Nous avons vu que dans le cadre de la limite statique il y a une équivalence stricte entre une structure périodique et un matériau homogène artificiel. Dans le cas plus général, et plus intéressant en pratique, où $\Lambda_S \sim \lambda$, il est indispensable de pouvoir établir des conditions d'équivalence approchée (voir Figure 3.23). On montre dans [96], que si les trois conditions suivantes sont remplies :

1. seul l'ordre 0 est propagatif hors du réseau,
2. un seul mode de Bloch est propagatif dans le réseau,
3. la hauteur h du réseau est suffisamment grande pour pouvoir négliger l'influence des modes de Bloch évanescents,

alors la réflexion et la transmission du réseau sub- λ sont équivalentes à celles d'une couche homogène de même hauteur et d'indice égal à l'indice effectif du seul mode de Bloch du réseau qui soit propagatif. Dans ces conditions le réseau est équivalent en champ lointain à un matériau artificiel homogène.

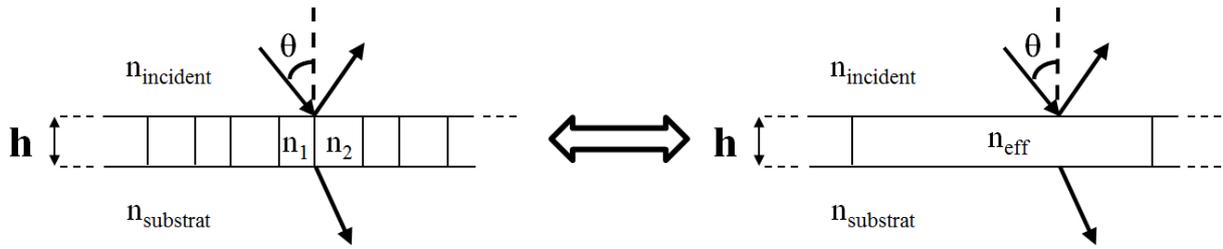


Figure 3.23. Équivalence approchée entre un réseau sub- λ et une couche homogène dans le cas général.

À cause des modes de Bloch évanescents, le champ à l'intérieur et au voisinage du réseau sub- λ vérifiant ces trois conditions reste cependant très différent du champ à l'intérieur et au voisinage d'une lame mince homogène de même hauteur. L'équivalence recherchée entre milieu homogène et structure périodique ne peut être valable qu'en champ lointain. Il s'agit donc d'une équivalence approchée et non stricte comme dans le cas de la limite statique pour laquelle le principe d'équivalence avec un milieu homogène était valable en champ proche et en champ lointain.

1. La première condition implique, d'après la loi des réseaux, que la période Λ_S du réseau sub- λ doit être inférieure à une valeur limite. Cette limite ne dépend pas de la géométrie du réseau mais uniquement des matériaux et des conditions d'illumination :

$$\Lambda_S < \frac{\lambda}{\max(n_{incident}, n_{substrat}) + n_{incident} \sin(\theta)} \quad (3-27)$$

avec $n_{incident}$ et $n_{substrat}$ les indices du milieu incident et du substrat et θ l'angle entre la direction de propagation de l'onde incidente et la normale au réseau. Dans le cas particulier d'une incidence normale ($\theta = 0$), et si le milieu incident est l'air alors la condition s'écrit simplement :

$$\Lambda_S < \frac{\lambda}{n_{substrat}} \quad (3-28)$$

2. La deuxième condition est moins simple à exprimer que la première puisqu'elle fait intervenir un « cutoff structural » : si Λ_S est inférieur à ce dernier alors un seul mode de Bloch est propagatif dans le réseau. La valeur du « cutoff structural » dépend principalement de la géométrie du réseau (facteur de remplissage, indices des matériaux constituant le réseau) et assez peu des conditions d'illumination. Le cutoff structural dépendant fortement du réseau considéré et il doit, en pratique, être calculé au cas par cas. On montre sur la Figure 3.24 la variation du cutoff structural en fonction du facteur de remplissage calculé dans cas particulier qui nous intéressera par la suite ($n_1 = n_{incident} = 1$, $n_2 = n_{substrat} = 3.3$ et $\theta = 0^\circ$ ou $\theta = 17.5^\circ$).

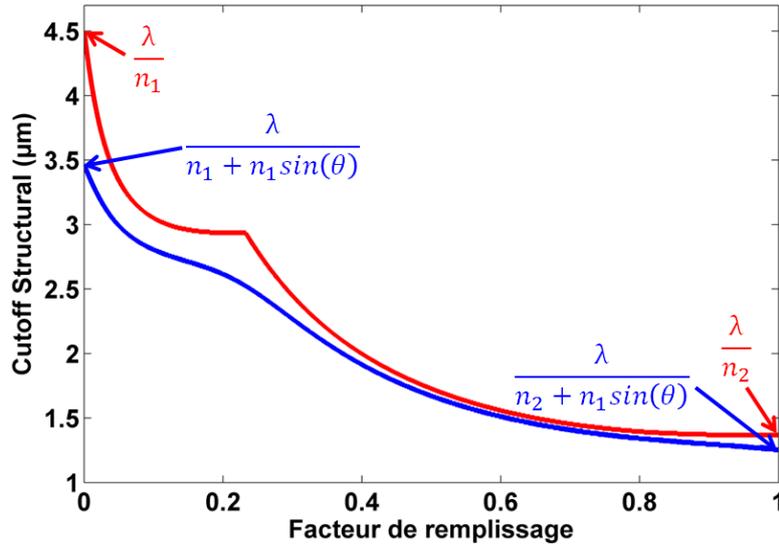


Figure 3.24. Variation du cutoff structural en fonction du facteur de remplissage pour un réseau binaire dans le cas particulier $n_1 = n_{incident} = 1$, $n_2 = n_{substrat} = 3.3$ et $\theta = 0^\circ$ (Rouge) et $\theta = 17.5^\circ$ (Bleu).

Dans le cas particulier décrit précédemment, on peut cependant montrer, que si :

$$\Lambda_S < \frac{\lambda}{\max(n_1, n_2) + n_1 \sin(\theta)} \quad (3-29)$$

alors la structure périodique n'accepte qu'un unique mode de Bloch et ce, quel que soit la valeur du facteur de remplissage du réseau. L'expression (3-29) est plus restrictive que la deuxième condition mais elle présente l'avantage d'être vraie pour des structures où divers facteurs de remplissage sont utilisés. De plus, on remarque que la première condition (voir (3-28)) est identique à la condition (3-29) qui est elle-même plus restrictive que la deuxième condition. En conclusion, dans le cas particulier considéré, si l'on respecte la première condition alors deuxième condition est également vérifiée.

3. La troisième condition porte sur la hauteur du réseau, qui doit être grande devant la profondeur de peau des modes de Bloch évanescents de la structure. Ainsi, les modes de Bloch évanescents excités aux interfaces milieu incident / réseau et réseau / substrat ne peuvent pas participer au transport d'énergie entre ces deux interfaces par effet tunnel. Le transport d'énergie entre les deux interfaces du réseau n'est alors assuré que par l'unique mode de Bloch propagatif. Notons que cette condition est cruciale puisque si elle n'est pas respectée alors l'indice effectif, défini comme l'indice associé à l'unique mode de Bloch propagatif, n'a alors plus de sens. Il est malheureusement impossible d'exprimer simplement une valeur seuil pour la hauteur du réseau. On peut montrer numériquement pour les réseaux diélectriques [97], [96], que si :

$$h > \frac{\lambda}{4} \quad (3-30)$$

alors les modes évanescents n'ont plus d'impact significatif sur les propriétés du réseau.

4.1.4.

Comparaison des différentes méthodes

On donne ici un exemple de calcul de l'indice effectif pour un réseau sub- λ particulier. On considère le réseau lamellaire décrit sur la Figure 3.23 éclairé en incidence normale ($\theta = 0$). De plus, on impose ici que $n_{incident} = n_1$, $n_{substrat} = n_2$ et $h > \frac{\lambda}{4}$, $\Lambda_S = \frac{\lambda}{n_{substrat}}$. Ce réseau vérifie les trois conditions pour lesquelles le réseau est équivalent en champ lointain à une couche homogène artificielle. Comme on l'a déjà vu, il est alors possible de définir un indice effectif vu par l'onde incidente, défini comme l'indice correspondant à l'unique mode de Bloch propagatif dans ce réseau sub- λ .

La valeur de cet indice effectif va dépendre de la géométrie du réseau. Dans le cas d'un réseau binaire, toute la géométrie du problème se résume au facteur de remplissage f . Nous comparons sur la Figure 3.25 les trois méthodes de calcul de l'indice effectif exposées précédemment.

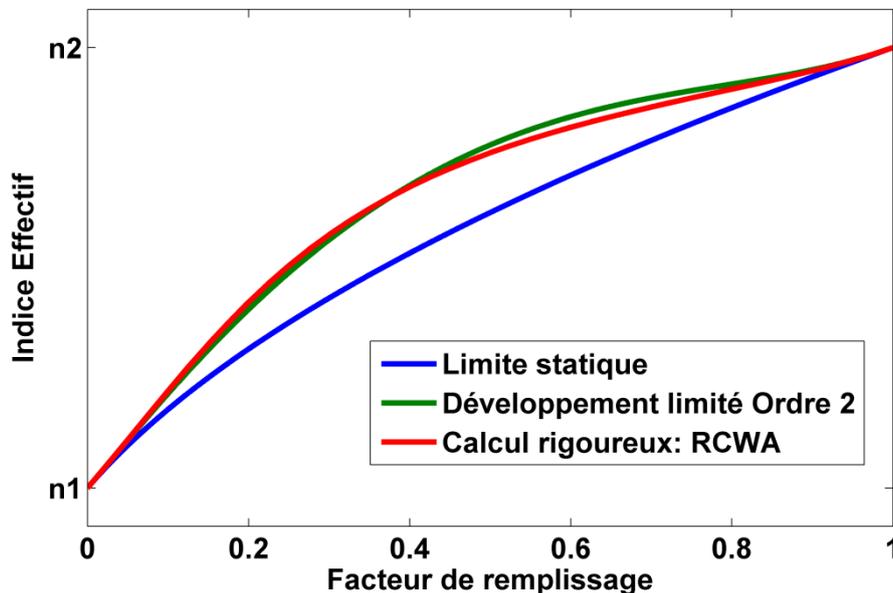


Figure 3.25. Calcul de l'indice effectif d'un réseau sub- λ équivalent à une couche homogène.

L'indice effectif croît de manière monotone et continue entre n_1 et n_2 . Lorsque f est petit l'onde incidente « voit » en moyenne surtout le matériau du milieu incident et l'indice effectif sera proche de n_1 , à l'inverse lorsque f est grand l'onde incidente « voit » en moyenne surtout le matériau du substrat et l'indice effectif sera proche de n_2 . Les trois méthodes de calcul sont asymptotiques lorsque $f \rightarrow 0$ et $f \rightarrow 1$, c'est-à-dire lorsque le réseau tend vers une pure couche du matériau du milieu incident ou une pure couche du matériau du substrat. Dans les deux cas, il est clair que les 3 méthodes de calcul sont rigoureusement valables et donnent le même résultat. Par contre pour des valeurs de f intermédiaires, la méthode de la limite statique prédit des valeurs d'indice effectif largement sous-estimées par rapport au calcul rigoureux avec la méthode RCWA. La limite statique n'est, en effet, clairement pas valable ici ($\Lambda_S = \frac{\lambda}{n_{substrat}}$). La méthode du développement limité à l'ordre 2 donne, quant à elle, une bonne approximation de l'indice effectif puisque l'écart relatif avec le calcul rigoureux est inférieur à 3%.

4.2. Calcul du profil du réseau sub- λ : première approche

4.2.1. Traduction directe du profil continu idéal en réseau sub- λ

On cherche ici à concevoir un séparateur de faisceaux de période $D = 45 \mu\text{m}$ capable de séparer un faisceau incident à $\lambda \sim 4.6 \mu\text{m}$ en 7 faisceaux d'intensités égales. Nous avons choisi de travailler pour $N = 7$ et non pour $N = 5$ comme pour les réseaux de Dammann. En effet, le réseau de phase idéal pour $N = 7$ présente une bien meilleure efficacité (voir Tableau 3.1) et reste réalisable étant donnés les moyens technologiques dont nous disposons.

Le faisceau incident est une onde plane polarisée TE (le champ électrique est parallèle aux lignes du réseau). Pour cela, la fonction de phase continue idéale a été calculée précédemment, elle est notamment représentée sur la Figure 3.8 et reprise sur la Figure 3.27. Rappelons que l'efficacité totale idéale était de 96.8% pour une uniformité entre les 7 ordres centraux de 0.5%. Comme nous l'avons expliqué en introduction, cette fonction de phase idéale est échantillonnée en un nombre fini de valeurs de phase. Chacune de ces valeurs sera réalisée localement par un motif sub- λ . En changeant la taille L_i de ces motifs le long de la période D du séparateur de faisceaux, il est possible de faire varier localement l'indice (et donc la phase) vu par l'onde incidente. La période d'échantillonnage Λ_S (à distinguer de la période D du séparateur de faisceaux), doit respecter les conditions développées au 4.1.3 de ce Chapitre pour que la structure sub- λ soit équivalente en champ lointain à un milieu homogène artificiel d'indice variable le long de la période D . La géométrie du problème ainsi que l'ensemble des notations sont représentés sur la Figure 3.26:

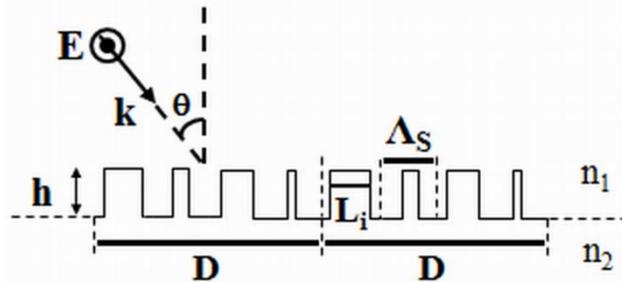


Figure 3.26. Géométrie du problème.

Nous avons dans notre cas: $n_1 = n_{Air} = 1$, $n_2 = n_{AsGa} = 3.3$. En pratique, le séparateur de faisceaux sera éclairé par 7 LCQ dont les faisceaux sont confondus avec les ordres du réseau. L'angle maximal d'incidence vaut donc ici pour $N = 7$:

$$\theta_{max} = \sin^{-1}\left(\frac{N-1}{2} \frac{\lambda}{D}\right) = 17.5^\circ \quad (3-31)$$

La première condition (3-27), impose alors que $\Lambda_S < \frac{\lambda}{n_{AsGa} + \sin(\theta_{max})} = 1.25 \mu\text{m}$. Afin de faciliter la fabrication, nous choisirons par la suite $\Lambda_S = 1.25 \mu\text{m}$.

Pour la réalisation de la fonction de phase idéale, nous allons potentiellement faire varier le facteur de remplissage des motifs sub- λ entre 0 et 1. Nous voulons donc ici que la deuxième condition soit vérifiée quel que soit le facteur de remplissage considéré. Dans ce

cas, il faut que la condition (3-29) soit respectée. Nous avons montré (voir Figure 3.24) que dans le cas considéré ici la condition (3-29) est équivalente à la première condition.

La troisième condition concerne la hauteur h des motifs sub- λ qui doit vérifier $h > \lambda/4$. Le profil de phase idéal varie continument entre 0 et $\alpha\pi$ où $\alpha = 1.22$. Plaçons-nous dans le cas conduisant à la plus petite hauteur et supposons que la taille des motifs sub- λ varie entre $L_i = 0$ et $L_i = \Lambda_S$. La profondeur de gravure correspondant à un déphasage de $\alpha\pi$ vaut alors:

$$h = \frac{\alpha\lambda}{2(n_{GaAs} - 1)} = 1.19\mu m \quad (3-32)$$

Comme nous le verrons par la suite, à cause des limitations imposées par les moyens de fabrication, la plage de la taille des motifs utilisés sera moins étendue. Ceci aura pour conséquence une plage d'indices effectifs utilisés restreinte et donc une profondeur de gravure augmentée. La relation $h > \lambda/4$ sera donc toujours vérifiée : on calcule par exemple en (3-33) une profondeur $h = 4.81\mu m > \lambda/4$.

En conclusion, la période d'échantillonnage des motifs sub- λ est fixée à $\Lambda_S = 1.25\mu m$. Le profil de phase échantillonné est donc constitué de $D/\Lambda_S = 36$ niveaux de phases discrets (Figure 3.27).

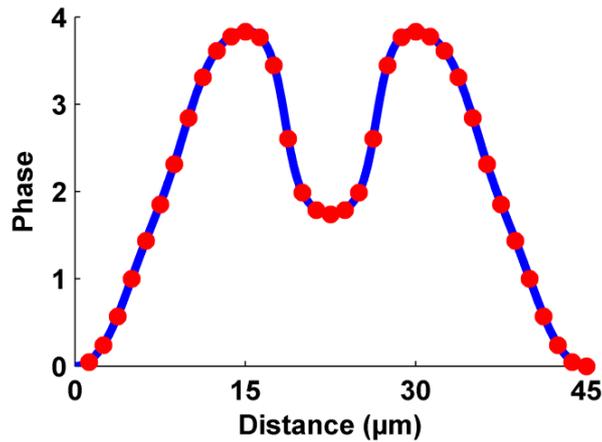


Figure 3.27. Une période du profil de phase continu idéal pour $N = 7$ (Bleu) et profil de phase échantillonné (Rouge).

Pour calculer l'indice effectif associé à un motif particulier de taille L_i , nous considérons un réseau infini de période Λ_S remplissant les trois conditions d'équivalence avec un milieu homogène artificiel. Le calcul de l'indice effectif du réseau (défini comme l'indice associé au seul mode de Bloch propagatif) est effectué à l'aide du code RCWA. En faisant varier la taille des motifs entre $L_i = 0$ et $L_i = \Lambda_S$, il est possible de synthétiser n'importe quelle valeur d'indice effectif entre $n_{eff} = n_{Air} = 1$ et $n_{eff} = n_{GaAs} = 3.3$. Remarquons dès à présent que cette méthode de calcul est approximative puisque l'on utilise un réseau infini de période Λ_S uniquement constitué de lignes identiques de largeur L_i pour approcher l'indice effectif réellement synthétisé dans la structure finale où la largeur des lignes varie le long de la période D . Nous verrons par la suite qu'à cause de cette approximation il sera nécessaire d'optimiser le profil de la structure obtenue par cette méthode. La variation de l'indice effectif avec la taille des lignes sub- λ est représentée sur la Figure 3.28:

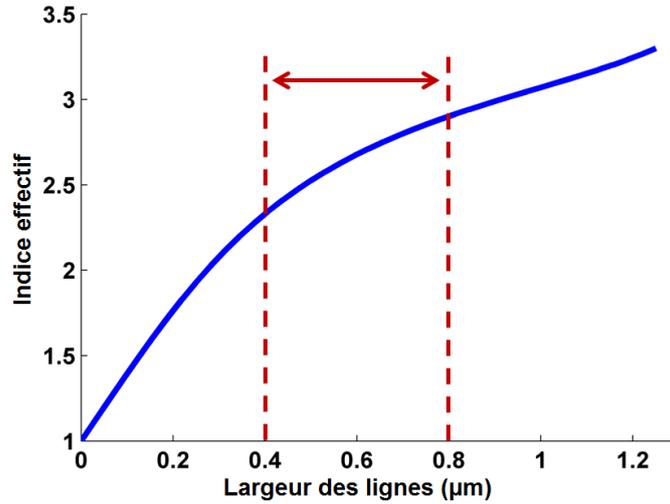


Figure 3.28. Variation de l'indice effectif d'une ligne sub- λ avec sa largeur dans le cas d'une polarisation TE.

Cependant, il est nécessaire de prendre en compte dès maintenant les contraintes technologiques de fabrication. Etant données les performances de l'équipement de lithographie électronique et de gravure ICP, il est actuellement difficile pour nous de réaliser des lignes ou des creux de largeur inférieure à 200 nm. Par sécurité, nous avons donc limité la plage de tailles de ligne utilisées à $400 \text{ nm} \leq L_i \leq 800 \text{ nm}$ ce qui correspond à des indices effectifs de $n_{\max} = 2.90$, $n_{\min} = 2.33$ (voir Figure 3.28). Par conséquent, la profondeur de gravure des lignes du réseau sub- λ a été ajustée à :

$$h = \frac{\alpha\lambda}{2(n_{\max} - n_{\min})} = 4.81\mu\text{m} \quad (3-33)$$

Notons que la condition $h > \lambda/4$ est largement respectée.

Etant données les contraintes de fabrication actuelles, tous les séparateurs de faisceaux ne sont pas réalisables en pratique. Le paramètre critique pour la réalisation de lignes sub- λ est le facteur de forme $\frac{h}{\min_i L_i}$. Dans le cas décrit précédemment nous avons un facteur de forme de l'ordre de 10, ce qui est compatible avec l'équipement disponible sur la plateforme technologique de Thales R&T. Prenons l'exemple d'un séparateur de faisceaux $N = 9$, la valeur maximale du profil de phase continu est de 2.42π (voir 2.4) ce qui implique un facteur de forme de l'ordre de 20, ce qui n'est pas réalisable avec notre équipement. De manière générale, pour $N > 7$, on observe que le rapport de forme requis est supérieur à 20. C'est une des raisons pour lesquelles nous nous sommes limités à un séparateur de faisceaux 1 vers 7.

A l'aide de la Figure 3.28, les 36 niveaux de phase du profil idéal échantillonné sont traduits en un ensemble de lignes sub- λ . Chaque largeur de ligne est choisie pour que l'indice effectif associé corresponde au déphasage recherché.

Afin de calculer les intensités des ordres et donc l'efficacité et l'uniformité de ce réseau, nous avons une nouvelle fois utilisé la méthode RCWA. Le nombre d'harmoniques spatiales utilisées, qui détermine la précision du calcul, a ici été fixé à 501. Cette valeur a été déterminée en augmentant ce nombre petit à petit jusqu'à ce que l'efficacité calculée converge (voir 1.4 de ce Chapitre). Nous calculons ainsi une efficacité intrinsèque de $\eta_i = 95.8\%$ et

une uniformité de $U = 5\%$. En comparaison, le profil idéal présentait une efficacité de $\eta = 96.8\%$ et une uniformité de $U = 0.5\%$ (voir 2.4).

La différence entre les performances du réseau sub- λ et celles du profil continu idéal provient de la méthode de conversion du profil idéal échantillonné en motifs sub- λ . En effet, afin de déterminer l'indice effectif associé à une ligne sub- λ de largeur L_i , nous avons considéré un réseau de période Λ_S uniquement constitué de lignes identiques de largeur L_i . Ceci n'est évidemment pas le cas pour le réseau proposé où la largeur des lignes est modulée afin de créer le long de la période D le gradient d'indice recherché. Par conséquent, l'indice effectif tel que calculé sur la Figure 3.28 n'est qu'une approximation de l'indice effectif local réellement synthétisé dans la structure finale. Cependant, la méthode de traduction directe du profil idéal reste une bonne approximation puisque dans notre cas la phase varie relativement lentement sur une période.

4.2.2. *Optimisation*

Le réseau sub- λ est optimisé pour améliorer son efficacité et son uniformité. Dans un premier temps, les variables sont les 36 largeurs de ligne L_i , la profondeur de gravure étant fixée. Durant l'optimisation, on contraint les lignes du réseau à respecter les limitations de largeurs fixées au paragraphe précédent. Le processus d'optimisation est identique à celui décrit au 2.4, la fonction de coût étant définie comme :

$$Err = \frac{\left(\sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} \left| I_n - \frac{\eta_i}{N} \right|^2 \right)^P}{\eta_i^Q} \quad (3-34)$$

avec P et Q deux paramètres libres qui sont ajustés pour favoriser soit l'optimisation de l'uniformité, soit l'optimisation de l'efficacité. Nous fixons de plus des contraintes sur les tailles des lignes pour qu'elles respectent les limites technologiques énoncées précédemment. Le point de départ du processus d'optimisation est le profil du réseau décrit dans le paragraphe précédent.

Le meilleur réseau est obtenu pour $P = 4$ et $Q = 2$ et présente une efficacité intrinsèque de $\eta_i = 96.3\%$ et une uniformité de $U = 0.1\%$. Les valeurs de P et Q optimales sont déterminées en lançant plusieurs optimisations avec plusieurs valeurs pour P et Q et en sélectionnant le couple qui a donné le meilleur résultat. Le processus d'optimisation a permis de grandement améliorer l'uniformité du réseau sub- λ , initialement à 5% . L'efficacité intrinsèque et l'uniformité du réseau optimisé sont très proches de celles du réseau de phase continu idéal (voir Tableau 3.5).

Tableau 3.5. Performances du réseau de phase continu idéal comparées à celles du réseau sub- λ avant et après optimisation

	Efficacité intrinsèque	Uniformité
Profil continu idéal	96.8%	0.5%
Réseau sub-λ « direct »	95.8%	5%
Réseau sub-λ optimisé	96.3%	0.1%

L'optimisation du réseau a permis de compenser l'approximation faite lors de la transcription directe du profil continu idéal en réseau sub- λ (voir 4.2.1). Sur la Figure 3.29 nous représentons le profil du réseau sub- λ optimisé.

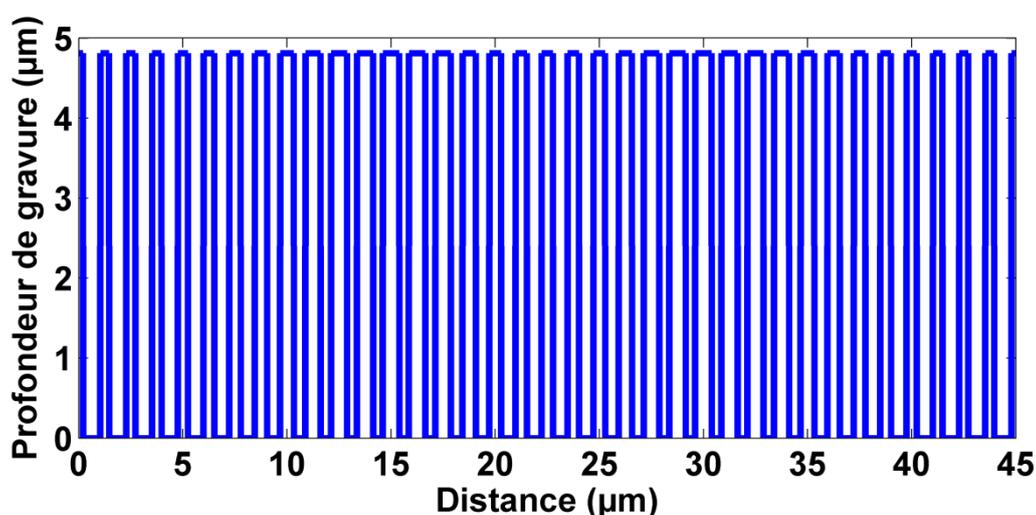


Figure 3.29. Profil du réseau sub- λ optimisé

Comme nous avons utilisé comme point de départ du processus d'optimisation le profil déduit du profil continu idéal, le temps total de calcul de l'algorithme d'optimisation est de l'ordre de trois heures. Une autre solution aurait été de lancer l'optimisation à partir d'un profil initial tiré au hasard. Dans ce cas, le temps total d'optimisation avoisine les 30 heures pour un résultat final aux performances équivalentes.

4.2.3. Traitement antireflet

Dans les paragraphes précédents, nous nous sommes intéressés à l'efficacité intrinsèque du réseau sub- λ . Cette dernière ne tient pas compte de la puissance contenue dans les ordres réfléchis du réseau [98]. Ainsi, si l'on s'intéresse à l'efficacité totale du réseau sub- λ optimisé du paragraphe précédent, on obtient $\eta = 75\%$ alors que l'efficacité intrinsèque de ce même réseau est de $\eta_i = 96.3\%$. La proportion de puissance réfléchie est de :

$$R = 1 - \sum_{n=-\frac{N_{max}}{2}}^{\frac{N_{max}}{2}} I_n = 22.1\% \quad (3-35)$$

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à la pertinence d'un dépôt antireflet « classique », constitué d'un empilement de couches diélectriques, sur un réseau sub- λ . Cette

question n'est pas triviale puisque le réseau sur lequel le traitement est déposé présente un indice qui varie le long de chaque période. Pour résoudre ce problème, l'idée est d'utiliser un traitement qui présente lui aussi un profil structuré à l'échelle sub- λ (voir Figure 3.30). De plus, l'antireflet ne doit pas ici simplement minimiser la puissance réfléchiée R mais maximiser l'efficacité totale du réseau tout en conservant une bonne uniformité.

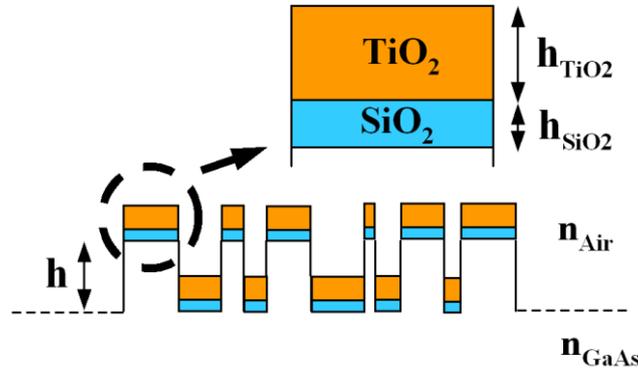


Figure 3.30. Schéma d'un dépôt antireflet « classique » sur un réseau sub- λ .

Dans un premier temps, nous utilisons la même approche que pour les réseaux de Dammann (voir paragraphe 3.2.1 de ce Chapitre). Le traitement antireflet proposé ici est constitué de deux couches de TiO_2 et de SiO_2 avec $n_{\text{TiO}_2} = 1.852$ et $n_{\text{SiO}_2} = 1.244$ à $\lambda = 4.6 \mu\text{m}$. Les épaisseurs des couches correspondent à celles du traitement optimisé pour un dépôt sur AsGa massif ($h_{\text{SiO}_2} = 96.2 \text{ nm}$ et $h_{\text{TiO}_2} = 463 \text{ nm}$). Cependant, le calcul des performances de ce traitement sur le réseau sub- λ optimal du paragraphe précédent, montre clairement qu'il est de qualité insuffisante. En effet, si la puissance dans les sept ordres d'intérêt a été augmentée ($\eta = 92.4\%$ pour une réflectivité $R = 4.5\%$), l'uniformité a été en contrepartie fortement dégradée ($U = 11.1\%$). Nous allons montrer par la suite que la conception d'un antireflet qui permette à la fois de maximiser la puissance transmise dans les sept ordres centraux tout en préservant leur uniformité, nécessite l'optimisation des épaisseurs des couches du traitement ainsi que du profil sub- λ lui-même (largeurs des lignes et profondeur de gravure).

L'optimisation se déroule en plusieurs étapes où les épaisseurs des couches ainsi que la profondeur de gravure d'une part, et les largeurs des lignes du réseau d'autre part, sont optimisées successivement. L'optimisation du réseau et de son antireflet en deux étapes s'est avérée être plus rapide que l'optimisation de tous les paramètres à la fois. L'algorithme d'optimisation et la fonction coût restent les mêmes que dans le paragraphe précédent avec $P = Q = 2$. Les valeurs initiales pour les variables: $h_{\text{SiO}_2} = 96.2 \text{ nm}$, $h_{\text{TiO}_2} = 463 \text{ nm}$ pour les épaisseurs des couches, $h = 4.81 \mu\text{m}$ pour la profondeur de gravure et le profil de la Figure 3.29 pour les largeurs de lignes. L'algorithme d'optimisation tend à trouver des solutions avec une couche de silice de très faible épaisseur ($\sim 10 \text{ nm}$). Nous avons décidé de la supprimer et de ne conserver que la couche de TiO_2 . Ainsi, une solution optimale est trouvée pour $h = 4.87 \mu\text{m}$, $h_{\text{TiO}_2} = 699 \text{ nm}$ et $h_{\text{SiO}_2} = 0 \text{ nm}$, ce qui correspond à une efficacité totale de $\eta_T = 95.1\%$ pour une uniformité de $U = 0.01\%$ et une réflectivité de $R = 1.7\%$ (voir Tableau 3.6). L'algorithme d'optimisation a permis d'augmenter l'énergie transmise dans les sept ordres centraux (l'efficacité totale est passée de ($\eta = 75\%$ à $\eta = 95.1\%$) tout en conservant une bonne uniformité.

Tableau 3.6. Optimisation du réseau sub- λ avec antireflet.

	Efficacité totale	Réflectivité	Uniformité
Réseau sub- λ initial	75%	22.1%	0.1%
Avec antireflet bicouche non optimisé	92.4%	4.5%	11.1%
Avec antireflet bicouche optimisé	95.1%	1.7%	0.01%

4.2.4. Tolérance

On quantifie ici la tolérance du réseau sub- λ aux erreurs de fabrication. Trois principales sources d'erreur sont explorées ici : les erreurs de profondeur de gravure, les erreurs de positionnement des lignes et les erreurs d'épaisseurs des couches du traitement antireflet. Nous nous intéresserons également à la tolérance du réseau à une erreur d'alignement et à une erreur sur la longueur d'onde d'illumination. Les calculs sont menés à l'aide de la méthode RCWA sur le réseau présenté dans la section 4.2.3 avec le traitement antireflet bicouche.

4.2.4.1. Erreur de profondeur de gravure

L'efficacité totale et l'uniformité du réseau sont calculées tout en faisant varier la profondeur de gravure, les autres paramètres étant fixés. La précision de la gravure ICP avec l'équipement disponible à la plateforme technologique de Thales R&T est d'environ 100 nm. La Figure 3.31 montre les performances du réseau avec une profondeur de gravure variant de $\Delta h = \pm 400$ nm autour de $h = 4.81$ μm .

On en déduit que une erreur de profondeur de gravure n'a que peu d'influence sur l'efficacité totale du réseau puisqu'une erreur de $\Delta h = \pm 100$ nm n'entraîne qu'un écart d'efficacité totale de $\Delta \eta \sim 1.3\%$. Par contre, l'uniformité du réseau est très dépendante de la profondeur de gravure sur la plage d'erreur de notre équipement ICP puisqu'une erreur de $\Delta h = \pm 100$ nm n'entraîne qu'un écart d'efficacité de $\Delta U \sim 17\%$. Comme présenté sur la Figure 3.31, lorsque la profondeur de gravure varie autour de la valeur idéale, ce sont surtout les valeurs de l'ordre 0 d'une part et des ordres 3 et -3 d'autre part qui varient. La variation de l'ordre 0 compense à peu près la variation conjointe des ordres 3 et -3, ce qui explique que l'efficacité globale varie peu alors que l'uniformité varie énormément avec la profondeur de gravure. Nous avons comparé sur la Figure 3.31 les variations des performances du réseau sub- λ vis-à-vis de la profondeur de gravure avec celles du réseau de phase continu idéal. Les deux réseaux présentent un comportement très similaire lorsqu'une erreur de profondeur de gravure est introduite. Cette grande dépendance de l'uniformité du réseau sub- λ avec la profondeur de gravure est donc une propriété intrinsèque du réseau de phase continu que l'on cherche à approcher. Il sera donc difficile de se débarrasser de cet inconvénient sans détériorer les performances du réseau.

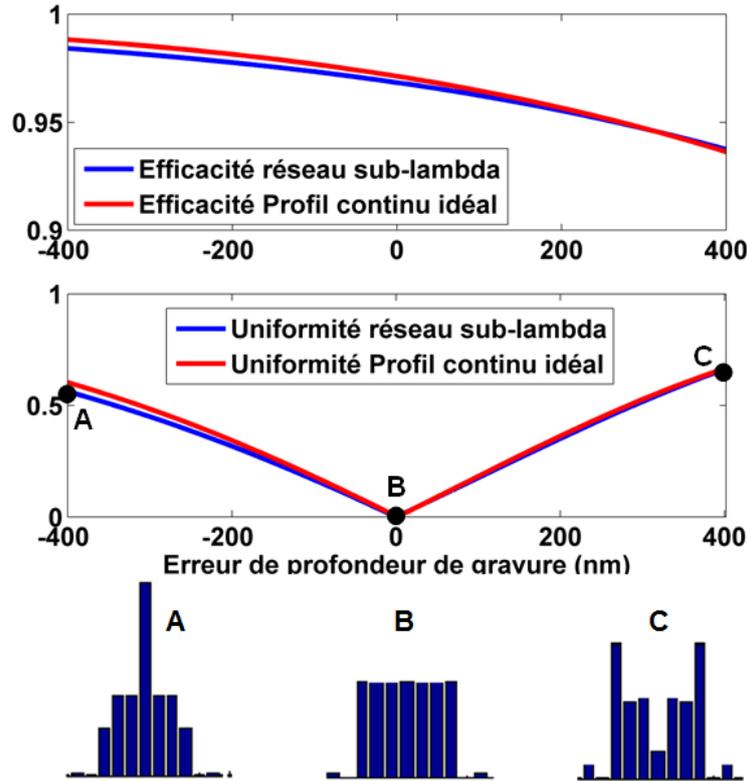


Figure 3.31. Influence d'une erreur de profondeur de gravure de l'efficacité et de l'uniformité du réseau sub- λ avec antireflet dans le cas $N = 7$ comparée à celle du profil de phase continu idéal.

Nous avons cependant essayé d'optimiser un réseau qui soit moins sensible aux erreurs de profondeur de gravure. Pour cela, nous avons calculé à chaque itération de l'algorithme d'optimisation la valeur de la fonction coût $Err(h)$ pour h , $h - 100$ nm et $h + 100$ nm. Les trois valeurs de $Err(h)$ ainsi obtenues sont ensuite moyennées et la nouvelle fonction de coût devient $Err_{moyenne}(h)$. En optimisant $Err_{moyenne}(h)$, un réseau moins dépendant de la profondeur de gravure est trouvé. L'uniformité varie maintenant de $\Delta U \sim 13\%$ pour $\Delta h = \pm 100$ nm, mais l'efficacité de ce réseau n'est pas suffisante puisque $\eta = 89.9\%$ à $\Delta h = 0$ nm ($\Delta\eta < 1\%$ pour $\Delta h = \pm 100$ nm). Comme la réduction de la sensibilité à la profondeur de gravure reste modérée et ceci au prix d'une forte chute de l'efficacité totale du réseau, cette solution est abandonnée.

4.2.4.2. Erreur de positionnement des lignes

La sensibilité du réseau sub- λ avec antireflet aux erreurs de positions des lignes est estimée en calculant l'efficacité totale et l'uniformité tout en faisant varier la position des points de transition du réseau. Nous ajoutons du bruit sur chaque point de transition du réseau de manière indépendante. Ainsi un vecteur "bruit" ΔX est ajouté au vecteur $X = [x_i]_{i=1 \dots 72}$ des coordonnées des points de transition qui caractérise le réseau. Les éléments de ΔX sont tirés au hasard sur l'intervalle $[-\Delta x_{max}, +\Delta x_{max}]$. Pour chaque Δx_{max} , 500 vecteurs ΔX sont générés aléatoirement et pour chaque ΔX , l'efficacité totale et l'uniformité correspondantes sont calculées. On calcule ensuite la moyenne et l'écart type des distributions d'efficacités et d'uniformités ainsi générées. Le processus est réitéré pour différentes valeurs de Δx_{max} . Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure 3.32.

Pour une erreur de positionnement des lignes de $\Delta x_{\max} = \pm 20$ nm, ce qui correspond à l'erreur d'écriture du masque en lithographie électronique, l'efficacité moyenne décroît de $\Delta\eta \sim 2.5\%$ avec un écart-type de $\pm 0.8\%$ alors que l'uniformité moyenne augmente de $\Delta U \sim 7\%$ avec un écart-type de $\pm 1.5\%$. En conclusion, le réseau sub- λ est relativement robuste vis à vis des erreurs de positionnement des lignes étant donnée la précision d'écriture du masque en lithographie électronique.

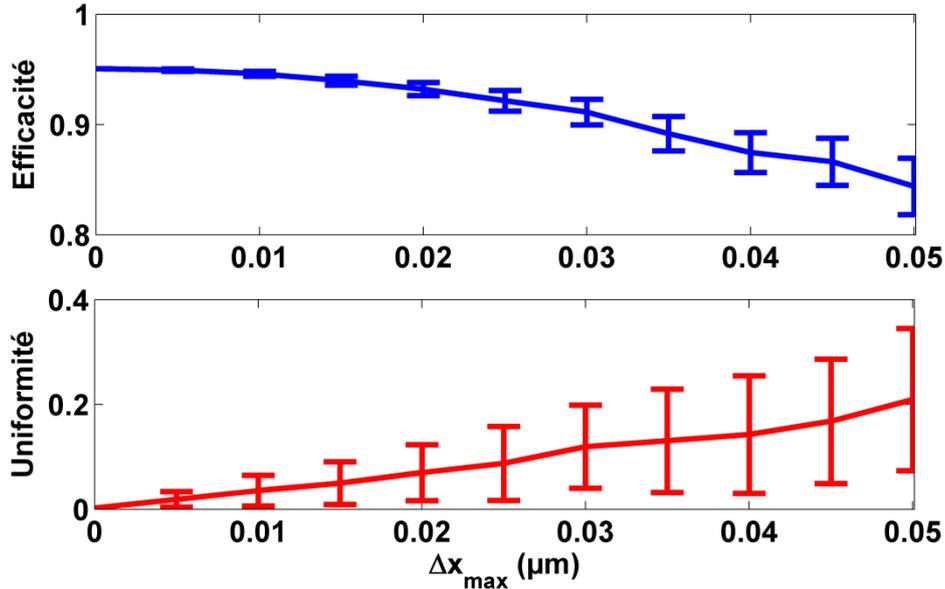


Figure 3.32. Variation de l'efficacité et de l'uniformité du réseau sub- λ en fonction d'une erreur de positionnement des lignes.

4.2.4.3. Erreur d'alignement et de longueur d'onde d'illumination

Comme c'était le cas pour le réseau de Damman, le réseau sub- λ n'est pas très sensible à une erreur sur la longueur d'onde d'illumination ou sur l'angle entre le faisceau incident et la direction normale au plan du réseau.

4.2.4.4. Erreur sur les épaisseurs des couches du traitement antireflet

La sensibilité du réseau sub- λ aux erreurs de dépôt du traitement antireflet est estimée en calculant l'efficacité totale et l'uniformité tout en faisant varier l'épaisseur de la couche d'oxyde de titane. Pour une erreur d'épaisseur des couches antireflet de $\Delta h_{\text{TiO}_2} = \pm 10$ nm, ce qui correspond à la précision des dépôts à Thales R&T, l'efficacité moyenne décroît de $\Delta\eta \sim 1.6\%$ alors que l'uniformité moyenne augmente de $\Delta U \sim 2\%$. En conclusion, le réseau sub- λ est robuste vis à vis des erreurs d'épaisseur des couches étant donnée la précision des équipements disponibles à Thales R&T.

4.2.5. Fabrication

Nous abordons ici les étapes de fabrication du profil optimal défini au 4.2.2. Comme le temps de réalisation du masque par lithographie électronique est proportionnel à la surface du réseau, il est nécessaire de définir cette dernière en fonction des contraintes de la future expérience de combinaison cohérente. La surface minimale du réseau est déterminée par les dimensions des faisceaux provenant des LCQ collimatés à combiner. Ainsi, elle a été fixée à 25 mm^2 pour ne pas gêner la propagation des faisceaux des LCQ dans la cavité commune.

Cependant, pour les premières réalisations, nous avons choisi de travailler avec des réseaux de 1 mm² pour permettre de réaliser plusieurs échantillons dans un temps raisonnable.

4.2.5.1. Réalisation du masque

La première étape consiste à écrire le masque correspondant au profil optimal par lithographie électronique (voir 1.3.1). Nous présentons sur la Figure 3.33 une vue au MEB du masque après écriture dans la résine, révélation et transfert des motifs sur un masque dur en silice. La définition de la dose à utiliser lors de l'étape d'écriture se fait en testant plusieurs doses et en choisissant celle qui donne le masque le plus fidèle au masque initial. Sur la Figure 3.33 sont comparées les largeurs de lignes mesurées sur les images MEB du masque et les largeurs de lignes du profil visé. On remarque que pour la dose optimale, les largeurs de lignes mesurées sur le masque réalisé sont très proches de celle du réseau à réaliser.

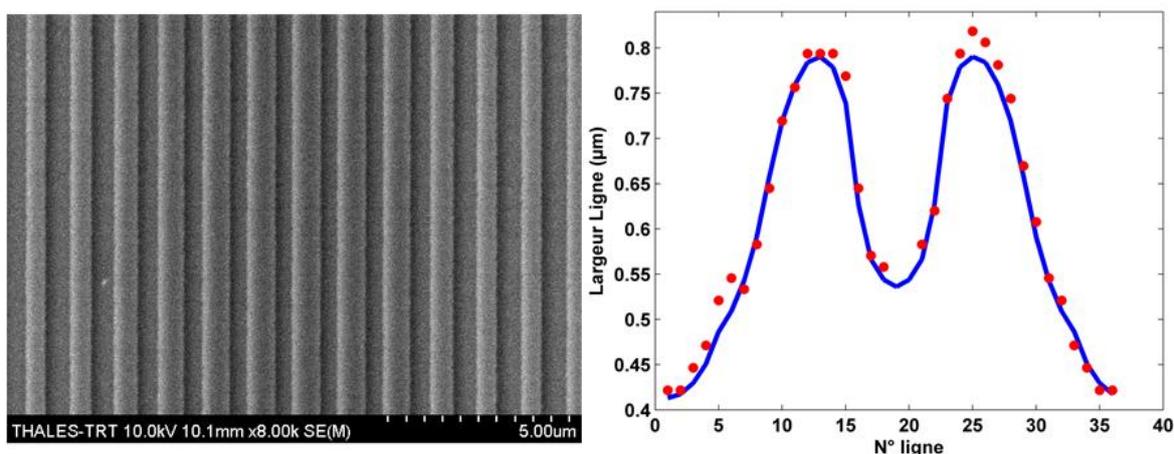


Figure 3.33. (Gauche) Vue MEB du masque dur en silice sur une partie de la période. (Droite) Comparaison entre les largeurs des lignes du masque réalisé et celles du profil à réaliser.

4.2.5.2. Gravure du réseau

L'étape suivante est la gravure ICP du substrat en AsGa selon les zones définies par le masque (voir 1.3.1). La Figure 3.34 est une photographie au MEB d'une coupe du substrat gravé.

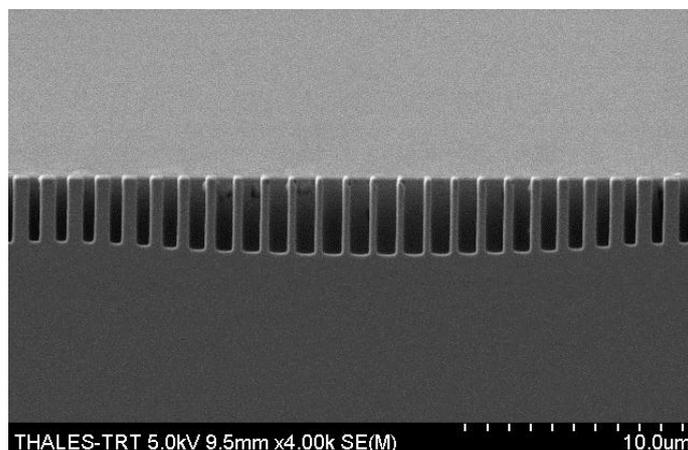


Figure 3.34. Vue au MEB d'une coupe du substrat d'AsGa après gravure ICP.

La gravure ICP a été réussie puisque les flancs des lignes gravées sont bien verticaux et présentent une très bonne qualité de surface. On observe que la profondeur de gravure le long de la période du réseau varie proportionnellement avec la largeur de chaque creux gravé : c'est un phénomène connu que l'on retrouve lors de la gravure de telles structures. Ainsi, sur la Figure 3.34, la profondeur de gravure varie de $\pm 10\%$ autour de la valeur visée $h = 4.81 \mu\text{m}$. Étant donnée la forte dépendance des performances du réseau sub- λ avec la profondeur de gravure (voir Figure 3.31), on s'attend à ce que la variation de la profondeur gravée avec la largeur des trous soit un vrai problème pour ce type de réseau.

4.2.5.3. Dépôt d'un traitement antireflet

La dernière étape serait de réaliser le traitement antireflet adapté pour ce réseau. Au vu des performances du réseau sans antireflet (voir le paragraphe suivant), fortement dégradées par la variation de profondeur de gravure le long de la période, nous avons décidé de ne pas faire traiter ce réseau avec son traitement spécifique (4.2.3).

Cependant, la question du dépôt de couches diélectriques sur des lignes de faibles dimensions reste une question intéressante pour les dessins de réseaux futurs. Un réseau sub- λ ainsi gravé a donc été traité antireflet avec le dépôt « classique » bicouche $\text{SiO}_2 / \text{TiO}_2$ initialement destiné aux LCQ. Le résultat de ce dépôt est visible sur la Figure 3.35.

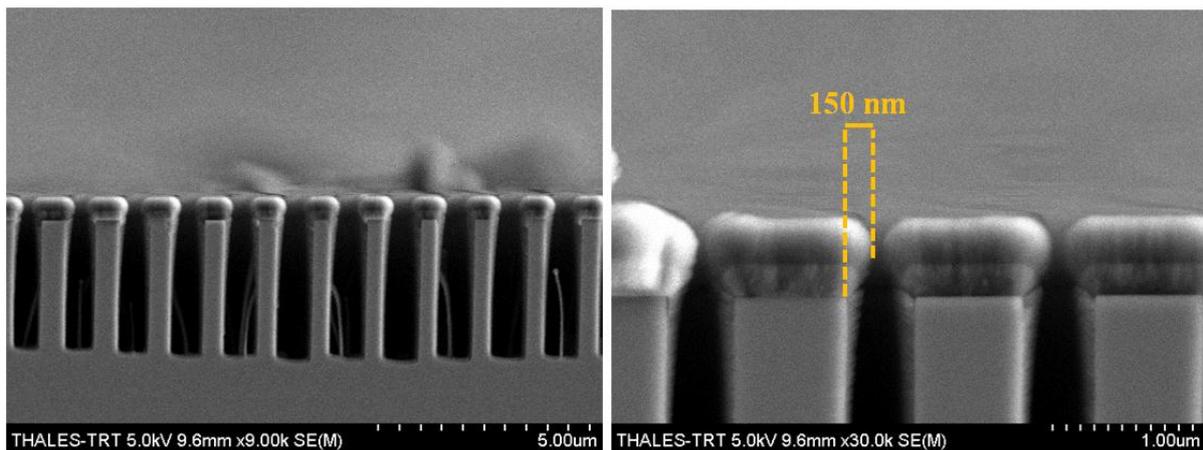


Figure 3.35. Vues au MEB du réseau sub- λ après dépôt d'un traitement antireflet bicouche « classique ».

On observe tout d'abord que les espèces ne se sont pas du tout déposées au fond des creux. Ceci remet en cause le principe de dépôt antireflet « classique » tel qu'envisagé sur le dessin de la Figure 3.30. L'absence de dépôt au fond des creux s'explique par la trop faible largeur de ces derniers. Par contre, comme on l'observe sur la partie droite de la Figure 3.35, les espèces se sont accumulées sur le haut des lignes, formant un « chapeau » dépassant de 150 nm de chaque côté des lignes. Ce chapeau vient quasiment boucher l'espace interligne d'environ 400 nm sur cette vue du réseau. Enfin, le dépôt d'espèce sur les parois des lignes n'est pas un véritable problème ici puisque l'épaisseur de ce dépôt est d'environ 60 nm sur le haut des flancs et nulle en bas.

4.2.6.

Caractérisations

Après gravure, le réseau sub- λ est caractérisé. Pour cela, un LCQ émettant à $4.6 \mu\text{m}$ est utilisé. Comme expliqué auparavant, les échantillons réalisés ont une surface de 1 mm^2 . Cette surface n'est pas suffisante pour laisser entièrement passer le faisceau d'un LCQ collimaté. Il est légèrement focalisé pour éviter que la diffraction sur les bords des échantillons ne perturbe les mesures. Au vu de la dépendance du réseau avec l'angle du faisceau incident évaluée au 4.2.4, cette collimation ne devrait pas modifier les performances mesurées du réseau. On mesure ensuite la puissance transmise dans chaque ordre du réseau et on en déduit son efficacité totale ainsi que son uniformité.

On mesure ainsi une efficacité intrinsèque de $\eta_i \sim 92\%$ pour une uniformité de $U \sim 50\%$. A titre de comparaison le réseau visé avait une efficacité intrinsèque de 96.7% et une uniformité de 0.01% . Afin d'interpréter les résultats obtenus, nous avons calculé, à l'aide de la méthode RCWA, les performances théoriques du réseau fabriqué étant données les erreurs de profondeur de gravure et de largeurs de lignes observées au 4.2.5. Comme il est très fastidieux dans l'algorithme RCWA de permettre à chaque creux d'avoir une profondeur de gravure différente de celle de ces voisins, nous avons opté pour une version intermédiaire. Nous définissons uniquement trois zones dans chaque période de largeur $D/3$ et correspondant à des profondeurs de gravure différentes h_1 , h_2 et h_3 . Ainsi, les ordres du réseau sub- λ sans antireflet, avec une profondeur de gravure variant de $\pm 10\%$ ($h_1 = 4.32 \mu\text{m}$, $h_2 = 4.81 \mu\text{m}$ et $h_3 = 5.28 \mu\text{m}$) sont représentés sur la Figure 3.36. Nous avons ensuite comparé les résultats prévus par le calcul aux performances effectivement mesurées.

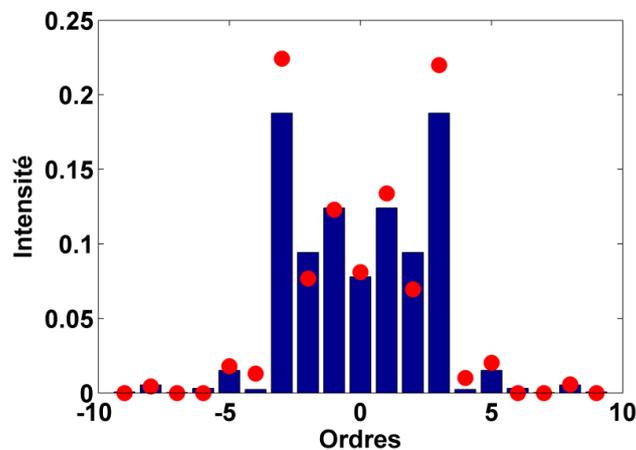


Figure 3.36. Intensités des ordres du réseau sub- λ calculées (Bleu) et mesurées (Rouge).

Le profil calculé présente une uniformité de 36% pour une efficacité de 90% . Ces performances calculées sont assez similaires aux performances mesurées, tant sur l'allure générale des ordres que sur les valeurs chiffrées de l'efficacité intrinsèque (90% pour le réseau calculé et 92% pour le réseau mesuré) et de l'uniformité (36% pour le réseau calculé et 50% pour le réseau mesuré). Nous avons identifié la variation de la profondeur de gravure comme la principale raison de la dégradation des performances du réseau, devant les erreurs sur les lignes. Ceci était prévisible puisque lors de l'étude des tolérances vis à vis des erreurs de fabrication, l'erreur de profondeur de gravure était apparue comme la plus néfaste sur les performances du réseau.

En conclusion, le dessin de réseau présenté lors de cette première approche n'est pas réalisable en pratique. En effet, les erreurs de fabrication systématiques dégradent de manière non négligeable les performances du réseau. Nous nous attacherons dans la partie suivante à concevoir un nouveau dessin de réseau pour éviter les variations de profondeur de gravure le long de la période. Il faudra également anticiper le fait qu'avec des largeurs de creux aussi faibles, les espèces du traitement antireflet ne peuvent pas se déposer au fond de ces deniers. Cependant l'efficacité intrinsèque mesurée de 92% est de bon augure pour la suite.

4.3. Calcul du profil du réseau sub- λ : deuxième approche

Comme nous l'avons montré dans la partie précédente, la profondeur de gravure varie localement avec l'épaisseur du creux considéré. Cette variation de la profondeur de gravure le long de la période dégrade fortement les performances du réseau. Le dessin proposé dans la partie précédente n'est donc pas compatible avec les erreurs de fabrication.

Une nouvelle approche est ici proposée qui tient compte de tous les enseignements tirés de la fabrication du précédent réseau. Nous allons dans ce paragraphe nous intéresser à un réseau dont la profondeur de gravure ne varie pas le long de la période. Pour cela, il suffit de faire en sorte que les creux gravés présentent tous la même largeur. Mais fixer la taille des trous est apparemment incompatible avec la manière dont les réseaux ont été dessinés jusqu'ici. Dans la section précédente, la période D du réseau était échantillonnée avec une période Λ_S fixée par les conditions d'équivalence entre réseaux sub- λ et milieux homogènes. Ensuite dans chaque maille de taille Λ_S , le facteur de remplissage f était choisi pour réaliser localement l'indice effectif voulu. Ceci implique que chaque maille présente une largeur de ligne $f\Lambda_S$ et une largeur de creux $(1 - f)\Lambda_S$ qui lui est propre. Si l'on souhaite fixer la largeur des creux le long de la période, il faut abandonner la méthode d'échantillonnage uniforme de période fixe Λ_S . Dans le design à épaisseur de creux constante proposé ici, les mailles élémentaires sont constituées d'un creux d'épaisseur fixe et d'une ligne d'AsGa d'épaisseur variable et présentent donc une largeur globale qui varie le long de la période.

Pour que les conditions d'équivalence entre réseau sub- λ et milieu homogène restent valables la largeur globale de chaque maille doit rester inférieure à la valeur limite de $1.25 \mu\text{m}$ définie au 4.2.1. Nous avons choisi ici de fixer la largeur de tous les creux du réseau à une valeur de 400 nm (ce qui est compatible avec les contraintes technologiques énoncées au 4.2.1). Par conséquent, la taille totale de chaque maille ne pouvant dépasser $1.25 \mu\text{m}$, les épaisseurs des lignes d'AsGa seront forcément inférieures à $L_i \leq 850 \text{ nm}$. Nous présentons sur la Figure 3.37 le calcul de l'indice effectif en fonction de l'épaisseur des lignes d'AsGa, dans le cas d'un réseau périodique présentant une largeur de creux constante fixée à 400 nm . Le calcul est mené avec le code RCWA dans le cas d'une polarisation TE. Sur la même figure, est reportée la variation de l'indice effectif avec l'épaisseur des lignes dans le cas d'un échantillonnage uniforme de période $\Lambda_S = 1.25 \mu\text{m}$.

La limite inférieure de l'épaisseur des lignes d'AsGa a été choisie de telle sorte que la profondeur de gravure reste à peu près identique à celle du réseau précédent soit $h = 4.8 \mu\text{m}$. Pour cela, nous avons limité la plage de tailles de ligne utilisées à $300 \text{ nm} \leq L_i \leq 850 \text{ nm}$ ce qui correspond à une plage d'indices effectifs de $\Delta n_{\text{eff}} = n_{\text{max}} - n_{\text{min}} = 2.95 - 2.39 = 0.56$ (voir Figure 3.37). Par conséquent, la profondeur de gravure du réseau sub- λ a été ajustée à :

$$h = \frac{\alpha\lambda}{2(n_{\text{max}} - n_{\text{min}})} = 4.92\mu\text{m} \quad (3-36)$$

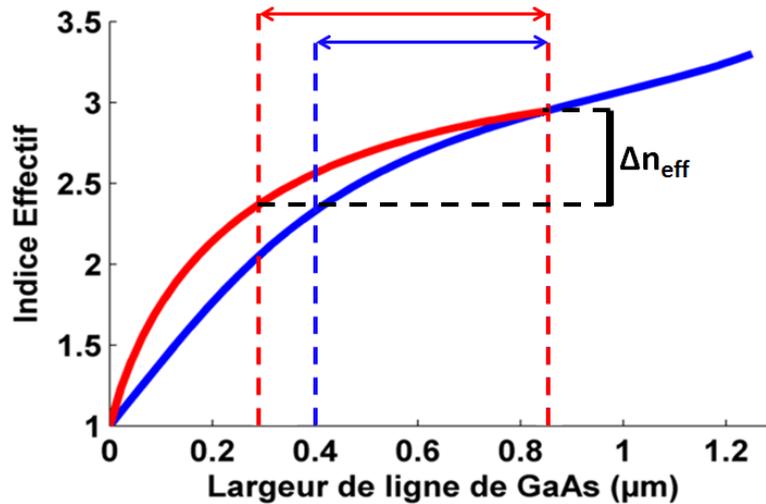


Figure 3.37. Calcul de l'indice effectif (polarisation TE) en fonction de la largeur de la ligne d'AsGa dans le cas du dessin avec un pas d'échantillonnage constant $\Lambda_S = 1.25\mu\text{m}$ (Bleu) et dans le cas du dessin avec creux de largeur constante de 400 nm (Rouge). En pointillés (Bleu) et (Rouge) le domaine des largeurs de lignes utilisées dans les deux cas précédents.

Il faut maintenant déterminer une méthode d'échantillonnage du profil de phase continu idéal. Nous avons opté pour un échantillonnage « de proche en proche ». Ainsi, le premier point de la fonction de phase continue est choisi arbitrairement. L'indice effectif (et donc la phase) à réaliser est traduit par un motif constitué d'un creux de 400 nm et d'une ligne d'AsGa d'une certaine épaisseur déterminée à l'aide de la Figure 3.37. On se déplace ensuite sur la fonction de phase idéale d'une distance correspondant à la taille totale du premier motif. On obtient ainsi un nouveau niveau de phase à réaliser qui se traduira par un deuxième motif constitué d'une ligne de taille déterminée par la Figure 3.37 et d'un creux de 400 nm. On se déplace ensuite sur la fonction de phase idéale d'une distance correspondant à la taille totale de ce deuxième motif. On continue ce processus jusqu'à ce que la somme de la taille totale de tous les motifs du réseau atteigne $D = 45 \mu\text{m}$. Bien évidemment, cette somme n'atteint pas exactement $45 \mu\text{m}$, alors l'ensemble du profil est élargi de manière homothétique pour que la période soit exactement égale à $45 \mu\text{m}$. Le profil du réseau sub- λ est ainsi construit de proche en proche. Remarquons qu'avec cette nouvelle approche le nombre total de motifs à réaliser n'a aucune raison de rester égal à 36 comme c'était le cas pour le dessin précédent.

En procédant ainsi pour $N = 7$ à partir de la fonction de phase idéale on obtient un réseau sub- λ constitué de 49 motifs constitués d'un creux de 400 nm et d'une ligne d'AsGa de largeur comprise entre 300 nm et 850 nm. L'efficacité intrinsèque de ce réseau est de $\eta_i = 96.7\%$ et une uniformité de $U = 5\%$. En comparaison, le profil idéal présentait une

efficacité de $\eta = 96.8\%$ et une uniformité de $U = 0.5\%$ (voir 2.4). Le profil sub- λ obtenu par échantillonnage uniforme du profil continu idéal dans la partie précédente présentait une efficacité intrinsèque de $\eta_i = 95.8\%$ et une uniformité de $U = 5\%$. La nouvelle méthode d'échantillonnage donne donc un profil dont les performances sont beaucoup plus proches de celle du profil idéal. Ceci s'explique par le fait que dans la nouvelle approche, l'échantillonnage est plus dense (49 points contre 36 auparavant).

Etant données ces bonnes performances nous n'avons pas cherché à optimiser le profil du réseau obtenu, ce dernier devant être de toute manière optimisé avec son dépôt antireflet dans le paragraphe suivant.

4.3.2. *Traitement antireflet*

Le réseau décrit dans la partie précédente présente une efficacité totale de 76.7% (comparée à une efficacité intrinsèque de 96.7%) pour une réflectivité de $R = 20.7\%$.

Nous nous servons ici des résultats du traitement effectué sur le réseau sub- λ de la partie précédente. Nous avons observé que la vision « classique » du traitement antireflet, avec des couches déposées en haut des lignes et au fond des creux n'était pas réaliste pour nos réseaux sub- λ (voir 4.2.5). En effet, les espèces ne se déposaient pas du tout au fond des creux et à l'inverse s'accumulaient sur le haut des lignes. Le structure du dépôt conçu pour ce réseau tient compte de ces observations et prévoit les erreurs lors du traitement. Ainsi, nous nous proposons d'utiliser une couche de TiO_2 (de hauteur h_{TiO_2} à déterminer) déposée en haut des lignes et dépassant de 150 nm de part et d'autre de chaque ligne (voir Figure 3.38).

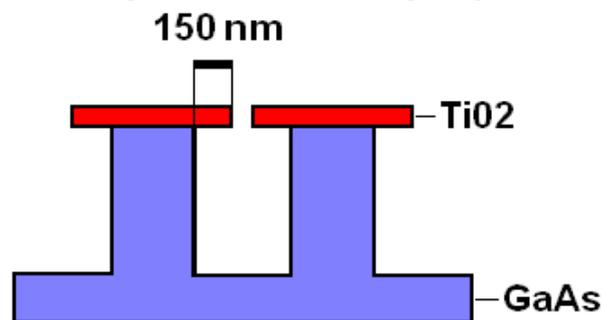


Figure 3.38. Modélisation d'un dépôt antireflet monocouche « réaliste » sur un réseau sub- λ .

La structure ci-dessus est optimisée pour maximiser l'efficacité totale du réseau tout en préservant l'uniformité des sept ordres centraux. L'algorithme d'optimisation et la fonction de coût sont identiques à ceux du paragraphe 4.2.3. L'optimisation se déroule en plusieurs étapes où l'épaisseur de la couche antireflet ainsi que la profondeur de gravure d'une part, et les largeurs des lignes du réseau d'autre part, sont optimisées successivement. Les valeurs initiales pour les variables sont: $h_{\text{TiO}_2} = 700$ nm pour l'épaisseur de la couche antireflet, $h = 4.92$ μm pour la profondeur de gravure et le profil du paragraphe précédent pour les largeurs de lignes. Une solution optimale est trouvée pour $h = 4.8$ μm , $h_{\text{TiO}_2} = 622$ nm qui présente une efficacité totale de $\eta = 95.4\%$ pour une réflectivité de $R = 1.7\%$ et une uniformité de $U = 4.4\%$. L'algorithme d'optimisation a permis d'augmenter l'énergie transmise dans les sept ordres tout en conservant une bonne uniformité (voir Tableau 3.7).

Le réseau sub- λ à creux de largeur fixe avec antireflet monocouche déposé sur le haut des lignes uniquement présente des performances comparables à celles du réseau sub- λ avec antireflet bicouche classique du paragraphe 4.2.3 ($\eta = 95.1\%$, $R = 1.7\%$, $U = 0.01\%$).

Tableau 3.7. Performances du réseau sub- λ à creux de largeurs fixes sans antireflet et avec antireflet optimisé.

	Efficacité intrinsèque	Efficacité totale	Réfectivité	Uniformité
Sans antireflet	96.7%	76.7%	20.7%	5%
Avec antireflet optimisé	96.7%	95.4%	1.7%	4.4%

4.3.3. Tolérance

On quantifie ici la tolérance du réseau sub- λ avec creux d'épaisseur constante aux erreurs de fabrication. Les principales sources d'erreur sont explorées ici : les erreurs de profondeur de gravure, les erreurs de positionnement des lignes et les erreurs d'épaisseur et de largeur de la couche du traitement antireflet et les effets d'un dépôt sur les flancs. Nous nous intéresserons également à la tolérance du réseau à une erreur d'alignement et à une erreur sur la longueur d'onde d'illumination.

4.3.3.1. Erreur de profondeur de gravure

L'efficacité totale et l'uniformité du réseau sont calculées tout en faisant varier la profondeur de gravure, les autres paramètres étant fixés. Rappelons que la précision de la gravure ICP est d'environ 100 nm. On observe qu'une erreur de profondeur de gravure n'a que peu d'influence sur l'efficacité totale du réseau puisqu'une erreur de $\Delta h = \pm 100$ nm n'entraîne qu'un écart d'efficacité totale de $\Delta \eta \sim 1.2\%$ (voir Figure 3.39). Par contre, l'uniformité du réseau est très dépendante de la profondeur de gravure puisqu'une erreur de $\Delta h = \pm 100$ nm entraîne un écart d'uniformité de $\Delta U \sim 17\%$.

Ce comportement vis-à-vis de la profondeur de gravure est très similaire à ce que l'on avait déjà observé pour le réseau sub- λ de la partie 4.2.4. Nous avons alors démontré que cette dépendance des performances avec la profondeur de gravure était intrinsèque au réseau de phase continu idéal que l'on cherche à approcher. Il n'est donc pas étonnant de retrouver le même comportement pour le nouveau dessin de réseau.

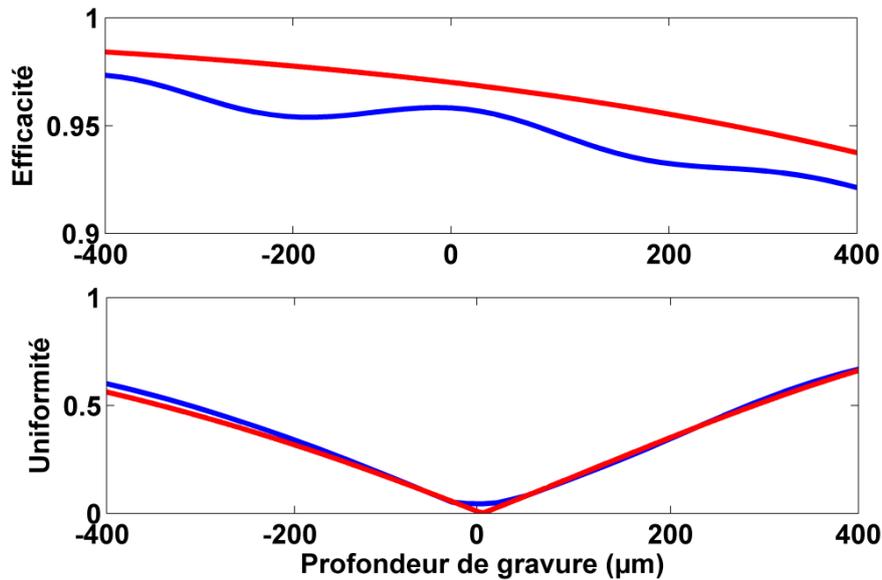


Figure 3.39. Influence d'une erreur de profondeur de gravure sur l'efficacité et l'uniformité du : (Bleu) réseau sub- λ à largeur de creux constante avec antireflet optimal et (Rouge) réseau sub- λ avec antireflet du paragraphe 4.2.4.

4.3.3.2. Erreur de positionnement des lignes

La sensibilité du réseau sub- λ à creux d'épaisseur constante avec antireflet monocouche aux erreurs de positions des lignes est estimée en calculant l'efficacité totale et l'uniformité tout en faisant varier la position des points de transition du réseau. Le processus de calcul est identique à celui décrit au 4.2.4.

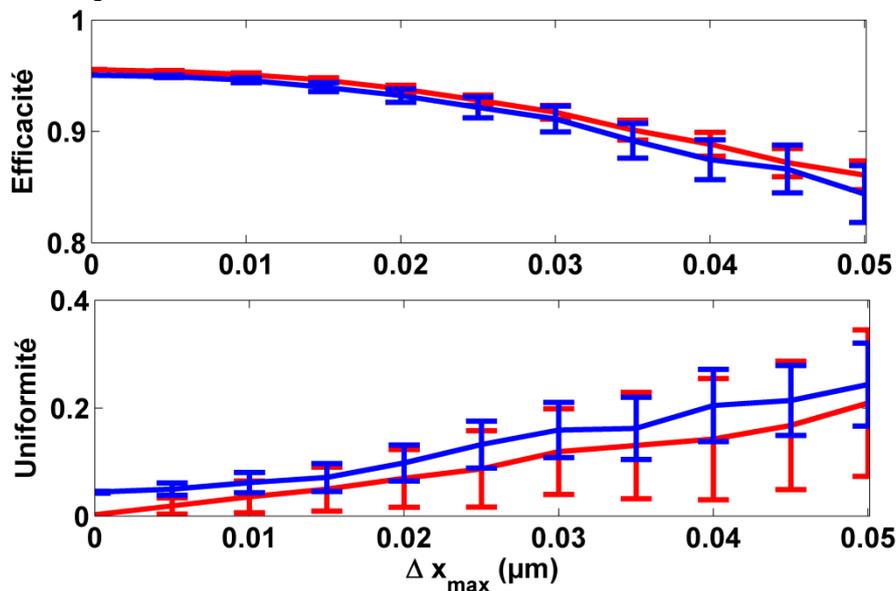


Figure 3.40. Variation de l'efficacité et de l'uniformité en fonction d'une erreur de positionnement des lignes : (Bleu) réseau sub- λ à largeur de creux constante avec antireflet optimal et (Rouge) réseau sub- λ avec antireflet du paragraphe 4.2.4.

Pour une erreur de positionnement des lignes de $\Delta x_{\max} = \pm 20$ nm, ce qui correspond à l'erreur de positionnement du masque en lithographie électronique, l'efficacité moyenne décroît de $\Delta\eta \sim 2\%$ avec un écart-type de $\pm 0.4\%$ alors que l'uniformité moyenne augmente de $\Delta U \sim 6\%$ avec un écart-type de $\pm 3.3\%$. En conclusion, le réseau sub- λ est relativement

robuste vis à vis des erreurs de positionnement des lignes étant donnée la précision de positionnement du masque en lithographie électronique.

Le comportement général du réseau à creux d'épaisseur constante vis-à-vis des erreurs de positionnement des lignes est semblable à celui du réseau du paragraphe 4.2.4.

4.3.3.3. Erreur sur le traitement antireflet

- Erreur d'épaisseur de la monocouche de TiO_2

La sensibilité du réseau sub- λ à creux d'épaisseur constante aux erreurs de dépôt du traitement antireflet est estimée en calculant l'efficacité totale et l'uniformité tout en faisant varier l'épaisseur de la couche d'oxyde de titane. Pour une erreur d'épaisseur des couches antireflet de $\Delta h_{\text{TiO}_2} = \pm 10$ nm, ce qui correspond à la précision des dépôts à Thales R&T, l'efficacité moyenne décroît de $\Delta\eta \sim 0.4\%$ alors que l'uniformité moyenne augmente de $\Delta U \sim 0.1\%$. En conclusion, le réseau sub- λ est très robuste vis à vis des erreurs d'épaisseur de la monocouche étant donnée la précision des équipements disponibles à Thales R&T. L'antireflet déposé en haut des lignes sur le réseau à creux d'épaisseur constante semble plus tolérant à l'épaisseur de la couche que ce que l'on avait observé dans de la partie 4.2.4.

- Dépôt sur les flancs

Nous avons ici calculé la variation des performances du réseau avec un dépôt d'oxyde de titane sur les flancs des lignes. Lors du test de dépôt antireflet effectué dans la partie précédente (voir 4.2.5), pour une hauteur totale de dépôt équivalente à la hauteur de monocouche de TiO_2 visée ici, nous avons observé un dépôt sur les flancs. L'épaisseur de ce dépôt était de 60 nm sur le haut des flancs, et diminuait progressivement jusqu'à s'annuler aux deux-tiers de la hauteur des lignes. En pratique, nous considérerons un dépôt « équivalent » de 20 nm d'épaisseur pour tenter d'évaluer l'effet de ce dépôt sur les flancs (voir Figure 3.41). Pour un tel dépôt sur les flancs, l'efficacité totale est restée quasiment identique, par contre l'uniformité a été augmentée de $\Delta U \sim 12.5\%$ (voir Figure 3.41). Le dépôt sur les flancs sera une source de dégradation de l'uniformité lors de la fabrication.

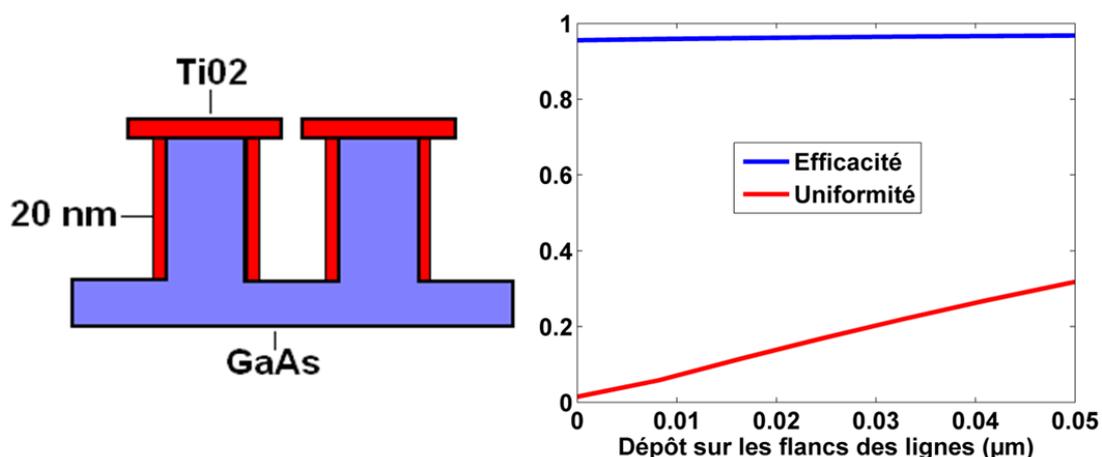


Figure 3.41. (Gauche) Schéma de dépôt sur les flancs des lignes. (Droite) Variation des performances du réseau avec un dépôt antireflet sur les flancs des lignes.

- Largeur du dépôt

Lors du test de dépôt antireflet effectué dans la partie précédente (voir 4.2.5), nous avons observé que les espèces s'étaient accumulées sur le haut des lignes formant un « chapeau » dépassant de $\ell = 150$ nm de chaque côté du haut de chaque ligne. Nous évaluons ici la variation des performances du réseau avec la valeur de ℓ . Pour une variation de $\Delta\ell = \pm 50$ nm, l'efficacité ne varie presque pas et l'uniformité de $\Delta U \sim 3\%$ seulement. Le réseau est donc relativement robuste à ce type d'erreurs.

4.3.3.4. Erreur d'alignement et de longueur d'onde d'illumination

Comme ce que l'on avait observé dans la partie précédente, le réseau sub- λ à creux d'épaisseur constante est très robuste aux erreurs d'alignement. Pour une erreur sur l'angle entre le faisceau incident et la direction normale au plan du réseau de $\Delta\theta = \pm 5^\circ$ l'efficacité décroît de $\Delta\eta \sim 0.4\%$ alors que l'uniformité augmente de $\Delta U \sim 1.5\%$. De même, la dépendance des performances du réseau avec la longueur d'onde du faisceau incident est étudiée. Pour $\Delta\lambda = 200$ nm, l'efficacité décroît de $\Delta\eta \sim 2\%$ et l'uniformité augmente de $\Delta U \sim 5\%$. Une nouvelle fois, ces performances sont très semblables à celles du réseau de la partie précédente.

En conclusion, les erreurs de fabrication vis-à-vis desquelles le réseau est le moins robuste sont les erreurs de profondeur de gravure et le dépôt de traitement antireflet sur les flancs des lignes. Ces deux aspects devront être particulièrement surveillés lors de la fabrication du réseau.

4.3.4. Fabrication

4.3.4.1. Réalisation du masque

Comme précédemment, le masque est réalisé par lithographie électronique (voir 1.3.1). Nous présentons sur la Figure 3.42 une vue au MEB du masque dur en silice.

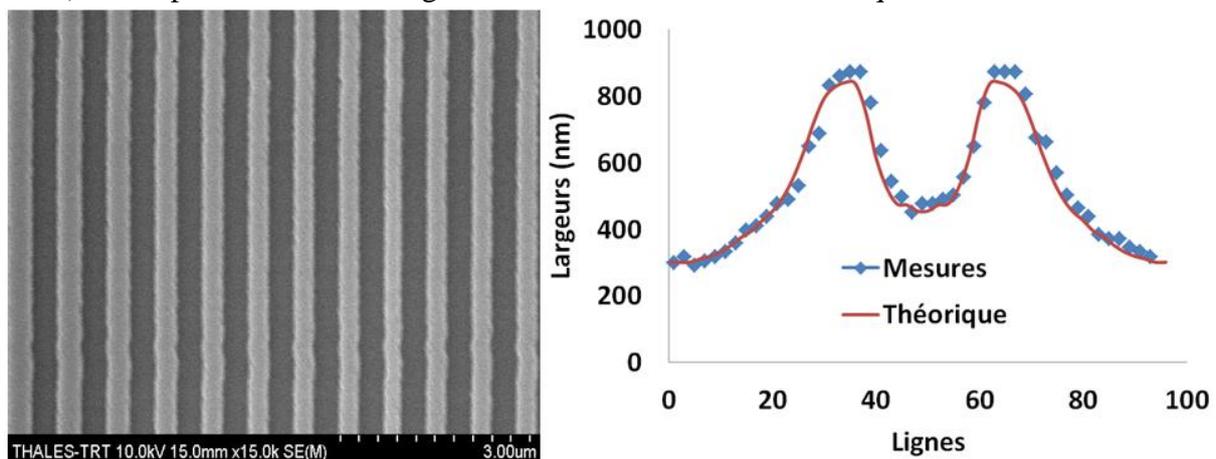


Figure 3.42. (Gauche) Vue MEB du masque réalisé par lithographie électronique sur une partie de la période. (Droite) Comparaison entre les largeurs des lignes du masque réalisé et celles du profil à réaliser.

La définition de la dose à utiliser lors de l'étape d'écriture se fait en testant plusieurs doses et en choisissant celle qui donne le masque le plus fidèle au masque initial. Sur la

Figure 3.42 sont comparées les largeurs de lignes mesurées sur les images MEB du masque révélé et les largeurs de lignes du profil visé. On remarque que pour la dose optimale, les largeurs de lignes mesurées sur le masque réalisé sont très proches de celle du réseau à réaliser.

4.3.4.2. Gravure du réseau

L'étape suivante est la gravure ICP du substrat en AsGa selon les zones définies par le masque (voir 1.3.1). La Figure 3.43 est une vue au MEB d'une coupe du substrat gravé.

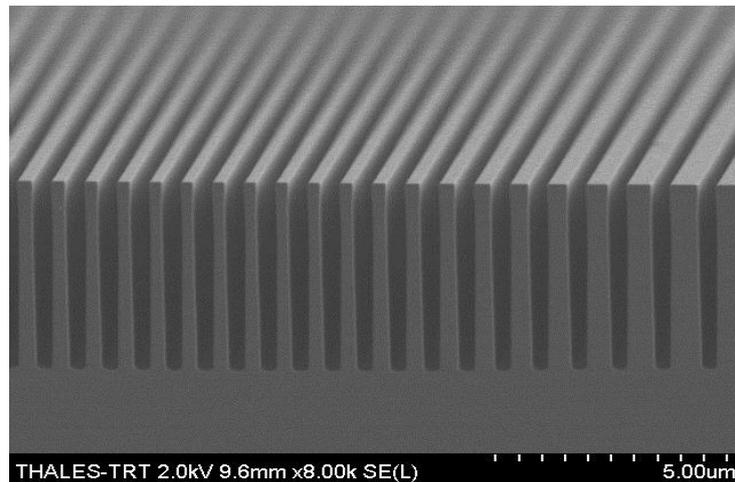


Figure 3.43. Vue au MEB d'une coupe du substrat d'AsGa après gravure ICP.

La structure présente des flancs droits et lisses. La profondeur de gravure le long de la période du réseau varie moins avec la largeur de chaque creux gravé que ce que l'on avait observé au 4.2.5. On mesure sur l'ensemble de la période que la profondeur de gravure varie peu ($\pm 2\%$ autour de la valeur visée $h = 4.8 \mu\text{m}$). En comparaison, la profondeur de gravure variait de $\pm 10\%$ autour de la valeur visée pour le réseau de la partie précédente. Le profil à largeur de creux constante a donc grandement diminué la variation de la profondeur de gravure le long de la période du réseau. Comme on pouvait s'y attendre, il reste cependant une légère variation qui semble corrélée avec la largeur des lignes.

4.3.4.3. Dépôt d'un traitement antireflet

La dernière étape serait de réaliser le traitement antireflet adapté pour ce réseau. Le réseau sub- λ à largeur de creux constante gravé précédemment a donc été traité antireflet avec le dépôt spécifique constitué d'une monocouche de TiO_2 d'épaisseur visée $h_{\text{TiO}_2} = 622 \text{ nm}$. Le résultat de ce dépôt est visible sur la Figure 3.44.

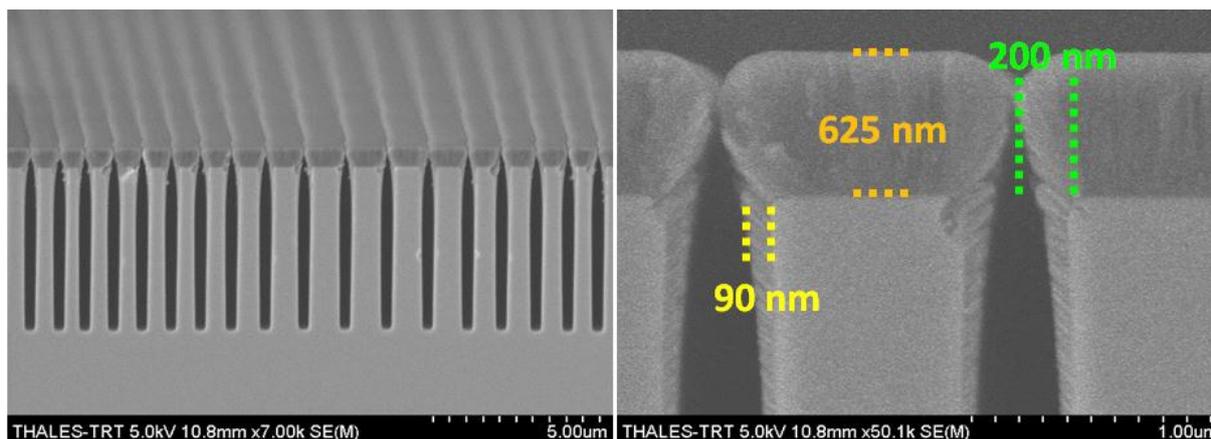


Figure 3.44. Vues au MEB du réseau sub- λ à largeur de creux constante après dépôt d'un traitement antireflet spécifique constitué d'une monocouche de TiO_2 .

Comme prévu, les espèces ne se sont pas du tout déposées au fond des creux et se sont concentrées sur le haut des lignes formant un « chapeau ». L'épaisseur du dépôt de TiO_2 est d'environ $h_{\text{TiO}_2} = 625$ nm, ce qui est proche de la valeur visée de 622 nm. Sur l'ensemble des lignes, on mesure que la valeur de h_{TiO_2} varie de $\Delta h_{\text{TiO}_2} = \pm 10$ nm, ce qui correspond à la précision des dépôts à Thales R&T. Pour une telle erreur sur l'épaisseur du dépôt nous avons calculé au 4.3.3 que les conséquences sur les performances du réseau étaient négligeables. Le « chapeau » a une largeur mesurée de 200 nm différente de la largeur de 150 nm que l'on avait prévue lors de la modélisation du réseau. Cependant, nous avons montré au 4.3.3 qu'une telle erreur sur la largeur du « chapeau » n'augmentait l'uniformité que de 3% et ne changeait presque pas l'efficacité du réseau. Enfin, la largeur du dépôt de TiO_2 sur les flancs est de 90 nm sur le haut des lignes et nulle sur le bas. La largeur du dépôt mesurée sur le haut des flancs est supérieure à la largeur de 60 nm prise en compte pour le dessin de ce réseau. Nous avons simulé au 4.3.3 ce dépôt sur les flancs de largeur décroissante par un dépôt uniforme de largeur équivalente de 20 nm (voir Figure 3.41). Si l'on considère maintenant un dépôt uniforme de largeur équivalente de 30 nm pour simuler le dépôt réel, les performances du réseau sont dégradées. Plus précisément, l'uniformité est augmentée de $\Delta U \sim 20\%$ alors que l'efficacité reste à peu près stable. Ceci n'est qu'une modélisation grossière du dépôt réel sur les flancs et seule la caractérisation du réseau permettra de quantifier l'effet sur les performances.

4.3.5. *Caractérisations*

4.3.5.1. *Avant dépôt du traitement antireflet*

Après gravure du réseau sub- λ , ce dernier est caractérisé à l'aide d'un LCQ émettant à 4.6 μm . On mesure ensuite la puissance transmise dans chaque ordre du réseau et on en déduit son efficacité totale ainsi que son uniformité. Comme expliqué au 4.3.5, les échantillons réalisés ont une surface de 1 mm^2 pour les caractérisations.

On mesure ainsi une efficacité intrinsèque de $\eta_i \sim 95\%$ pour une uniformité de $U \sim 13\%$. Afin d'interpréter les résultats obtenus, nous avons calculé, à l'aide de la méthode RCWA, les performances théoriques du réseau fabriqué étant donnée l'absence du traitement antireflet. Retirer le traitement ne fait pas que réduire l'efficacité totale, elle

détérioré également l'uniformité entre les ordres. De plus, nous prenons en compte l'erreur sur la profondeur de gravure ($h = 4.9 \mu\text{m}$) observée. Nous avons ensuite comparé les résultats prévus par le calcul aux performances effectivement mesurées (voir Figure 3.45).

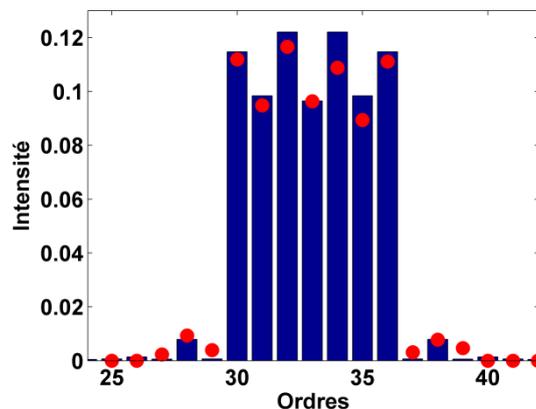


Figure 3.45. Intensités des ordres du réseau sub- λ calculées (Bleu) et mesurées (Rouge).

Les performances calculées sont très similaires aux performances mesurées, tant sur l'allure générale des ordres que sur les valeurs chiffrées de l'efficacité intrinsèque (96% pour le réseau calculé et 95% pour le réseau mesuré) et de l'uniformité (11% pour le réseau calculé et 13% pour le réseau mesuré). La valeur de l'uniformité mesurée s'explique par l'absence d'antireflet et par la légère erreur de profondeur de gravure.

4.3.5.2. Après dépôt du traitement antireflet

La caractérisation du réseau après traitement antireflet n'a pas encore pu être réalisée au moment de la rédaction de ce manuscrit. La face arrière (face non gravée) du réseau présenté sur la Figure 3.44 a été détériorée et un autre échantillon doit être réalisé.

5. Conclusion

Nous avons étudié dans ce Chapitre la conception et la réalisation de séparateurs de faisceaux capables de séparer un faisceau incident dans le MIR en N faisceaux de puissances égales et avec une grande efficacité. Parmi toutes les solutions existantes pour la réalisation de ces objets, nous avons choisi d'explorer deux pistes : les réseaux de Dammann et les réseaux à motifs sub-longueur d'onde. Pour chacune de ces deux solutions, nous avons calculé et optimisé les structures les plus efficaces ainsi que les traitements antireflets optimaux. La tolérance théorique de ces réseaux aux erreurs de fabrication a été quantifiée afin d'identifier les points durs du processus de fabrication. Les calculs ont été menés grâce à un code de résolution rigoureuse des équations de Maxwell dans les structures périodiques (RCWA). Des routines d'optimisation sont superposées au code RCWA pour déterminer les structures les plus efficaces.

Les réseaux de Dammann présentent une efficacité de combinaison limitée mais sont relativement simples à concevoir tant sur le plan théorique que technologique. Nous avons calculé et optimisé un séparateur de faisceaux 1 vers 5 avec une efficacité totale théorique de 77.1% et une uniformité théorique de 0.1%. Ce réseau a été réalisé dans de l'AsGa par lithographie optique et gravure ICP. Le réseau fabriqué présente une efficacité totale mesurée

de 74.6% et une uniformité théorique de 3.8%. Ces performances sont conformes aux prévisions théoriques et suffisantes pour une première mise en évidence de combinaison cohérente de 5 LCQ. Cependant, les ~ 25% de pertes additionnelles introduites par le réseau sont un réel désavantage de l'utilisation de réseaux de Dammann intra cavité.

Nous nous sommes ensuite intéressés aux structures sub- λ pour la réalisation de séparateurs de faisceaux plus efficaces. Ces structures présentent des efficacités proches de 100% mais nécessitent la mise en œuvre de moyens théoriques et technologiques beaucoup plus importants. Une première approche de conception de ces réseaux sub- λ , avec un pas d'échantillonnage de la fonction de phase idéale constant et supposant un dépôt uniforme du traitement antireflet sur le haut des lignes et le fond des creux, a permis après optimisation de la structure d'obtenir une efficacité totale théorique de 95% et une uniformité théorique de 0.01%. Des essais de fabrication et de dépôt de couches sur ce réseau ont montré que cette première approche n'est pas réalisable en pratique. En effet, deux erreurs de fabrication systématiques dégradent de manière non négligeable les performances du réseau : la variation de la profondeur de gravure avec la largeur des fentes et l'absence de traitement antireflet au fond des fentes. Pour une deuxième approche, nous avons conçu un nouveau dessin qui tient compte des enseignements tirés des tests de fabrication du précédent réseau. Pour cela, nous avons d'une part fait en sorte que les creux gravés présentent tous la même largeur, en utilisant un pas d'échantillonnage de la fonction de phase idéale variable, et d'autre part utilisé une géométrie de traitement antireflet déduite des observations expérimentales. Une telle structure a permis, après optimisation, d'obtenir une efficacité totale théorique de 95.4% et une uniformité théorique de 4.4%. Un premier réseau a été réalisé dans de l'AsGa par lithographie électronique et gravure ICP. Nous avons pu caractériser ce réseau avant traitement antireflet : une efficacité intrinsèque de 95% et une uniformité de 13% ont été mesurées. Ces résultats sont en bon accord avec les performances théoriques en tenant compte de l'absence d'antireflet et d'une légère erreur de profondeur de gravure. La caractérisation du réseau après traitement antireflet sur la face gravée reste encore à réaliser.

4 Combinaison cohérente de deux lasers à cascade quantique dans une cavité Michelson

Ce chapitre décrit notre première réalisation expérimentale de combinaison cohérente passive de lasers à cascade quantique. Le schéma utilisé est celui d'une cavité Michelson où les deux émetteurs à combiner sont placés sur deux bras de l'interféromètre. Nous présentons d'abord les caractéristiques des deux lasers utilisés pour cette expérience : puissance, spectre d'émission et qualité de faisceau. Les facettes de sortie des deux LCQ seront ensuite traitées antireflet pour faciliter leur mise en phase en cavité externe. Avant de monter la cavité Michelson, les deux LCQ avec leur traitement antireflet sont insérés dans des cavités externes individuelles pour évaluer les pertes ainsi introduites par une cavité externe. Enfin, la combinaison cohérente de ces deux LCQ dans une cavité Michelson est étudiée. Les performances en termes de puissance, d'efficacité de combinaison et de qualité de faisceau sont analysées et comparées aux prédictions théoriques.

1. Les LCQ utilisés

Les LCQ utilisés pour cette expérience ont été fournis par le 3-5 Lab à la fin de l'année 2009. Les performances présentées ici sont donc relatives aux LCQ fabriqués à cette époque et ont été dépassées depuis.

1.1. Caractéristiques des LCQ

- Structure des LCQ

Le couple de matériaux utilisé pour réaliser les puits et barrières des zones actives des LCQ étudiés ici est le $\text{Ga}_{0.322}\text{In}_{0.678}\text{As}/\text{Al}_{0.635}\text{In}_{0.365}\text{As}$ à contraintes compensées. La zone active est épitaxiée sur un substrat en InP. Les zones actives de ces lasers ont un maximum de gain autour de $\lambda = 4.5 \mu\text{m}$. Afin de confiner le champ électromagnétique dans le milieu amplificateur précédemment défini, un guide d'onde de type ruban est défini par photolithographie et gravé par gravure ICP dans la zone active. Afin d'isoler électriquement le dispositif, une couche de SiO_2 est ensuite déposée. Un dépôt d'or électrolytique est ensuite réalisé, permettant ainsi une meilleure extraction de la chaleur de la zone active. Enfin, la puce ainsi réalisée est clivée, définissant une cavité Fabry-Perot. Pour une meilleure gestion de la thermique, cruciale pour les LCQ, le dispositif est monté « down » sur une embase en AlN par soudure or-étain. La zone active est ainsi placée directement contre l'embase, ce qui permet une meilleure dissipation de la chaleur. Sur l'une des facettes du guide clivé, un traitement hautement réfléchissant (HR) est déposé et constituera le miroir de fond de cavité de la cavité laser. Le rôle du coupleur de sortie est joué par l'autre facette clivée qui est laissée sans aucun traitement : à cause de l'indice de la zone active cette interface présente une réflectivité naturelle d'environ 30%.

- Puissance de sortie

Les lasers ainsi réalisés avec un guide de 3 mm de long et 10 μm de large présentent typiquement une puissance de sortie d'environ 200 mW en régime continu et à température ambiante ainsi qu'un courant au seuil aux alentours de 380 mA soit une densité de courant au seuil de 1.25 $\text{kA}\cdot\text{cm}^{-2}$. Nous donnons sur la Figure 4.1 les caractéristiques puissance/courant et tension/courant des deux LCQ utilisés en régime continu et à température ambiante. Comme précisé en introduction, on vérifie que le rendement électrique/optique d'un LCQ est faible : on mesure ici un rendement aux alentours de 2.5% au courant correspondant à la puissance de sortie maximale.

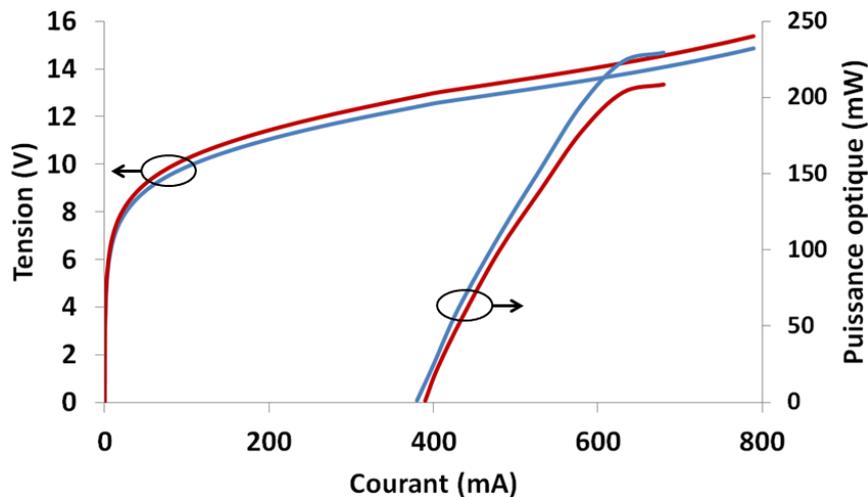


Figure 4.1. Caractéristiques tension/courant et puissance optique/courant des deux LCQ utilisés en régime continu et à température ambiante: (Bleu) LCQ 1 et (Rouge) LCQ 2.

- Montage

En pratique, à cause des dimensions de la facette de sortie et de la longueur d'onde d'émission, la divergence en champ lointain du faisceau des LCQ utilisés est d'environ $25^\circ \times 40^\circ$ (demi-angle à $1/e^2$) pour les axes lents et rapides (selon les directions parallèle et perpendiculaire au plan d'épitaxie). A cause de la grande divergence des LCQ, ces derniers seront par la suite collimatés à l'aide d'une lentille de grande ouverture. Nous avons utilisés des lentilles en verre « BlackDiamond » de chez LightPath d'ouverture 0.86 et de focale 1.88 mm. Ces lentilles ont été traitées antireflet pour les longueurs d'onde concernées. Nous montrons sur la Figure 4.2 le montage utilisé avec le LCQ sur son support en cuivre et avec sa lentille de collimation de grande ouverture. Le LCQ et son support en cuivre sont placés sur un module thermoélectrique à effet Peltier et un radiateur à eau pour pouvoir réguler la température de l'embase à $T = 20^\circ\text{C}$. Cette régulation est nécessaire étant donnée la grande quantité de chaleur à évacuer due à la mauvaise efficacité électrique/optique des LCQ. Dans le cas présent, à courant maximal on applique une puissance électrique de $P_{\text{elec}} = 8.4 \text{ W}$ dont seulement 2.5% sont transformés en photons, le reste est dissipé par effet Joule.

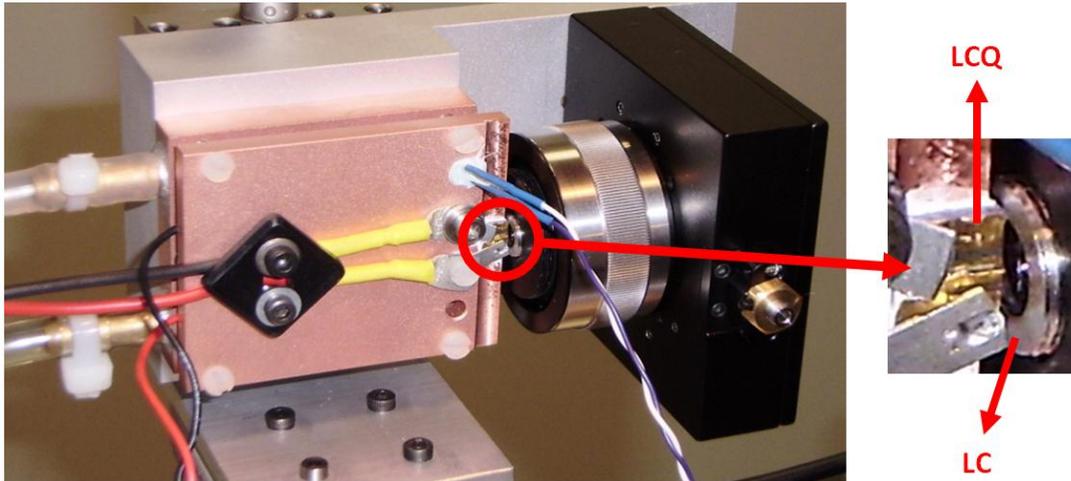


Figure 4.2 Montage du LCQ sur son support en cuivre avec sa lentille de collimation (LC).

- Spectre d'émission

Nous avons ensuite mesuré le spectre d'émission de ces LCQ. Pour cela nous avons utilisé un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier présentant une résolution de 0.25 nm. Le spectre typique, représenté sur la Figure 4.3, présente une largeur totale d'environ 140 nm et est centré autour de 4.5 μm . On distingue sur le spectre d'émission les modes longitudinaux de la cavité Fabry-Perot du LCQ espacés de $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL} = 1\text{nm}$.

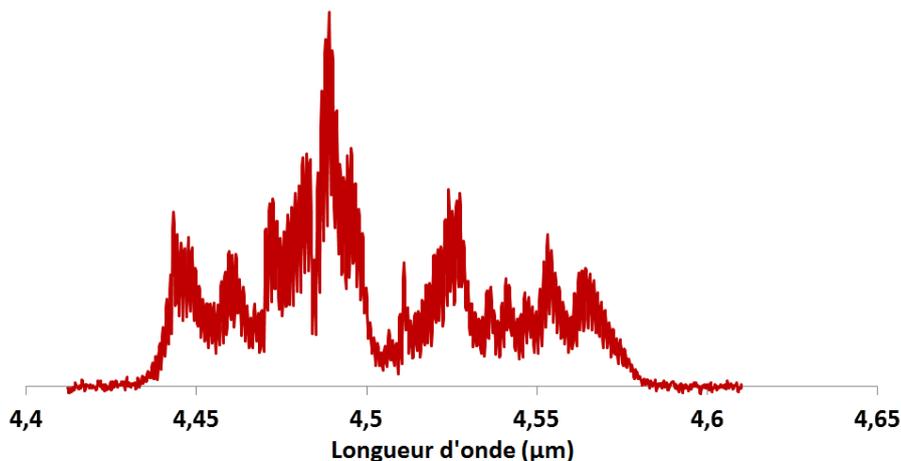


Figure 4.3. Spectre d'émission typique des LCQ utilisés dans ce chapitre.

- Qualité de faisceau

Nous avons également caractérisé le faisceau de sortie des LCQ utilisés ici. Le moyen le plus répandu pour 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 (voir Annexe A). En quelques mots, mesurer le facteur de qualité d'un faisceau revient donc à comparer la divergence de ce dernier à celle d'un faisceau gaussien dont le champ proche aurait la même largeur. Ainsi, un faisceau gaussien limité par la diffraction présente un facteur $M^2 = 1$ et un faisceau dont le facteur M^2 vaut 10 est 10 fois plus divergent que le faisceau gaussien idéal. Le M^2 du faisceau est mesuré dans les deux

directions orthogonales correspondant à la largeur et à la hauteur de la facette de sortie du LCQ. Ici, le guide a une largeur de 10 μm et une hauteur d'environ 3 μm .

Pour mesurer la qualité de faisceau, le LCQ est préalablement collimaté à l'aide d'une lentille à grande ouverture décrite précédemment. Le faisceau est ensuite focalisé à l'aide d'une lentille de focale 100 mm selon le schéma général présenté dans l'Annexe A. A l'aide d'une fente de 20 μm de large et d'un détecteur montés sur une translation motorisée, on mesure le profil du faisceau dans les directions lente et rapide pour plusieurs positions sur l'axe de propagation du faisceau. Comme on l'explique dans l'Annexe A, il est possible à partir de ces profils de faisceaux de déduire une taille de faisceau au sens des moments d'ordre deux pour chaque point de mesure sur l'axe de propagation. A partir de ces mesures, on calcule ensuite le paramètre M^2 du faisceau dans les deux directions. Les mesures faites pour les LCQ utilisés dans ce chapitre sont représentées sur la Figure 4.4. On montre ainsi que les LCQ avec une largeur de guide de 10 μm ont un faisceau proche de la limite de diffraction puisque le facteur M^2 vaut $M^2 = 1.25$ pour l'axe lent et $M^2 = 1.35$ pour l'axe rapide. En champ lointain le faisceau est légèrement elliptique avec un rapport petit axe sur grand axe de 0.8.

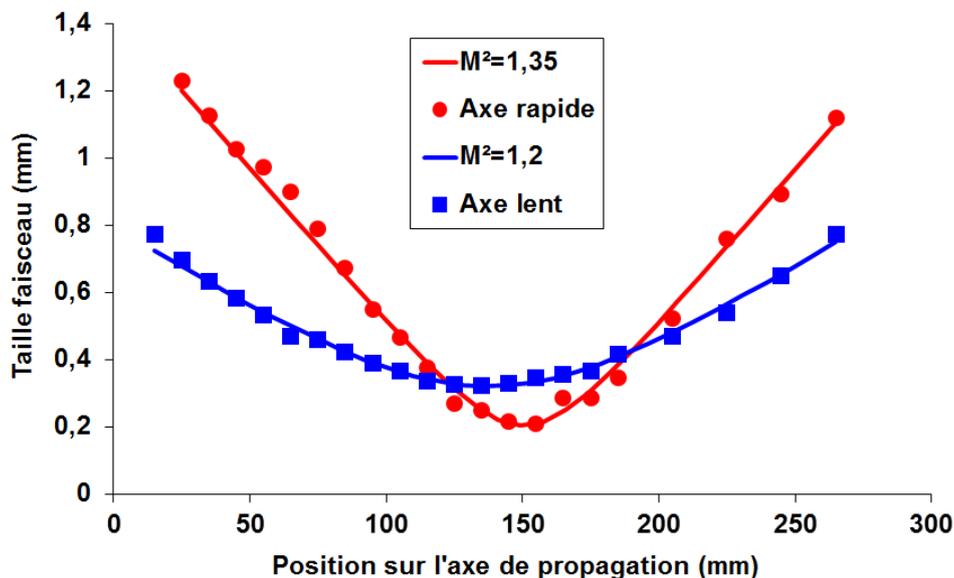


Figure 4.4. Mesures de qualité de faisceau des LCQ : (Ronds) Mesures expérimentales axe rapide, (Carrés) Mesures expérimentales axe lent et (Lignes) Interpolations.

- Résistance thermique

Il sera important par la suite de connaître la résistance thermique R_{th} entre la zone active du LCQ et son support en cuivre (qui est lui-même en contact avec le module Peltier). Pour déterminer R_{th} , nous utilisons la relation empirique introduite dans [99] qui explicite la variation du courant de seuil avec la température du LCQ :

$$I_{seuil} = I_0 \cdot e^{T/T_0} \quad (4-1)$$

avec I_0 et T_0 des paramètres d'interpolation dont les valeurs sont déterminées en étudiant la variation du seuil d'oscillation de ces lasers tout en changeant la température ($T = 20^\circ - 30^\circ -$

40° – 50° – 60° par exemple). Pour nos lasers, on obtient ainsi une température caractéristique de $T_0 \sim 170$ K.

Pour déterminer la résistance thermique, on compare les courants de seuil d'oscillation en régime pulsé et en régime continu à température ambiante ($T = 20^\circ$). En régime pulsé à faible rapport cyclique on s'affranchit de l'influence de la thermique, ainsi la différence de température au seuil entre le régime pulsé et le régime continu s'écrit :

$$T_{seuil,continu} - T_{seuil,pulsé} = R_{th} \cdot (P_{seuil,continu} - P_{seuil,pulsé}) \quad (4-2)$$

avec P_{seuil} la puissance électrique appliquée au seuil: $P_{seuil} = I_{seuil}U_{seuil}$. En dessous-du seuil, la puissance électrique est égale à la puissance thermique. A partir des valeurs de la tension et du courant appliqués au seuil en régime continu et pulsé ainsi que des relations précédentes on écrit que :

$$R_{th} = \frac{T_0 \ln \left(\frac{I_{seuil,continu}}{I_{seuil,pulsé}} \right)}{P_{seuil,continu} - P_{seuil,pulsé}} \quad (4-3)$$

On montre ainsi que pour les lasers utilisés ici la résistance thermique est de l'ordre de $R_{th} = 11.5$ K.W⁻¹. Cette valeur de la résistance thermique est typique des LCQ utilisés dans cette partie et nous sera utile au 2.2.5 de ce Chapitre.

1.2. Caractéristiques des LCQ en cavité externe individuelle

- Réalisation du montage

Pour faciliter la mise en phase dans la cavité externe, les facettes de sortie des deux LCQ sont ensuite traitées antireflet. Le traitement utilisé ici est un dépôt monocouche d'alumine (Al_2O_3) d'indice de réfraction $n = 1.6$ à $\lambda = 4.5$ μ m. En utilisant une simple couche quart d'onde (d'épaisseur $\lambda/4n$) d' Al_2O_3 , on peut réaliser un dépôt antireflet. En pratique, l'antireflet ainsi obtenu n'est pas aussi efficace qu'espéré puisque l'on estime une réflectivité de $R \sim 10\%$. A cause du traitement antireflet sur la facette de sortie, les LCQ voient leur seuil d'oscillation augmenter de telle sorte qu'elles n'émettent plus en régime continu à température ambiante. Afin de pouvoir collimater les LCQ et aligner les différentes cavités externes réalisées par la suite, il est cependant nécessaire d'obtenir une émission de ces LCQ malgré le dépôt antireflet. Pour cela, nous faisons fonctionner les LCQ en régime pulsé à une fréquence de 100 kHz avec un rapport cyclique de 3%. Les LCQ ne restant allumées que durant 300 ns avec un petit rapport cyclique, la charge thermique moyenne est très faible. On s'affranchit ainsi des effets thermiques de telle sorte que les LCQ parviennent à osciller malgré le traitement antireflet sur la facette de sortie. En effet, le courant au seuil d'oscillation des LCQ croît avec la température de la zone active : en abaissant cette dernière on compense en partie l'augmentation du seuil due aux pertes additionnelles introduites par le traitement antireflet. On obtient ainsi au mieux une puissance moyenne de 1.5 mW (soit 50 mW crête), ce qui est suffisant pour la collimation et l'alignement des cavités étant donnée la sensibilité de nos moyens de mesure.

Une fois la collimation des LCQ traités antireflet réalisée, ces derniers sont insérés dans une cavité externe unitaire selon le schéma de la Figure 4.5. La cavité externe s'étend de la facette arrière du LCQ traitée HR au miroir de sortie. Ce dernier n'est autre qu'une lame d'AsGa traitée antireflet sur une face uniquement : étant donné l'indice de l'AsGa on obtient ainsi un miroir de sortie avec une réflectivité de 30%. L'indice de l'AsGa étant très proche de celui de la zone active des LCQ, la lame d'AsGa présente une réflectivité très proche de celle de la facette de sortie du LCQ avant traitement antireflet. Si aucune autre perte n'était introduite dans la cavité, on parviendrait ainsi à extraire la même puissance du LCQ en cavité externe unitaire que du LCQ seul. La longueur du bras externe de la cavité externe est choisie pour chaque LCQ de telle sorte qu'elle corresponde à la longueur du bras dans la cavité Michelson finale : $L_{ext,1} = 85$ mm pour le LCQ 1 et $L_{ext,2} = 355$ mm pour le LCQ 2. Nous avons choisi une différence de bras aussi grande pour deux raisons : premièrement, la cavité était ainsi plus simple à assembler étant donné l'encombrement des différents éléments, deuxièmement, comme expliqué au Chapitre 2, la stabilité du système est améliorée par l'utilisation de bras de longueurs différentes.

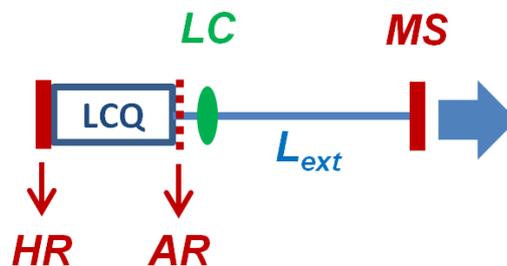


Figure 4.5. Schéma d'un LCQ traité antireflet en cavité externe unitaire. LC : lentille de collimation, MS : miroir de sortie, L_{ext} : longueur du bras externe, HR : traitement HR de la facette arrière du LCQ, AR : traitement antireflet de la facette avant du LCQ.

- Caractéristique puissance optique / courant

Chacun des deux LCQ est ainsi caractérisé dans sa cavité externe individuelle avec les longueurs de bras indiquées précédemment. Les caractéristiques puissance optique / courant obtenues sont représentées sur la Figure 4.6.

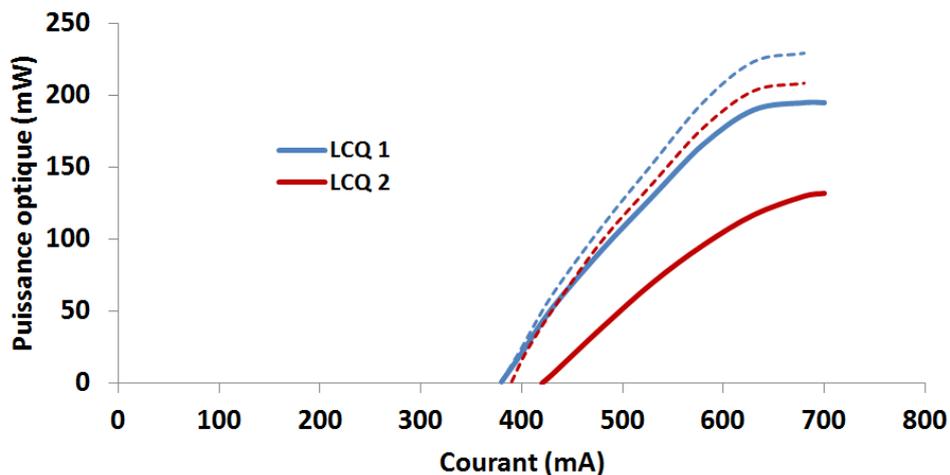


Figure 4.6. Caractéristique puissance optique / courant des deux LCQ traités antireflet en cavité externe individuelle (Trait plein) et avant traitement antireflet (Pointillés).

Pour le LCQ 1, le seuil de la cavité externe est à peu près identique à celui du LCQ 1 seul. Mais la pente est légèrement inférieure à celle du LCQ 1 seul de telle sorte qu'au courant maximal on obtient au mieux une puissance optique de $P = 195$ mW, ce qui correspond à 85% de la puissance initialement obtenue du LCQ 1 seul. Concernant le LCQ 2, le courant de seuil est décalé de $I_{\text{seuil}} = 390$ mA pour le LCQ 2 seul à $I_{\text{seuil}} = 420$ mA pour le LCQ 2 en cavité externe. La pente est également abaissée de telle sorte qu'au courant maximal on obtient au mieux une puissance optique de $P = 132$ mW, ce qui correspond à 65% de la puissance initialement obtenue du LCQ 2 seul. La différence entre les puissances extraites des deux cavités externes provient des pertes dues à la réinjection optique imparfaite dans le LCQ du faisceau se propageant dans le bras externe. En effet, selon la configuration de la cavité (longueur, focale de la lentille de collimation), le faisceau se propageant dans le bras externe aura, après un aller-retour, une taille au niveau de la facette de sortie du LCQ différente de celle qu'il avait initialement. Ainsi, à cause de la taille du faisceau, il est possible qu'une partie de l'énergie ne soit pas couplée dans le guide du LCQ.

Si l'on utilise le formalisme des matrices ABCD [66] pour décrire la propagation d'un faisceau gaussien dans le bras externe, on montre que le couplage C , défini comme l'intégrale de recouvrement entre la distribution spatiale du champ initial et la distribution spatiale du champ après un aller-retour dans la cavité s'écrit [100]:

$$C = \frac{4}{kww_0 \left| \frac{1}{q} - \frac{1}{q_0^*} \right|} \quad (4-4)$$

avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, w_0 et q_0 la taille et le rayon de courbure complexe du faisceau au niveau de la facette de sortie du LCQ initiale et w et q la taille et le rayon de courbure complexe du faisceau au niveau de la facette de sortie du LCQ après un aller-retour dans la cavité. Le rayon de courbure complexe se définit comme :

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{M^2 \lambda}{\pi w^2} \quad (4-5)$$

avec R le rayon de courbure du faisceau, dans notre cas on a $R_0 = \infty$.

Nous allons calculer le couplage en fonction de la distance D entre le LCQ et le miroir de sortie. Pour chaque valeur de D , on optimise la distance entre le LCQ et la lentille de collimation pour maximiser C . Cette étape d'optimisation correspond en pratique au réglage du tirage de la lentille de collimation qui est effectué expérimentalement afin de maximiser la puissance de sortie de la cavité externe.

D'après les mesures de faisceau précédentes, on détermine, à l'aide d'un calcul de propagation des faisceaux gaussiens, le rayon du faisceau au niveau de la facette de sortie du LCQ. On vérifie ainsi que $w_0 = 4$ μm et $M^2 = 1.25$ pour l'axe lent et $w_0 = 2.8$ μm et $M^2 = 1.35$ pour l'axe rapide. On définit alors le couplage total comme $C = C_{\text{rapide}} \cdot C_{\text{lent}}$. Le calcul de C en fonction de la distance D pour une lentille de collimation de focale $f = 1.88$ mm est représentée sur la Figure 4.7.

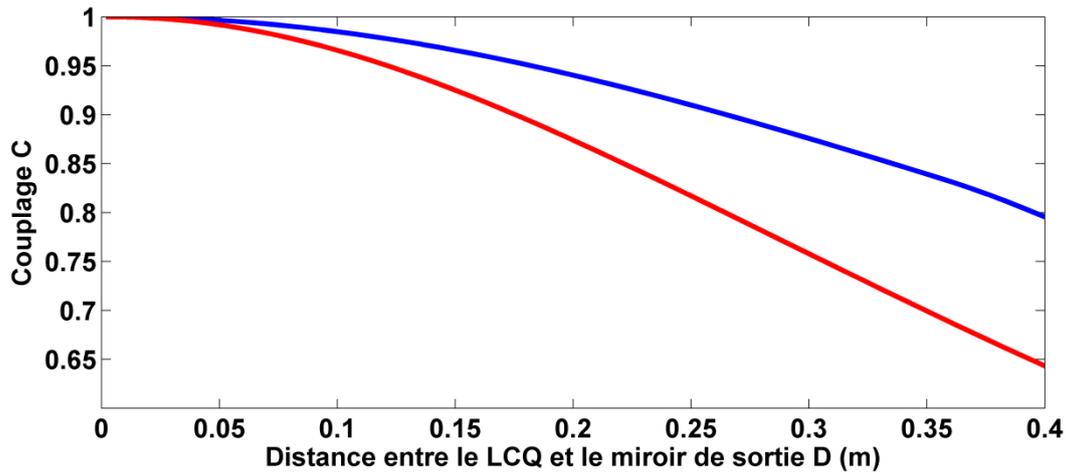


Figure 4.7. Couplage en fonction de la distance D entre la lentille de collimation et le miroir de sortie pour une lentille de collimation de focale $f = 1.88$ mm et pour $w_0 = 4 \mu\text{m}$ et $M^2 = 1.25$ pour l'axe lent et $w_0 = 2.8 \mu\text{m}$ et $M^2 = 1.35$ pour l'axe rapide. (Bleu) Avec optimisation de la distance lentille-LCQ, (Rouge) Cas « collimaté » : la distance lentille-LCQ est fixée égale à $f = 1.88$ mm.

On remarque, comme attendu, que le couplage est supérieur dans le cas où la position de la lentille est optimisée par rapport au cas « collimaté » où la distance lentille-LCQ est fixée égale à $f = 1.88$ mm. On remarque d'autre part que le couplage n'est jamais idéal : ceci s'explique par le fait que le faisceau présente une taille et un M^2 différents selon les axes rapide et lent au niveau de la facette de sortie du LCQ. Ainsi, pour une configuration géométrique de cavité donnée, le couplage ne peut être optimal pour l'axe lent *et* pour l'axe rapide : le couplage total $C = C_{\text{rapide}} \cdot C_{\text{lent}}$ est donc inférieur à 1. En optimisant la position de la lentille, il est cependant possible de trouver une configuration géométrique qui maximise le couplage total. On observe que ce maximum reste cependant inférieur à 1 et diminue avec la longueur totale de la cavité.

Dans le cas où la position de la lentille de collimation est optimisée, le couplage est de $C = 98\%$ pour $D = 85$ mm, alors que pour $D = 355$ mm, le couplage est de $C = 84\%$. La différence notable de couplage, qui se traduit en pertes supplémentaires, est à l'origine de la différence de puissance extraite des deux cavités externes individuelles. Une solution serait de raccourcir le bras de la cavité externe du LCQ 2. On voit ici que le choix d'une trop grande différence de longueur entre les bras est certes favorable pour l'efficacité de combinaison et la stabilité du système mais diminue la puissance extraite de la cavité Michelson à cause des pertes introduites dans le bras 2. De plus, nous avons montré a posteriori pour une cavité Michelson qu'une différence entre les longueurs de bras de $\Delta L > \lambda^2/2B = 100\mu\text{m}$ était suffisante (voir relation (2-15)) pour garantir de bonnes efficacité et uniformité. La différence de longueur entre les bras est donc ici surdimensionnée. Nous tiendrons compte de ces enseignements pour la réalisation de la cavité à 5 bras au Chapitre 5.

- Spectre d'émission

On s'intéresse ensuite au spectre d'émission des LCQ en cavité externe (voir Figure 4.8) que l'on compare au spectre des LCQ seuls. On utilise cette fois un spectromètre à réseaux présentant une résolution de 0.5 nm. Le spectre d'un LCQ en cavité externe est comparativement plus étroit (largeur totale de 70 nm contre 140 nm pour le LCQ seul). On

retrouve les modes propres du LCQ espacés de 1 nm mais on observe également une autre modulation de période 6 nm. Cette modulation est due au miroir de sortie qui est une lame d'AsGa de 500 μm d'épaisseur avec une face non traitée de réflectivité 30% et une face traitée antireflet de réflectivité résiduelle 10%. Cette lame joue le rôle d'un étalon Fabry-Perot placé dont les modes sont effectivement séparés de $\lambda^2/2nL = 6\text{nm}$. Les modes de la cavité externe de longueur $L+L_{\text{LCQ}} \sim 360\text{ mm}$, espacés de 8 pm ne sont pas visibles étant donnée la résolution de notre spectromètre.

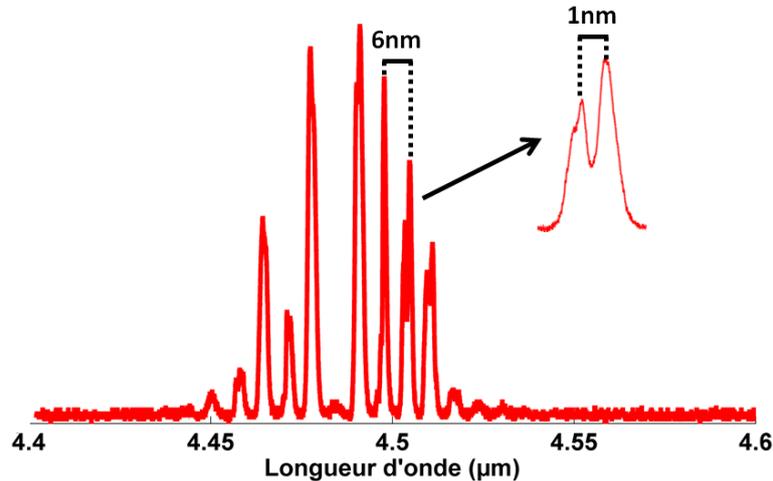


Figure 4.8. Spectre d'émission d'un LCQ en cavité externe.

Intéressons-nous à la réflectivité équivalente d'un LCQ en cavité externe en tenant compte des sous-cavités créées par la réflectivité parasite du dépôt antireflet sur la facette de sortie du LCQ et sur la facette de sortie du miroir de sortie. Les différentes sous-cavités sont représentées sur la Figure 4.9.

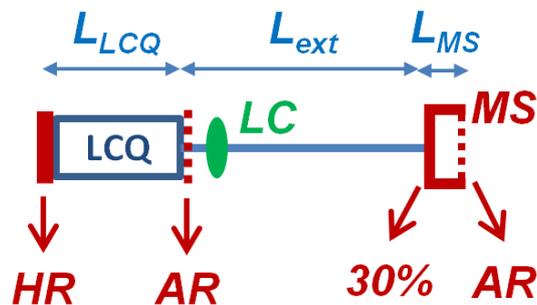


Figure 4.9 Schéma d'un LCQ en cavité externe unitaire. Mise en évidence des différentes sous-cavités créées par les réflectivités parasites des dépôts antireflet sur la facette de sortie du LCQ et sur la face arrière du miroir de sortie.

On reprend les calculs du paragraphe 2.3 du chapitre 2 où l'on tient compte cette fois-ci de la longueur optique $L_{\text{MS}} = 3.3 \times 500\ \mu\text{m}$ de la lame d'AsGa qui sert de miroir de sortie et de la réflectivité résiduelle $R_{\text{AR}} = |r_{\text{AR}}|^2 = 0.1$ du dépôt antireflet sur sa face arrière. Avec $R = |r|^2 = 0.95$ la réflectivité de la facette arrière du LCQ et $L_{\text{LCQ}} = 3.3 \times 3\ \text{mm}$ sa longueur optique, on calcule la réflectivité équivalente de la cavité externe (voir Figure 4.10).

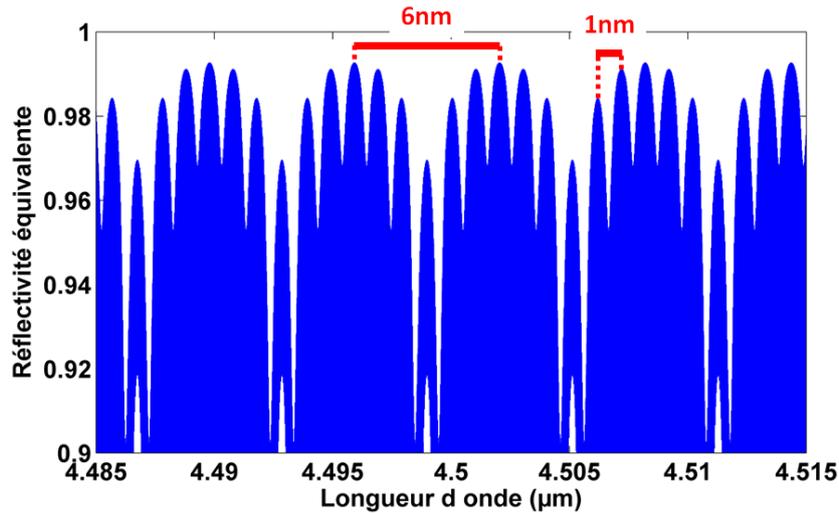


Figure 4.10. Réflectivité équivalente d'une cavité externe unitaire en tenant compte des sous-cavités dues à la réflectivité résiduelle des traitements antireflets.

En étudiant la réflectivité équivalente de la cavité externe, on montre que les sous-cavités engendrées par la réflectivité résiduelle du dépôt antireflet sur la facette de sortie du LCQ et sur le miroir de sortie sont responsables des modulations de période 1 nm et 6 nm observées sur le spectre d'émission. Comme la cavité externe oscillera aux maxima de réflectivité équivalente (correspondant à des minima de pertes), on comprend l'apparition de pics séparés de 1 nm et 6 nm sur le spectre d'émission. Encore une fois, les modes de la cavité externe de longueur $L+L_{LCQ} \sim 360$ nm, espacés de 8 pm ne sont pas visibles étant donnée l'échelle de la figure.

- Qualité de faisceau

Enfin, nous avons estimé la qualité de faisceau du faisceau de sortie des deux cavités externes. La qualité de faisceau est mesurée identique à celle des LCQ seuls puisque l'on trouve $M^2 = 1.2$ pour l'axe lent et $M^2 = 1.35$ pour l'axe rapide. La cavité externe n'a donc eu aucune incidence sur la qualité de faisceau.

2. La cavité Michelson

2.1. Montage expérimental

Nous utilisons ici les deux LCQ traités antireflet présentés dans la partie précédente. Ces deux LCQ ont été au préalable collimatés individuellement à l'aide des lentilles de collimation (LC) de grande ouverture ($f = 1.88$ mm et O.N. = 0.86) décrites précédemment. Les deux LCQ collimatés sont placés dans les bras 1 et 2 d'une cavité Michelson (voir Figure 4.11). Une lame semi-réfléchissante 50/50 sert d'élément combinant entre les deux bras. Un miroir de sortie M_0 de réflectivité $R_0 = 30\%$ (la lame d'AsGa de la partie précédente traitée antireflet sur une face) est placé sur le bras commun. Les différentes longueurs de bras sont de $L_1 \sim 85$ mm, $L_2 \sim 355$ mm et $L_0 \sim 20$ mm. La cavité Michelson s'étend des facettes arrière des deux LCQ traitées HR (M_1, M_2 sur la Figure 4.11) au miroir de sortie M_0 .

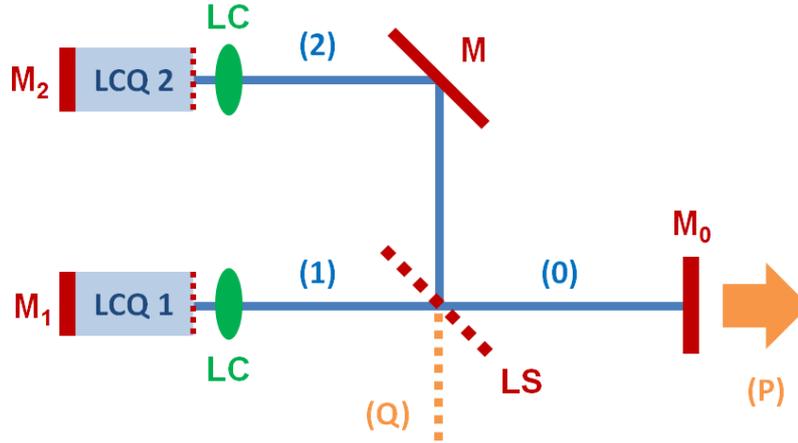


Figure 4.11. Montage expérimental de la cavité Michelson : M_1 , M_2 miroirs de fond de cavité, M miroir de renvoi, M_0 miroir de sortie, LC lentille de collimation, LS lame séparatrice 50/50.

Comme expliqué dans le Chapitre 2, la combinaison cohérente dans une cavité Michelson est fondée sur la minimisation des pertes dans la cavité globale. Ainsi, la cavité va établir une relation de phase fixe entre les bras (1) et (2) et va sélectionner la bonne relation de phase entre ces derniers ainsi que la bonne longueur d'onde d'oscillation pour que les deux faisceaux interfèrent constructivement dans le bras commun (0). Si ces conditions sont remplies alors toute la puissance extraite des deux LCQ sort sur la voie (P) et rien ne sort sur la voie (Q) où les interférences entre les faisceaux (1) et (2) sont destructives. La combinaison cohérente se fait ici de manière passive puisqu'elle est uniquement fondée sur la minimisation des pertes dans le résonateur commun.

2.2. Résultats expérimentaux

2.2.1. Puissance de sortie et efficacité de combinaison

Dans un premier temps, nous caractérisons les performances de la cavité en termes de puissance de sortie et d'efficacité de combinaison. Pour cela, nous mesurons simultanément la puissance de sortie dans les voies (P) et (Q) tout en faisant varier le courant d'injection des deux LCQ, en imposant $I_1 = I_2$. L'efficacité de combinaison η , telle que définie au chapitre 2, s'écrit :

$$\eta = \frac{P_0}{P_0 + P_Q} \quad (4-6)$$

avec P_0 la puissance dans le bras commun (0) qui se déduit de la puissance de sortie P_P dans le bras (P) par :

$$P_0 = \frac{P_P}{1 - R_0} \quad (4-7)$$

et P_Q la puissance dans la voie de perte (Q). Il faut distinguer l'efficacité de combinaison η du rendement global du système β défini comme le rapport entre la puissance de sortie de la cavité Michelson (et non la puissance dans le bras commun (0)) et la somme des puissances des deux LCQ en cavité externe individuelle $P_{LCQ,i}$:

$$\beta = \frac{P_P}{P_{LCQ,1} + P_{LCQ,2}} \quad (4-8)$$

Nous représentons sur la Figure 4.12 la puissance mesurée dans les voies (P) et (Q) en fonction du courant $I_1 = I_2$ des LCQ comparée à la somme des puissances obtenues à partir des deux LCQ en cavité externe individuelle (voir paragraphe précédent). On reporte également la variation de l'efficacité de combinaison η en fonction du courant $I_1 = I_2$.

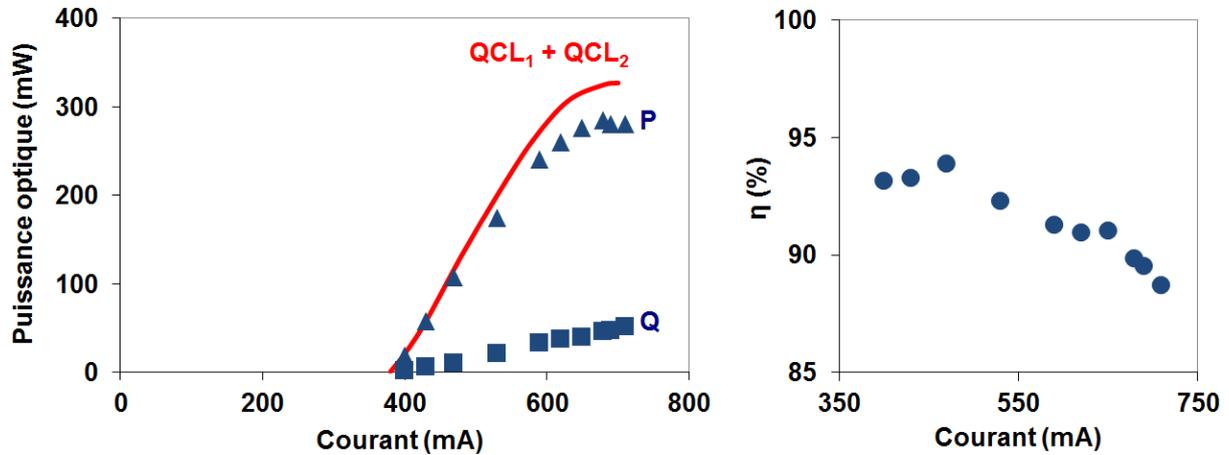


Figure 4.12. (Gauche) Bleu : Puissance mesurée dans les voies (P) et (Q) en fonction du courant $I_1 = I_2$ des LCQ. Rouge : Somme des puissances obtenues à partir des deux LCQ en cavité externe individuelle. (Droite) Efficacité de combinaison en fonction du courant $I_1 = I_2$ des LCQ.

Nous avons obtenu à courant maximal une puissance optique dans la voie de sortie (P) de 290 mW. Le seuil d'oscillation de la cavité Michelson est identique à celui des LCQ en cavité externe individuelle, ce qui signifie que la cavité Michelson n'introduit pas de pertes supplémentaires par rapport aux deux cavités externes individuelles. Ceci se vérifie également en observant que la somme des puissances dans les voies (P) et (Q) correspond exactement à la somme des puissances obtenues à partir des deux LCQ en cavité externe individuelle : $P_P + P_Q = P_{LCQ1, cav\ ext} + P_{LCQ2, cav\ ext}$. L'efficacité de combinaison est égale à $\eta = 93\%$ au seuil et décroît légèrement avec le courant jusqu'à atteindre $\eta = 88\%$ à courant maximal.

Si l'on s'intéresse au rendement global du système β , on obtient une valeur de $\beta = 85\%$ à courant maximal et $\beta = 90\%$ proche du seuil.

Étant donné la largeur de bande du gain des deux LCQ (de l'ordre de $B \sim 100$ nm) et la différence de longueur ΔL entre les bras (1) et (2), la condition $\Delta L = 270$ mm $\gg \lambda^2/2B \sim 100$ μ m (voir Chapitre 2) pour qu'il existe au moins un mode longitudinal de la cavité Michelson ayant une efficacité de combinaison de 100% est ici remplie. En pratique l'efficacité n'atteint pas les 100% et ce même proche du seuil d'oscillation : la perte d'efficacité peut s'expliquer par la différence de puissance dans les bras (1) et (2) et par un recouvrement imparfait des faisceaux sur la lame semi-réfléchissante. En effet, nous avons vu que les puissances extraites des deux LCQ en cavité externe individuelle étaient différentes à cause des pertes de réinjection augmentées dans la cavité longue. De même, à cause des distances de propagation différentes L_1 et L_2 , les deux faisceaux des bras (1) et (2) ne se recouvrent pas parfaitement sur la lame semi-réfléchissante. Nous avons quantifié au 3.2 du Chapitre 2, l'influence d'inhomogénéités entre les puissances et les profils spatiaux des faisceaux sur l'efficacité de combinaison. Ainsi, dans le cas de deux LCQ émettant à une longueur d'onde $\lambda = 4.5$ μ m, collimatés avec deux lentilles de focale $f = 1.88$ mm, dont les rayons du faisceau de sortie dans la direction de la largeur du guide ont

été mesurés à $w_{1,x} \sim w_{2,x} \sim 4 \mu\text{m}$ et avec $L_1 \sim 85 \text{ mm}$ et $L_2 \sim 355 \text{ mm}$, il a été calculé que l'efficacité théorique passait à $\eta = 98\%$. De même, on a vu sur la Figure 4.6 que le rapport entre les puissances de sortie deux LCQ en cavité externe unitaire était de $P_2 / P_1 \sim 0.66$ à puissance maximale. On a montré sur la Figure 2.21 que dans ce cas l'efficacité théorique passait à $\eta = 98.5\%$. Au final, l'efficacité de combinaison théorique passe de $\eta = 1$ à $\eta = 96.5\%$. Cependant, l'efficacité de combinaison mesurée est de $\eta = 93\%$. L'écart restant entre théorie et mesure s'explique certainement par de légères erreurs d'alignement entre les deux faisceaux.

2.2.2. *Stabilité*

La puissance de sortie est peu sensible aux perturbations dues à l'environnement malgré le caractère interférométrique du processus de combinaison. En effet, au cours du temps les longueurs des bras fluctuent à cause, par exemple, d'une variation de l'indice dans les milieux à gain due à un changement de la température ou encore à cause d'une variation du chemin optique sur les bras extérieurs laissés sans protection. Cependant, la puissance de sortie ne semble pas être affectée par ces fluctuations.

Comme nous l'avons vu au Chapitre 2, la stabilité de la puissance de sortie est liée à la densité de modes longitudinaux de la cavité Michelson. Dans le cas où les sous-cavités ne sont pas prises en compte, nous avons montré que si la différence ΔL entre les longueurs L_1 et L_2 est grande devant $\lambda^2/2B = 100\mu\text{m}$ alors il existe un grand nombre de modes longitudinaux dans la largeur de la bande de gain B des LCQ. Nous avons alors des modes longitudinaux séparés de $\Delta\lambda = 37 \text{ pm} \ll B = 100 \text{ nm}$, soit quelques milliers de modes contenus dans B . Dans ces conditions, le système trouvera toujours une longueur d'onde dans la bande de gain correspondant à une efficacité de combinaison maximale et à un minimum de pertes de la cavité Michelson. On peut montrer par le même type de calcul que celui mené au Chapitre 2, qu'étant donnée la valeur de ΔL , le système reste théoriquement stable même en présence des sous-cavités dues aux réflectivités résiduelles des traitements antireflets.

On montre ainsi expérimentalement que la présence d'un grand nombre de modes longitudinaux dans la largeur de bande du gain B assure une excellente stabilité de la puissance de sortie même en environnement non protégé.

2.2.3. *Qualité de faisceau*

La qualité de faisceau du faisceau de sortie sur la voie (P) est ensuite mesurée. Pour cela, nous reprenons la méthode de balayage d'une fente de $20 \mu\text{m}$ et d'un détecteur en plusieurs points de l'axe de propagation du faisceau (voir Annexe A). Nous montrons de cette manière que le faisceau combiné est toujours proche de la limite de diffraction puisque le facteur M^2 vaut $M^2 = 1.3$ pour l'axe lent et $M^2 = 1.4$ pour l'axe rapide. Ces valeurs sont très proches des valeurs obtenues pour le LCQ seul et pour le LCQ en cavité externe individuelle (voir partie précédente). Ainsi, le processus de combinaison de faisceau n'a pas altéré la qualité de faisceau et comme le rendement global du système est de l'ordre de $\beta = 0.9$, il est possible d'affirmer que la cavité Michelson a effectivement amélioré la luminance d'un LCQ unitaire d'un facteur ~ 1.8 .

2.2.4.

Spectre d'émission

On s'intéresse ensuite au spectre d'émission de la cavité Michelson (voir Figure 4.13) que l'on compare au spectre des LCQ en cavité externe individuelle. On utilise le même spectromètre à réseau (résolution de 0.5 nm). On retrouve à nouveau une modulation principale avec des pics séparés de 6 nm correspondant aux modes du miroir de sortie. On remarque que les positions en longueur d'onde des pics principaux du spectre de la cavité Michelson sont identiques à celles des pics de la cavité externe unitaire. Le miroir de sortie, qui joue le rôle d'un étalon Fabry-Perot dont les modes sont effectivement séparés de 6 nm (voir partie précédente), force la cavité commune à osciller sur des longueurs d'onde ainsi sélectionnées. Les modes propres des sous-cavités correspondant aux LCQ avec leur facette de sortie traitée antireflet, espacés de 1 nm, sont également observables. Les modes de la cavité Michelson ne sont pas visibles étant donnée la résolution de notre spectromètre.

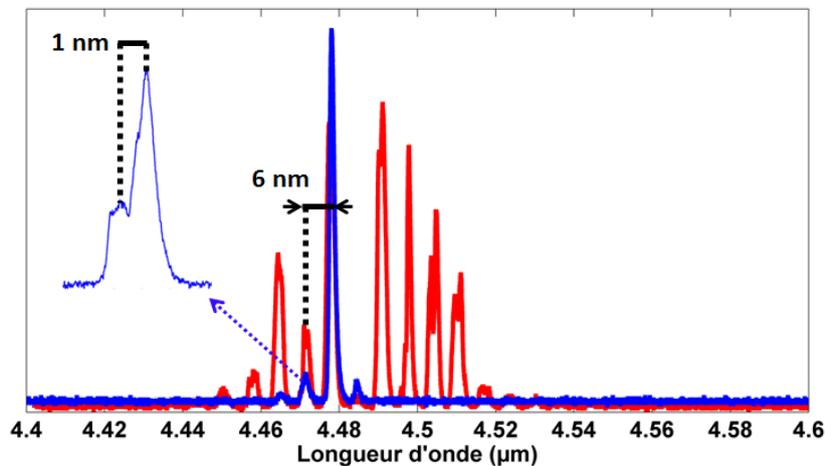


Figure 4.13. Spectre d'émission : de la cavité Michelson (Bleu), d'un LCQ en cavité externe (Rouge).

Le spectre présenté sur la Figure 4.13 est seulement un spectre typique de la cavité Michelson. En effet, si les positions en longueur d'onde des pics principaux du spectre (séparés de 6 nm) sont fixes dans le temps, leurs amplitudes relatives sont extrêmement instables. La cavité commune change sans cesse de longueurs d'onde d'oscillation pour compenser les perturbations dues à l'environnement et assurer une puissance de sortie stable.

2.2.5.

Influence des sous-cavités sur la puissance de sortie

Un effet surprenant concernant la cavité Michelson est la modulation de la puissance de sortie lorsque le courant d'un des LCQ est augmenté, le courant de l'autre étant fixé. On représente sur la Figure 4.14 la variation de la puissance de sortie sur les voies (P) et (Q) tout en faisant varier le courant d'un LCQ, l'autre étant fixé à $I = 500$ mA. On observe que la puissance de sortie sur la voie (P) est clairement modulée (seul les extrema sont représentés sauf sur une période). Nous représentons également la variation de l'efficacité de combinaison η dans les mêmes conditions. On remarque également que pour $I_2 = I_1 = 500$ mA, on retrouve une puissance de sortie démontrée au 2.2.1 de ce Chapitre de l'ordre de $P_P \sim 140$ mW pour une efficacité de combinaison de l'ordre de $\eta \sim 92\%$. Précisons également que les puissances reportées sur la Figure 4.12 ont été obtenues en optimisant finement le courant des deux LCQ autour d'une valeur commune $I \sim I_1 \sim I_2$.

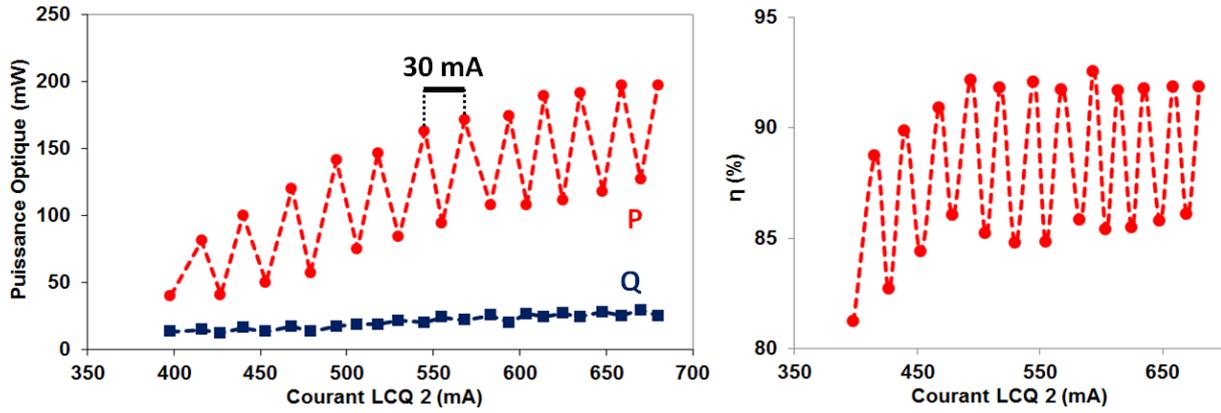


Figure 4.14. (Gauche) Puissance de sortie sur les voies (P) et (Q) (Droite) Efficacité de combinaison, en fonction du courant du LCQ, $I_1 = 500$ mA.

Pour expliquer cet effet de modulation de la puissance de sortie et de l'efficacité de combinaison, il faut s'intéresser aux variations de longueur optique du LCQ induites par le courant d'injection. Deux maxima successifs sont séparés d'une période de $\Delta I \sim 30$ mA : nous allons dans un premier temps estimer la variation de température ΔT associée à ΔI puis calculer la variation d'indice optique Δn (la dilatation du guide est négligeable) et enfin en déduire la variation de longueur optique. Le calcul de ΔT utilise la valeur de la résistance thermique R_{th} entre la zone active du LCQ et son support en cuivre, calculée au 1.1 de ce Chapitre : $R_{th} \sim 11.5 \text{ K.W}^{-1}$. Les extrema successifs sont séparés de $\Delta I \sim 30$ mA, ce qui, connaissant également la variation de tension ΔV associée, se traduit par une augmentation de la température du laser de $\Delta T \sim 4.3$ K, étant donnée la valeur de la résistance thermique. Or la variation de l'indice optique du guide du LCQ (que l'on approchera ici par de l'InP) avec la température est d'environ $1.6 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ [101]. On en déduit que l'augmentation de température de 4.3 K, correspondant à la période de 30 mA entre deux extrema, se traduit par une augmentation de la longueur optique du LCQ de $2.3 \mu\text{m}$ pour une cavité de 3 mm de long. Ainsi, on montre que la période de la modulation de la puissance de sortie de la cavité Michelson avec le courant d'injection d'un LCQ correspond à une augmentation de la longueur optique du LCQ d'environ une demi-longueur d'onde.

Pour comprendre la variation de la puissance de sortie et de l'efficacité de combinaison, il faut considérer l'influence des sous-cavités créées par la réflectivité parasite du dépôt antireflet déposé sur les facettes de sortie des LCQ. Nous avons étudié au Chapitre 2, paragraphe 2.3 l'influence des sous-cavités de ce type sur les cavités Michelson. Nous étions partis de deux LCQ de même longueur $L_{LCQ,1} = L_{LCQ,2}$ et on augmentait la longueur du LCQ 2 d'une longueur $\Delta L_{LCQ,2}$.

Dans le cas où l'antireflet est parfait ($R_{AR} = 0$), nous avons montré que l'efficacité de combinaison ne varie pas avec la longueur d'un LCQ. Nous avons alors une cavité Michelson idéale où la différence de longueur entre les deux bras à combiner est supérieure à $\lambda^2/2B$: on a montré dans ce cas (voir Chapitre 2) que l'efficacité de combinaison ne dépendait pas de petites variations des longueurs des bras. En rajoutant une longueur $\Delta L_{LCQ,2} < \lambda$, cette relation reste vraie et l'efficacité de combinaison reste maximale.

Par contre, dans le cas où $R_{AR} = 0.1$, on observe sur la Figure 2.19 que l'efficacité de combinaison varie périodiquement avec $\Delta L_{LCQ,2}$ avec une période $\lambda/2$, comme ce qui est observé expérimentalement. On montre (voir Figure 2.19) que l'efficacité de combinaison varie théoriquement entre 100% (lorsque $\Delta L_{LCQ,2}$ est un multiple de $\lambda/2$) et 97% (lorsque $\Delta L_{LCQ,2}$ est un multiple de $(2k + 1) \lambda/4$).

Expérimentalement, on trouve une variation relative maximale de l'efficacité de l'ordre de 8% au lieu des 3% prévus. Ceci s'explique en partie par le fait que le calcul fait pour la Figure 2.19 supposait que les amplitudes circulant dans les deux bras étaient identiques et que les variations d'efficacité n'étaient dues qu'à des déphasages entre les deux bras. En pratique, les puissances circulant dans les deux bras ne sont pas égales (on a vu au 1.2 de ce Chapitre que $P_2/P_1 = 0.66$ à courant maximal). Pour traduire cette différence entre les puissances circulant dans les deux bras, on introduit deux réflectivités différentes pour les miroirs de fond de cavité dans le calcul d'efficacité de combinaison. Ainsi, on reprend le calcul du Chapitre 2, paragraphe 2.3 en fixant $R_1 = 0.95$ et $R_2 = 0.66.R_1$. La variation de l'efficacité de combinaison avec $\Delta L_{LCQ,2}$ est comparée au cas où $R_2 = R_1$ et $R_{AR} = 0.1$ sur la Figure 4.15.

On remarque tout d'abord que dans le cas $R_2 = 0.66.R_1$, l'efficacité de combinaison n'atteint plus 100% à cause de la différence de puissance des deux faisceaux à combiner : on obtient au mieux une efficacité d'environ 99%. De plus, dans le cas $R_2 = 0.66.R_1$, l'efficacité de combinaison varie entre 99% (lorsque $\Delta L_{LCQ,2}$ est un multiple de $\lambda/2$) et 91.8% (lorsque $\Delta L_{LCQ,2}$ est un multiple de $(2k + 1) \lambda/4$) soit une variation relative totale de 7.2%, contre 3% dans le cas où $R_2 = R_1$. On commence ainsi à se rapprocher de la variation relative totale d'efficacité expérimentale de 8%.

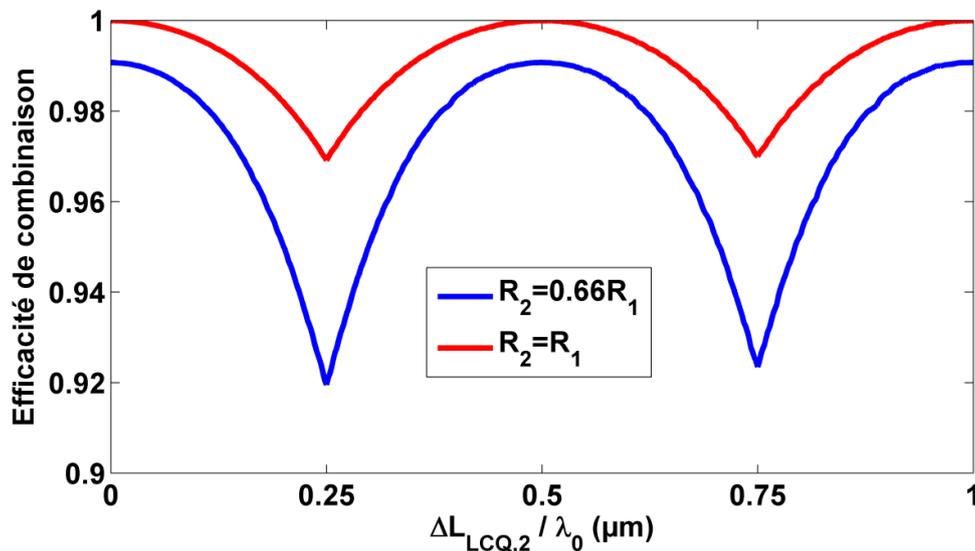


Figure 4.15. Variation de l'efficacité de combinaison avec la longueur d'un LCQ pour $R_2 = 0.66.R_1$ et $R_2 = R_1$ ($R_{AR} = 0.1$).

3. Conclusion

Nous avons démontré la combinaison cohérente de deux LCQ dans une cavité Michelson. A puissance maximale, on obtient une efficacité de combinaison de 88% avec une qualité de faisceau proche de la limite de diffraction. Grâce à la grande densité de modes longitudinaux de la cavité commune dans la bande de gain des émetteurs, la puissance de sortie reste stable et ce, même dans un environnement non protégé. Ainsi, la combinaison cohérente dans une cavité Michelson est une solution simple et robuste pour augmenter la luminance des LCQ. Nous avons identifié le problème de modulation de la puissance de sortie avec le courant d'injection des LCQ dû à l'influence des sous-cavités créées par la réflectivité parasite des dépôts antireflet sur les facettes de sortie des LCQ. A cause de ces sous-cavités, il est nécessaire de contrôler le courant des LCQ pour maximiser l'efficacité de combinaison et la puissance de sortie.

Comme proposé dans [52] pour les fibres, il est possible d'étendre ce schéma de cavité à la combinaison cohérente de 2^N LCQ en cascasant les cavités. Dans notre cas, ceci se traduirait par des longueurs de bras externes (et donc des pertes par réinjection dans le LCQ après un aller-retour dans la cavité externe) et un encombrement du dispositif qui croitraient avec le nombre de bras à combiner. Dans [52], les auteurs n'ont pas ce problème puisqu'ils travaillent en optique guidée. Nous avons donc choisi d'étudier la combinaison de N LCQ dans une cavité externe comportant un coupleur 1 vers N .



5 Combinaison cohérente de plusieurs lasers à cascade quantique dans une cavité externe avec un réseau de phase

Ce chapitre décrit la réalisation expérimentale de combinaison cohérente de LCQ dans une cavité externe à N bras couplés par un réseau de phase. Nous présentons d'abord les caractéristiques des lasers utilisés pour cette expérience. Comme précédemment, les facettes de sortie des LCQ sont traitées antireflet pour faciliter leur mise en phase en cavité externe. Les LCQ avec leur traitement antireflet sont insérés ensuite dans des cavités externes individuelles (simples et Littman) pour quantifier les pertes ainsi introduites par une cavité externe et estimer la largeur de bande du gain des émetteurs. Enfin, la combinaison cohérente de cinq LCQ dans une cavité externe avec un réseau de Dammann est étudiée. Les performances en termes de puissance, d'efficacité de combinaison et de qualité de faisceau sont analysées et comparées aux prédictions théoriques.

1. Les LCQ utilisés

1.1. Caractéristiques des LCQ

Le couple de matériaux utilisé pour réaliser les puits et barrières des zones actives des LCQ étudiés ici est le $\text{Ga}_{0.3}\text{In}_{0.7}\text{As}/\text{Al}_{0.7}\text{In}_{0.3}\text{As}$ à contraintes compensées. Comme pour les LCQ du Chapitre 4, la zone active est épitaxiée sur un substrat en InP puis un guide d'onde de type ruban est défini par photolithographie et gravé par gravure ICP. Pour améliorer l'extraction de chaleur de la zone active, on procède à une re-croissance d'InP dopé fer par MOCVD. La zone active est ainsi entourée d'InP : on parle de guide enterré. Comme précédemment, un dépôt d'or électrolytique est ensuite réalisé, permettant ainsi une meilleure extraction de la chaleur. Le dispositif est ensuite monté epilayer-down sur une embase en AlN. Enfin, la puce ainsi réalisée est clivée, définissant une cavité Fabry-Perot (avec la facette arrière traitée HR et la facette de sortie sans aucun traitement). Les lasers ainsi réalisés avec un guide de 5 mm de long et 10 μm de large présentent typiquement une puissance de sortie d'environ 600 mW en régime continu et à température ambiante ainsi qu'une densité de courant au seuil de 1.2 $\text{kA}\cdot\text{cm}^{-2}$. Comme précisé dans le Tableau 5.1, les guides des LCQ présentent des dimensions différentes : les largeurs sont de 6 ou 8 μm alors que les longueurs sont de 4 ou 5 mm. Le critère de choix des LCQ a été leur qualité de faisceau plutôt que leur puissance de sortie. En effet, il est crucial que les faisceaux se recouvrent parfaitement au niveau du réseau pour obtenir une bonne efficacité de combinaison. Ainsi, il est plus aisé de combiner des faisceaux au profil gaussien mono-lobé (M^2 proche de 1) que des faisceaux multilobés (2 ou 3 lobes pour les guides larges). Signalons notamment l'apparition d'un phénomène de déviation du faisceau de sortie (« beam-steering ») sur les LCQ puissants aux guides les plus larges [102]. Le « beam-steering » a pour conséquence la déviation du faisceau de sortie hors d'axe selon deux directions privilégiées; ce changement d'angle de tir se faisant aléatoirement au cours du temps, ce qui semble incompatible avec la combinaison en cavité

externe. C'est pour cela que des LCQ avec une faible largeur de guide (6 et 8 μm) présentant une bonne qualité de faisceau ont été privilégiés par rapport à des LCQ aux guides plus larges et plus puissants. Selon la méthode développée dans l'Annexe A, nous avons mesuré la qualité de faisceau des LCQ enterrés. Les LCQ avec une largeur de guide de 6 et 8 μm ont un faisceau proche de la limite de diffraction puisque le facteur M^2 vaut $M^2 = 1.2$ pour l'axe lent et $M^2 = 1.5$ pour l'axe rapide. Les LCQ enterrés avec un guide de 14 μm présentent un profil de faisceau avec 2 ou 3 lobes et un M^2 de 4.6 pour une puissance de sortie approchant le watt.

Tableau 5.1. Caractéristiques géométriques des guides des LCQ

LCQ	Largeur du Guide (μm)	Longueur du Guide (mm)
1	6	4
2	6	4
3	8	5
4	8	5
5	8	5

Nous donnons sur la Figure 5.1 les caractéristiques puissance/courant et tension/courant des cinq LCQ en régime continu et à température ambiante. Le rendement électrique/optique des LCQ enterrés de 5.3% a été amélioré par rapport aux LCQ classiques présentés précédemment qui présentaient un rendement de 2.5%.

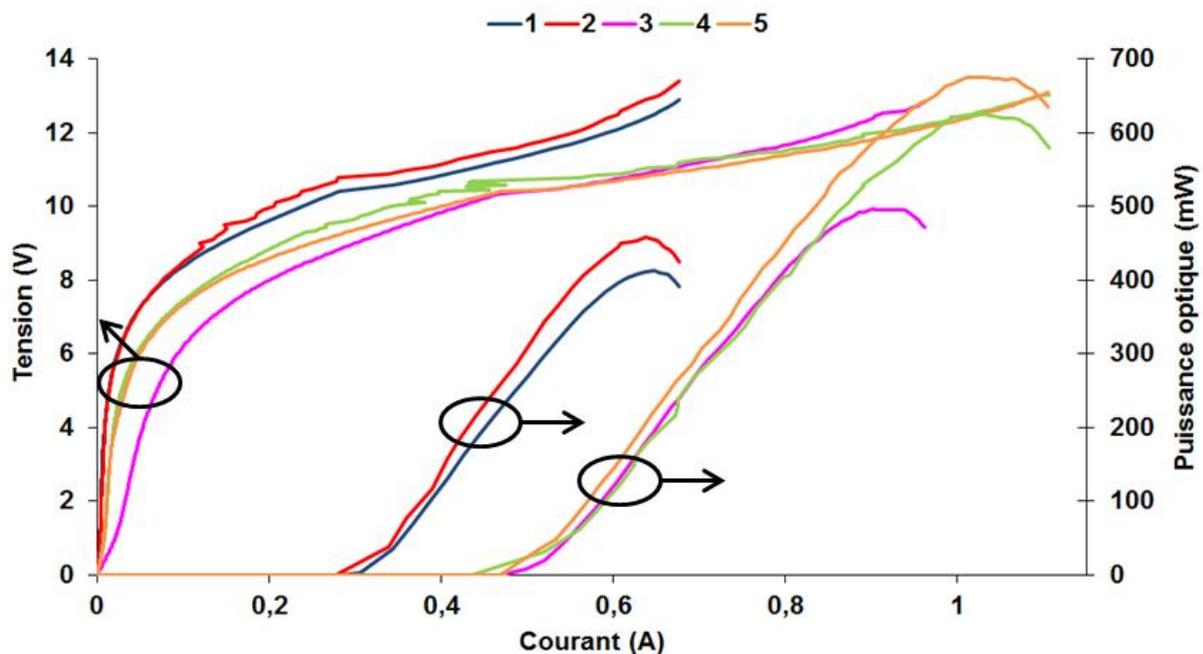


Figure 5.1. Caractéristiques puissance/courant et tension/courant des cinq LCQ en régime continu et à température ambiante (avant traitement antireflet).

Les courants au seuil d'oscillation dépendent de la géométrie du guide mais la densité de courant au seuil est constante et vaut environ 1.2 kA.cm^{-2} . Les pentes des caractéristiques puissance/courant varient entre 1.35 W.A^{-1} et 1.6 W.A^{-1} , alors qu'elle était de 0.9 W.A^{-1} pour les LCQ non-enterrés utilisés pour la cavité Michelson. Pour une géométrie de guide donnée, les puissances optiques maximales obtenues peuvent varier d'une puce à l'autre.

A cause de la grande divergence des LCQ, ces derniers sont collimatés à l'aide des mêmes lentilles de grande ouverture présentées précédemment d'ouverture 0.86 et de focale 1.88 mm. Nous avons vu dans la partie précédente qu'en utilisant des bras de longueurs trop différentes ($\Delta L = 270$ mm au Chapitre 4), on introduisait des pertes additionnelles dans la cavité externe à cause d'une mauvaise réinjection du faisceau dans le LCQ sur un aller-retour. On s'efforcera ici de faire en sorte que les différences de longueur entre les N bras dans la cavité commune ne soient pas aussi importantes. Chaque LCQ et son support en cuivre est placé sur un module thermoélectrique à effet Peltier et un radiateur à eau pour pouvoir réguler la température de l'embase à $T = 20^\circ\text{C}$.

1.2. Caractéristiques des LCQ en cavité externe individuelle

Pour faciliter la mise en phase dans la cavité externe, les facettes de sortie des LCQ sont traitées antireflet. Le traitement utilisé ici est un dépôt bicouche de silice (SiO_2) et d'oxyde de titane (TiO_2) avec une réflectivité mesurée par réflectométrie de $R_{\text{AR}} \sim 2\%$.

Nous avons montré lors de l'utilisation de LCQ en cavité externe au Chapitre 4, que la puissance extraite de ces cavités dépendait de la longueur du bras externe. En effet, le calcul mené sur la Figure 4.7 confirme que le facteur de couplage C et donc les pertes par réinjection dans le LCQ augmentent avec la longueur du bras externe. Pour s'affranchir de la dépendance des pertes par réinjection avec la longueur du bras de la cavité externe, une solution consiste à utiliser une lentille de focalisation LF, permettant d'imager la facette de sortie du LCQ sur le miroir de sortie MS. Ainsi, si l'on suppose par exemple les distances $d_{\text{LCQ-LC}}$ entre le LCQ et LC et $d_{\text{LC-LF}}$ entre LC et LF fixées, il est toujours possible de régler la distance $d_{\text{LF-MS}}$ entre LF et MS pour obtenir un couplage C proche de 1. C'est cette solution qui sera utilisée dans le schéma expérimental de la cavité à 5 bras où la lentille de collimation sera placée sur le bras commun, juste après le réseau de Damman.

Les LCQ traités antireflet sont insérés dans une cavité externe unitaire selon le schéma présenté sur la Figure 5.2. La cavité externe s'étend de la facette arrière du LCQ traitée HR au miroir de sortie, qui, comme précédemment est une lame d'AsGa $R = 30\%$ (la face arrière est traitée antireflet). La longueur totale du bras de la cavité externe est choisie de telle sorte qu'elle corresponde à la longueur du bras dans la cavité à cinq bras finale. Les focales de LC et LF sont de $f = 1.88$ mm et $f = 200$ mm respectivement.

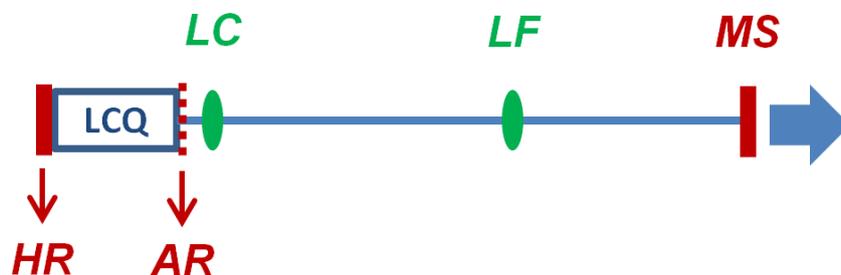


Figure 5.2. Schéma d'un LCQ traité antireflet en cavité externe unitaire. LC : lentille de collimation, LF : lentille de focalisation, MS : miroir de sortie, HR : traitement HR de la facette arrière du LCQ, AR : traitement antireflet de la facette avant du LCQ.

Pour régler cette cavité, la solution la plus simple consiste à collimater au préalable le LCQ, à fixer la distance entre LC et LF puis à régler finement MS. En effet, le système d'imagerie constitué des deux lentilles présente un grandissement longitudinal très élevé de $(f_{LF}/f_{LC})^2 \sim 10000$. Par conséquent, il est nettement plus aisé de fixer la position de la lentille de collimation, dont le réglage est très sensible, et d'ajuster celle du miroir de sortie.

Cependant, cette méthode de réglage simple n'est pas réalisable en pratique. Il faut prendre en compte le fait que dans la cavité finale à cinq bras, LF et MS sont placés sur le bras commun. Ainsi, les cinq distances d_{LC-LF} n'étant pas égales, ajuster la position de MS ne sera pas suffisant pour régler la cavité globale. Pour cela, il faut à l'inverse fixer d_{LF-MS} et régler la position des différentes LC.

En pratique, chaque LCQ est réglé en cavité externe individuelle selon ce processus suivant : dans un premier temps, on fixe les distances entre LF et MS et entre le LCQ et LF aux valeurs qu'elles auront effectivement dans la cavité à cinq bras, puis on règle finement la position de LC pour maximiser la puissance de sortie. Si l'on impose par exemple $d_{LC-LF} = 320$ mm et $d_{LF-MS} = 200$ mm et que d_{LCQ-LC} est ajustée, alors on montre que l'on atteint également un fort couplage. Cependant, la tolérance sur la position de LC est de quelques microns seulement (voir Figure 5.3) : la moindre erreur sur la position de LC fait chuter la puissance de sortie. Par conséquent, nous verrons au paragraphe suivant que les lentilles de collimation sont collées au support du LCQ pour fixer leurs positions et éviter les instabilités.

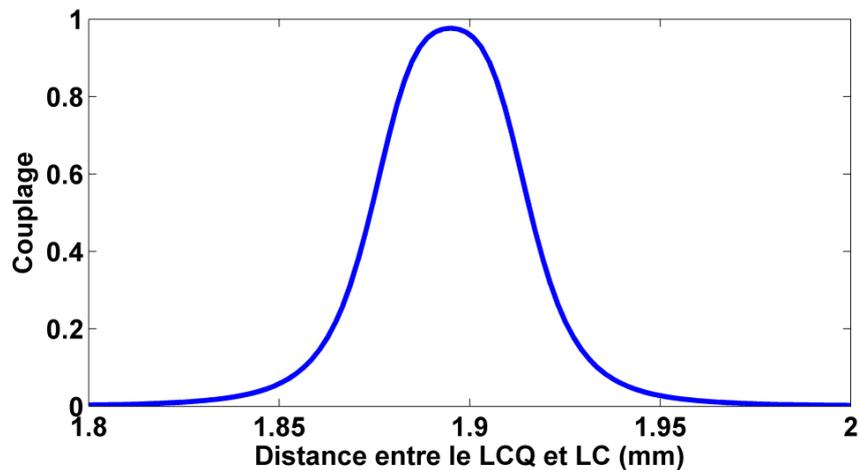


Figure 5.3. Couplage C en fonction de la distance entre la lentille de collimation et le LCQ pour une LC de focale $f = 1.88$ mm, une LF de focale $f = 200$ mm, $d_{LC-LF} = 320$ mm et $d_{LF-MS} = 200$ mm.

Chacun des LCQ est monté en cavité externe unitaire et les caractéristiques puissance/courant obtenues sont représentées sur la Figure 5.4. On obtient en sortie de cavité externe ainsi 85% de la puissance initiale pour les LCQ 3 et 5 mais seulement 75% pour les LCQ 1, 2 et 4.

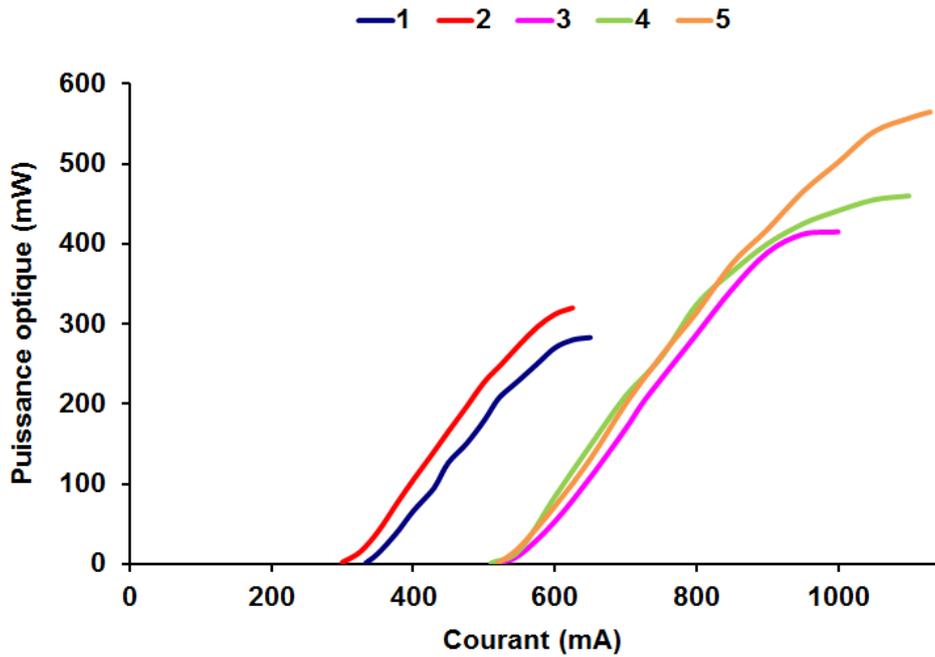


Figure 5.4. Caractéristique puissance optique / courant des LCQ en cavité externe individuelle.

Le réseau de Dammann utilisé présente une efficacité de 75% (voir Chapitre 3, paragraphe 3.4.2). Aussi, dans la cavité à cinq bras, si la mise en phase entre les émetteurs est parfaite alors l'efficacité de combinaison sera de 75% (voir Annexe B). Ainsi les pertes ajoutées dans la cavité globale par rapport aux cavités externes individuelles étudiées précédemment seront (au moins) de 25% par passage. Afin de simuler de la présence du réseau de Dammann, nous avons introduit dans chacune des cavités externes individuelles des pertes additionnelles. Pour cela, nous avons utilisé une lame semi-réfléchissante 50/50. Ces lames sont en fait très sensibles à l'angle d'incidence du faisceau. Ainsi des pertes par passage entre 20% et 65% peuvent être ajoutées dans la cavité. Pour chacun des LCQ, nous avons introduit la lame semi-réfléchissante (voir Figure 5.5) dans le bras externe et nous avons mesuré la puissance de sortie pour plusieurs inclinaisons correspondant à des réflectivités au préalable calibrées.

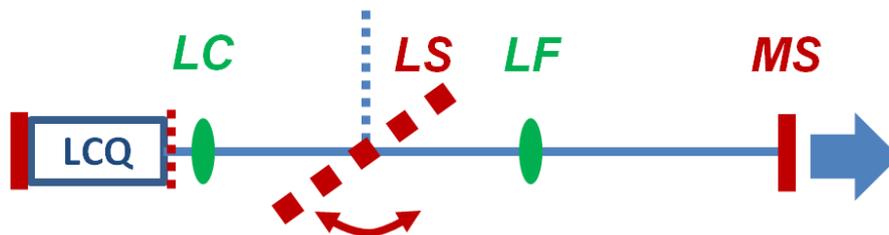


Figure 5.5. Schéma d'un LCQ traité antireflet en cavité externe unitaire. LC : lentille de collimation, LF : lentille de focalisation de focale f , MS : miroir de sortie, LS : lame semi-réfléchissante.

Nous montrons sur la Figure 5.6 les caractéristiques puissance/courant obtenues pour différents niveaux de pertes additionnelles dues à l'inclinaison de la lame pour le LCQ 2.

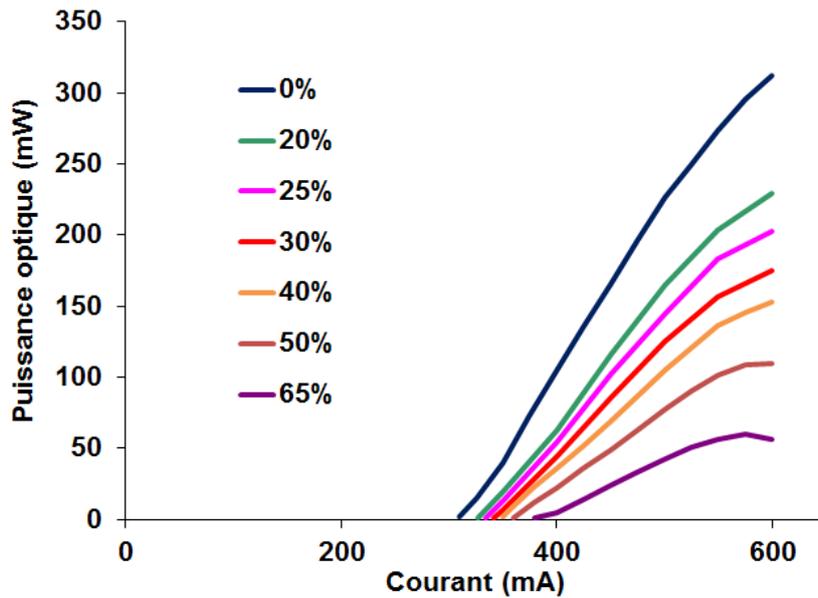


Figure 5.6 Caractéristiques puissance courant du LCQ 2 pour différents niveaux de pertes additionnelles.

Si l'on compare les caractéristiques puissance/courant obtenues dans le cas « sans lame » et dans le cas où le niveau de pertes additionnelles est de 25% par passage, le seuil passe de 305 mA à 335 mA alors que la pente passe de 1.1 W.A^{-1} à 0.75 W.A^{-1} . Ainsi, à cause des pertes supplémentaires, la puissance de sortie maximale passe de 320 à 200 mW, soit une réduction de près de 40% de la puissance extraite. Cette chute de puissance se retrouvera lors de la combinaison des cinq LCQ en cavité externe avec le réseau de Dammann présentant 25% de pertes par passage. Nous représentons sur la Figure 5.7 la variation du rapport $\frac{P_{LCQ,X}}{P_{LCQ,0}}$ entre la puissance maximale extraite du LCQ 2 en cavité externe individuelle pour un niveau de pertes donné de X% par passage et la puissance maximale extraite du LCQ 2 en cavité externe individuelle.

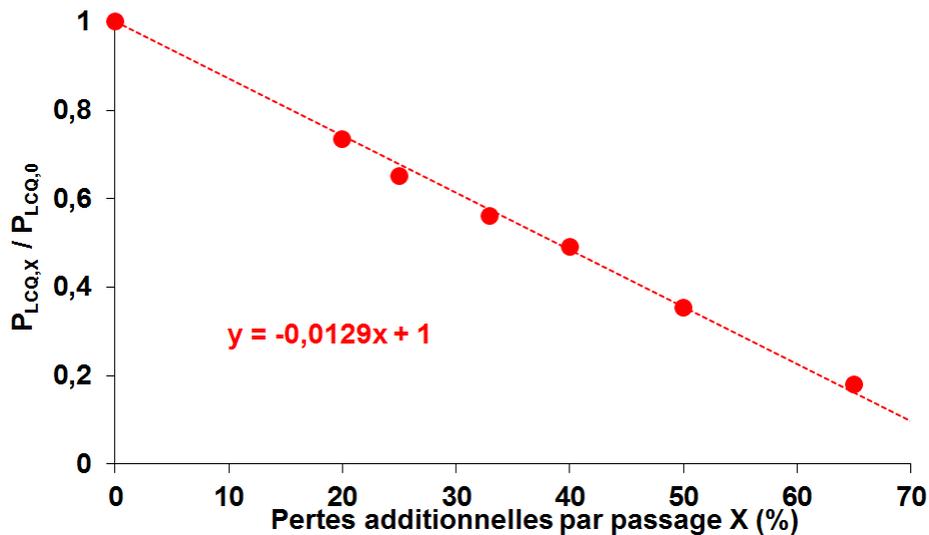


Figure 5.7. Variation de $P_{LCQ,X} / P_{LCQ,0}$ pour différents niveaux de pertes additionnelles par passage X.

Ainsi, on obtient une interpolation linéaire la valeur du rapport $\frac{P_{LCQ,X}}{P_{LCQ,0}}$ avec le niveau de pertes X :

$$\frac{P_{LCQ,X}}{P_{LCQ,0}} = -\alpha X + 1 \quad (5-1)$$

avec $\alpha = 0.0129$. Cette relation nous permettra par la suite d'obtenir une valeur approchée de la puissance que l'on peut extraire d'un LCQ en cavité externe avec un niveau de pertes donné X. Nous vérifions pour les autres LCQ en cavité externe que la relation (5-1) est vérifiée. Cette technique expérimentale d'introduction de pertes additionnelles dans une cavité externe pour chacun des LCQ permet de s'abstenir de passer par une modélisation théorique de la puissance extraite de ces LCQ qui nécessite au préalable une mesure fine du gain de la zone active et des pertes du guide.

Enfin, nous avons mesuré la qualité de faisceau du faisceau de sortie des deux cavités externes. Elle a été trouvée identique à celle des LCQ seuls puisque l'on trouve $M^2 = 1.2$ pour l'axe lent et $M^2 = 1.5$ pour l'axe rapide.

1.3. Caractéristiques des LCQ en cavité Littmann

Afin d'estimer la largeur de bande typique du gain des LCQ utilisés, nous avons inséré le LCQ 1 dans une cavité externe de type Littmann [103]. Le LCQ, après traitement antireflet, est placé dans une cavité externe avec un réseau de diffraction blazé à $5 \mu\text{m}$ (efficacité de diffraction $> 80\%$ dans l'ordre +1) et le miroir de 30% de réflectivité utilisé dans le paragraphe précédent. Le schéma utilisé est présenté sur la Figure 5.8.

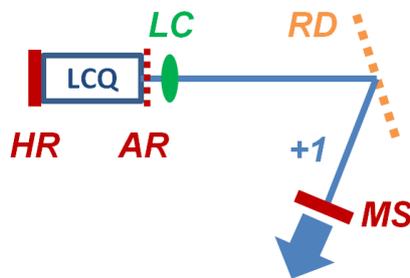


Figure 5.8. Schéma d'une cavité Littmann. LC : lentille de collimation. RD : réseau de diffraction blazé à $5 \mu\text{m}$. MS : miroir de sortie placé sur l'ordre +1 du réseau.

Le miroir de sortie est placé sur l'ordre +1 du réseau de diffraction. Afin de minimiser les pertes, la cavité externe sélectionne la longueur d'onde d'oscillation qui est effectivement diffractée dans la direction normale au miroir de sortie. Les autres longueurs d'onde de la bande de gain du LCQ sont éliminées par la cavité car elles subissent trop de pertes : elles sont diffractées par le réseau dans des directions qui ne correspondent pas à la normale du miroir de sortie. La cavité Littmann permet donc d'affiner le spectre d'émission du LCQ.

La longueur d'onde ainsi sélectionnée dépend de l'angle entre la direction normale au plan du réseau et le faisceau incident sur ce dernier ainsi que de l'angle entre la direction normale au plan du réseau et la direction normale au miroir de sortie. En changeant ces angles il est possible de sélectionner une longueur d'onde d'oscillation différente : on peut par exemple fixer la position du réseau et tourner le miroir de sortie ou inversement. On peut ainsi

obtenir une émission au spectre fin sur une plage d'accordabilité qui dépend de la largeur de bande du gain du LCQ. Tout en tournant le miroir de sortie, nous avons mesuré la puissance émise par la cavité Littmann ainsi que la longueur d'onde d'émission. On représente sur la Figure 5.9 la puissance obtenue en fonction de la longueur d'onde sélectionnée par le réseau. On montre également un spectre d'émission typique : la largeur à mi-hauteur mesurée est de 0.5 nm, limitée par la résolution du spectromètre.

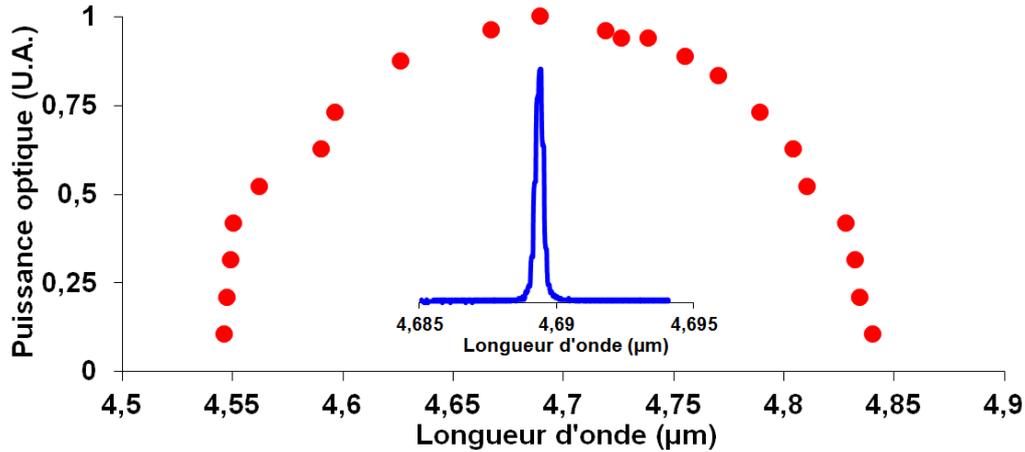


Figure 5.9. (Rouge) Puissance optique de la cavité Littmann en fonction de la longueur d'onde d'émission mesurée. (Bleu) Spectre d'émission typique de la cavité Littmann (résolution 0.5 nm).

La largeur « à 50% » de la courbe d'accordabilité du LCQ en cavité Littmann est de 250 nm et la largeur à « 90% » est de 100 nm autour de la longueur d'onde centrale de 4.7 μm. Nous considérerons que la largeur spectrale sur laquelle le LCQ peut osciller sans perte de puissance significative est de l'ordre de 100 nm. C'est cette valeur que nous avons utilisée comme « largeur de bande du gain » pour les simulations au Chapitre 2.

2. La cavité externe avec réseau de Dammann

2.1. Montage expérimental

Les LCQ traités antireflet sont placés dans les bras d'une cavité externe à N bras (voir Figure 5.10). Chaque LCQ est collimaté à l'aide d'une lentille de collimation de grande ouverture. Pour coupler les N bras on utilise le réseau de Dammann présenté dans la partie 3.4 du Chapitre 3. Ce réseau est capable de combiner les cinq faisceaux issus des LCQ avec une efficacité de 75%. Les longueurs des bras sont de $L_i \sim 320$ mm pour les cinq bras situés avant le réseau et $L_0 \sim 200$ mm pour le bras commun. A cause de la géométrie de la cavité, les longueurs L_i ne sont pas égales entre elles et sont échelonnées entre 314 et 322 mm. Nous avons vu au Chapitre 2, que ces différences de longueurs entre les bras augmentaient la probabilité de trouver un mode longitudinal de la cavité commune dans la largeur de bande du gain des LCQ. Pour être capable de superposer finement les faisceaux des LCQ avec les ordres du réseau de Dammann, nous avons inséré dans chaque bras un couple de miroirs de réglage avec un traitement or. Une lentille de focalisation de focale 200 mm est insérée dans le bras commun. Un miroir de sortie M_0 de réflectivité 30% (la lame d'AsGa de la partie précédente traitée antireflet sur une face) est placé sur le bras commun. La cavité Michelson s'étend des facettes arrière des LCQ traitées HR ($M_1 \dots M_5$) au miroir de sortie M_0 .

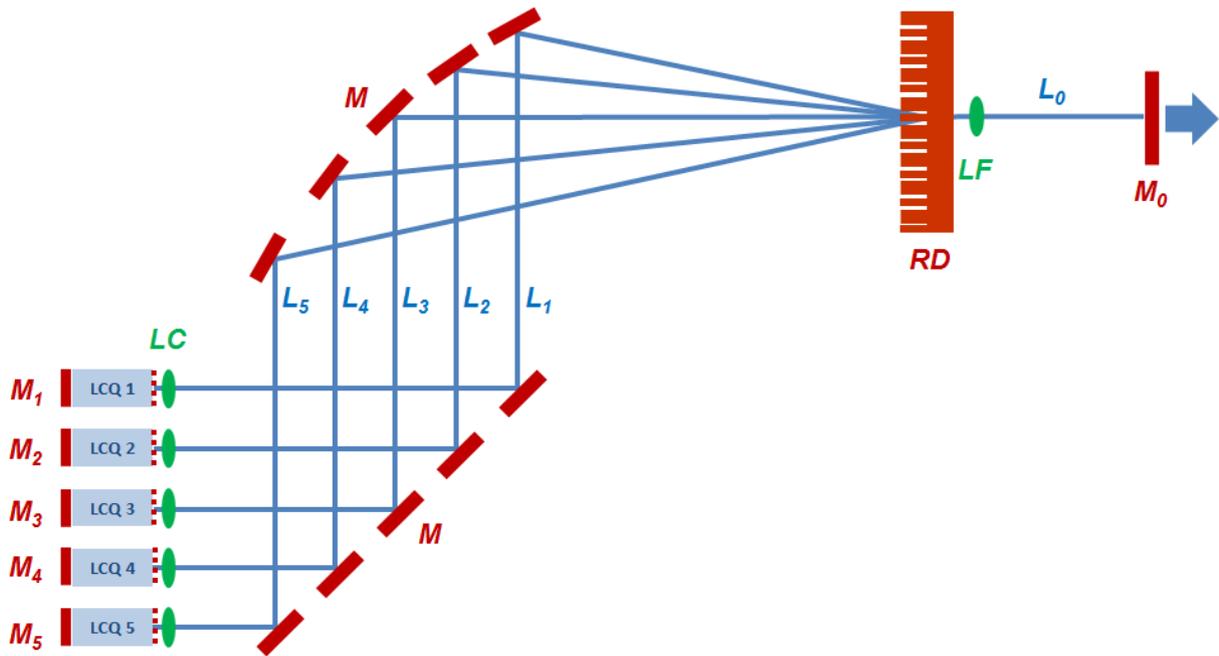


Figure 5.10. Montage expérimental: $M_1 \dots M_5$ miroirs de fond de cavité, M miroirs réglables, M_0 miroir de sortie, LC lentille de collimation, LF lentille de focalisation, RD réseau de Dammann.

Le réseau de Dammann a été conçu pour combiner des faisceaux incidents polarisés selon la direction parallèle aux lignes du réseau (polarisation TE). Comme nous l'avons déjà dit, l'émission des LCQ est polarisée linéairement dans la direction perpendiculaire aux couches de la zone active [17]. Ainsi, en plaçant les supports de LCQ à plat, comme on le voit sur la Figure 5.11, les polarisations des faisceaux incidents sont bien parallèles entre elles et parallèles aux lignes du réseau.

Sur l'architecture proposée sur la Figure 5.10, les longueurs de bras résultantes et l'encombrement global du dispositif dépendent de l'espacement entre deux LCQ adjacents. Nous avons donc dessiné une nouvelle monture plus compacte pour les LCQ pour pouvoir les rapprocher. Nous montrons sur la Figure 5.11 une vue d'un LCQ inséré dans son support en cuivre. Nous avons vu précédemment (voir Figure 5.3) que les performances de la cavité sont très dépendantes de la position de LC. Par conséquent, les lentilles de collimation sont collées au support du LCQ pour les fixer et réduire les instabilités.

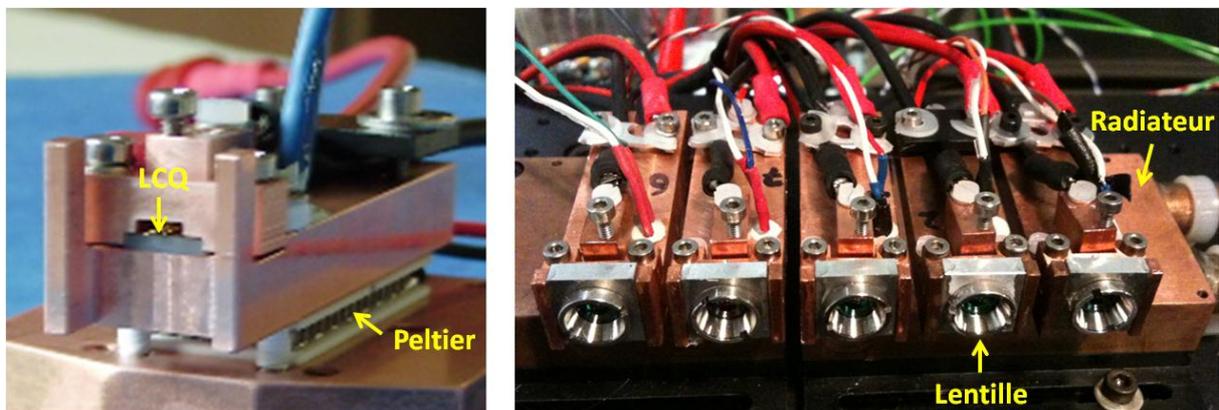


Figure 5.11. (Gauche) Vue d'un LCQ inséré dans son support de cuivre et monté sur un module thermoélectrique à effet Peltier (Droite) Vue des cinq LCQ avec leur lentille de collimation collée.

- Procédure de collimation

La lentille de collimation est montée dans un support en aluminium rectangulaire destiné à être collé entre les deux montants en cuivre visibles sur la Figure 5.11. La lentille et sa monture sont positionnées entre les montants à l'aide d'un bras escamotable. Ce bras possède à son extrémité une pince pour tenir la monture de la lentille. L'orientation et la position de la lentille sont contrôlées selon les six degrés de liberté. Le réglage du positionnement de la lentille se fait en cavité externe. Le LCQ est dans un premier temps collimaté puis est inséré dans une cavité externe individuelle (Figure 5.2) dont la longueur est identique à celle que le LCQ concerné verra dans la cavité à 5 bras. Comme expliqué auparavant, le LCQ étant traité antireflet, les premiers alignements se font obligatoirement en régime pulsé. Une fois la cavité externe alignée, on peut passer en régime continu. La puissance de sortie (continue) de cette cavité externe individuelle est optimisée à l'aide de l'orientation du miroir de sortie et de la position fine de la lentille de collimation. Lorsqu'un optimum de puissance est atteint, le support rectangulaire de lentille de collimation est fixé aux montants en cuivre en insérant de la colle entre les montants et le bord du support de la lentille. La puissance est surveillée durant le séchage de la colle. On procède ainsi à la collimation et au collage de la lentille pour chacun des LCQ. On montre sur la Figure 5.11 une vue des cinq LCQ avec leur lentille de collimation réglée et collée.

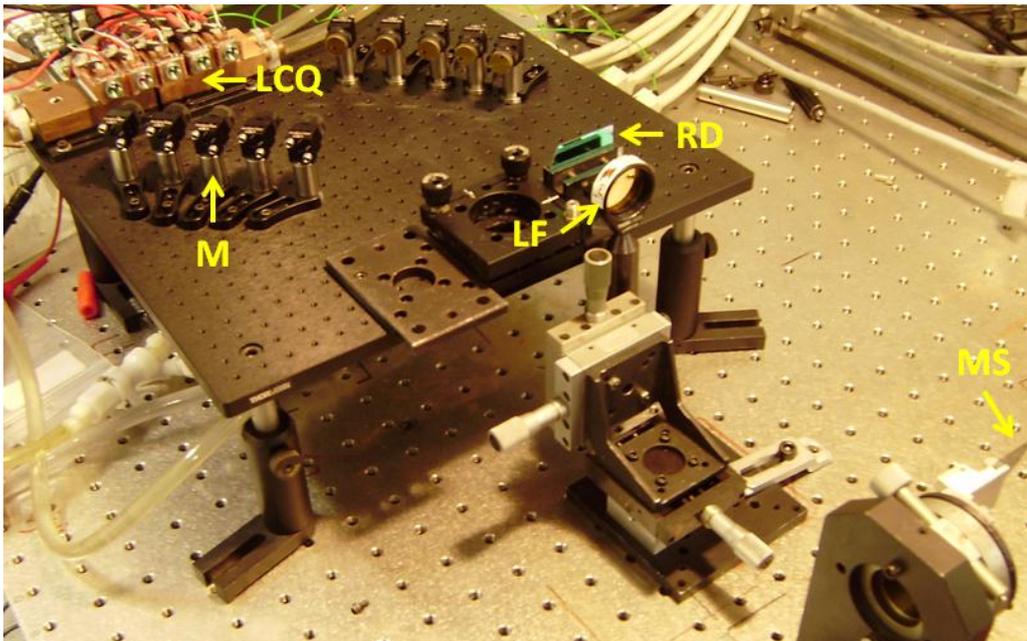


Figure 5.12. Vue d'ensemble de la cavité. M : miroirs en or réglables, RD : réseau de Dammann, LF : lentille de focalisation, MS : miroir de sortie.

- Procédure d'alignement de la cavité

Les LCQ sont ensuite alignés sur le réseau de Dammann. Encore une fois, ces premiers alignements sont faits en régime pulsé. Dans un premier temps, les couples de miroirs de réglage sont placés sur chaque bras. Le réseau de Dammann est ensuite positionné et aligné sur le faisceau central (LCQ 3), qui lui est perpendiculaire dans l'architecture proposée. A l'aide des miroirs réglables, les autres faisceaux sont tour à tour alignés sur les ordres du réseau. Pour cela, nous utilisons la diffraction du faisceau central

par le réseau qui définit les directions des ordres. On regarde ensuite la diffraction du faisceau de chacun des autres LCQ et on aligne les ordres obtenus aux ordres du faisceau central en prenant garde au décalage dû à l'angle d'incidence sur le réseau.

Enfin, la cavité est fermée à l'aide du miroir de sortie dont la position et l'orientation sont finement ajustées. Une vue globale de la cavité est présentée sur la Figure 5.12. Si, lors de l'étape précédente, les faisceaux des LCQ ont été soigneusement alignés sur les ordres du réseau en régime pulsé alors la cavité globale fonctionne en régime continu. La puissance de sortie n'est cependant pas optimale. Il est alors nécessaire de régler à nouveau tous les miroirs de réglage ainsi que le miroir de sortie pour affiner l'alignement de la cavité. On procède au réglage de ces miroirs de manière itérative jusqu'à maximiser la puissance de sortie de la cavité.

2.2. Préambule aux mesures expérimentales

Comme expliqué dans le chapitre 2, la combinaison cohérente dans une cavité externe à N bras est fondée sur la minimisation des pertes dans la cavité globale. Ainsi, la cavité va établir une relation de phase fixe entre les cinq bras et va sélectionner la bonne relation de phase entre ces derniers ainsi que la bonne longueur d'onde d'oscillation pour que les cinq faisceaux interfèrent constructivement dans le bras commun correspondant à l'ordre 0 du réseau de Dammann (voir Figure 5.13) et destructivement dans les autres ordres (dont certains sont représentés par des pointillés).

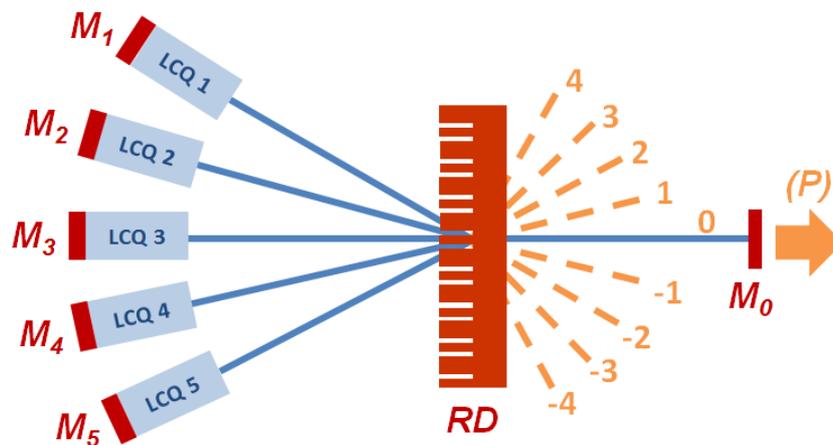


Figure 5.13. Schéma de principe de la cavité externe: $M_1 \dots M_5$: miroirs de fond de cavité, M_0 : miroir de sortie, RD : réseau de Dammann, $-4, -3, \dots, 3, 4$: quelques ordres du RD, (P) : sortie de la cavité.

Lorsque la combinaison des faisceaux dans la cavité est réalisée, le faisceau combiné sort par la voie (P) et les ordres $i \neq 0$ du réseau sont autant de voies de pertes. L'efficacité de combinaison η , telle que définie au chapitre 2, s'écrit :

$$\eta = \frac{P_0}{\sum_i P_i} \quad (5-2)$$

avec P_i la puissance dans l'ordre i tel qu'explicité sur la Figure 5.13. P_0 la puissance dans le bras commun (0) se déduit de la puissance P_P de la sortie (P) par :

$$P_0 = \frac{P_P}{1 - R_0} \quad (5-3)$$

Le réseau de Dammann a été conçu pour séparer un faisceau incident en 5 faisceaux de puissances égales. Idéalement, afin de maximiser l'efficacité de combinaison, les puissances dans les cinq bras doivent donc être à peu près égales (on a vu au 3.1 du Chapitre 2 qu'une égalité stricte n'est pas nécessaire pour obtenir une bonne efficacité de combinaison). Il s'agit de déterminer le courant à injecter dans chaque LCQ de telle sorte que les puissances qu'ils fournissent individuellement à la cavité globale soient égales. Nous utilisons pour cela les caractéristiques puissance/courant des LCQ en cavité externe individuelle avec 25% de pertes additionnelles par passage simulant les pertes introduites par le réseau de Dammann dans la cavité globale (voir 1.2 de ce chapitre). Il est ainsi possible, à partir des mesures précédentes, de déterminer l'ensemble des cinq courants $[I_i]_{i=1..5}$ à injecter dans chacun des LCQ de telle sorte que les cinq cavités externes individuelles délivrent une même puissance optique donnée $P_{\text{individuelle}}$. Par exemple, pour $P_{\text{individuelle}} = 150 \text{ mW}$, on trouve $[I_i] = [575 \ 510 \ 745 \ 760 \ 750] \text{ mA}$. En utilisant ces valeurs de courant, on fait en sorte que les puissances circulant dans chacun des cinq bras de la cavité globale soient très proches.

Pour chaque valeur de $P_{\text{individuelle}}$ visée, on règle les courants des LCQ aux valeurs $[I_i]$ précédemment déterminées puis on mesure la puissance contenue dans la voie de sortie (P) et dans les voies de pertes correspondant aux ordres $i \neq 0$ du réseau. On en déduit la valeur de l'efficacité de combinaison telle que définie par (5-2).

Étant donné que le réseau de Dammann introduit 25% de pertes additionnelles par passage dans la cavité commune, on peut s'attendre à obtenir au mieux une puissance de sortie de la cavité à 5 bras de $P_P = P_{\text{totale},25}$, avec $P_{\text{totale},25}$ la puissance totale que peuvent fournir les cinq LCQ en cavité externe individuelle en tenant compte des pertes dues au réseau (soit $P_{\text{totale},25} = 5 \cdot P_{\text{individuelle}}$). En pratique, nous verrons que la puissance dans le faisceau combiné est inférieure à la puissance théorique $P_{\text{totale},25}$. Ceci s'explique par la présence d'autres pertes additionnelles en plus de celles introduites par le réseau : appelons X le niveau réel de pertes par passage correspondant à la puissance de sortie effectivement obtenue dans le faisceau combiné :

$$P_P = P_{\text{totale},X} \quad (5-4)$$

Nous avons vu dans les Chapitres précédents que différentes causes peuvent faire chuter la puissance dans le faisceau combiné :

- Les pertes introduites par le réseau de Dammann qui présente une efficacité de $\eta_R = 75\%$ (voir Chapitre 3).
- Une efficacité de combinaison η_C non idéale due à la difficulté pour la cavité globale de trouver un mode longitudinal sur la bande de gain des LCQ en environnement non-protégé d'une part et au recouvrement spatial imparfait des LCQ dans le plan du réseau d'autre part (voir Chapitre 2).

Dans le sens 1 vers 5, l'efficacité de séparation est égale à l'efficacité du réseau η_R , mais dans le sens 5 vers 1 l'efficacité de combinaison est de :

$$\eta = \eta_R \eta_C \quad (5-5)$$

On peut ajouter à ces causes identifiées dans les chapitres précédents :

- Un terme η_S de pertes supplémentaires dues, par exemple, à un réglage imparfait. Nous verrons notamment qu'un léger désalignement des lentilles de collimation, pourtant collées, peut conduire à une chute de la puissance dans le faisceau combiné. η_S est un terme correctif qui comptabilise toutes les pertes autres que celles introduites par le réseau ou dues à une combinaison cohérente imparfaite.

En conclusion, les pertes additionnelles totales correspondant au niveau de puissance réellement mesuré peuvent s'écrire :

$$X = 1 - \sqrt{\eta_R(\eta_R \eta_C) \eta_S} = 1 - \eta_R \sqrt{\eta_C \eta_S} \quad (5-6)$$

Nous représentons sur la Figure 5.14 la variation typique de la puissance optique dans le faisceau combiné ($P_P = P_{\text{totale},X}$) en fonction de $P_{\text{individuelle}}$. Cette puissance est comparée à la puissance totale que l'on obtiendrait des 5 LCQ en cavité externe individuelle sans pertes additionnelles ($P_{\text{totale},0}$) et avec des pertes additionnelles correspondant à celles introduites par le réseau de Dammann ($P_{\text{totale},1-\eta_R} = P_{\text{totale},25}$). On représente également la puissance totale que l'on obtiendrait en présence de pertes additionnelles correspondant à celles introduites par le réseau de Dammann et une combinaison imparfaite ($P_{\text{totale},1-\eta_R \sqrt{\eta_C}}$).

A partir de la mesure expérimentale de P_P , il est possible de déterminer le niveau de pertes réel X à l'aide de la relation (5-1). Comme on connaît $\eta_R = 75\%$ et que η_C peut être calculée à partir de la mesure expérimentale de l'efficacité de combinaison η , on peut alors calculer les pertes supplémentaires η_S en utilisant la relation (5-6).

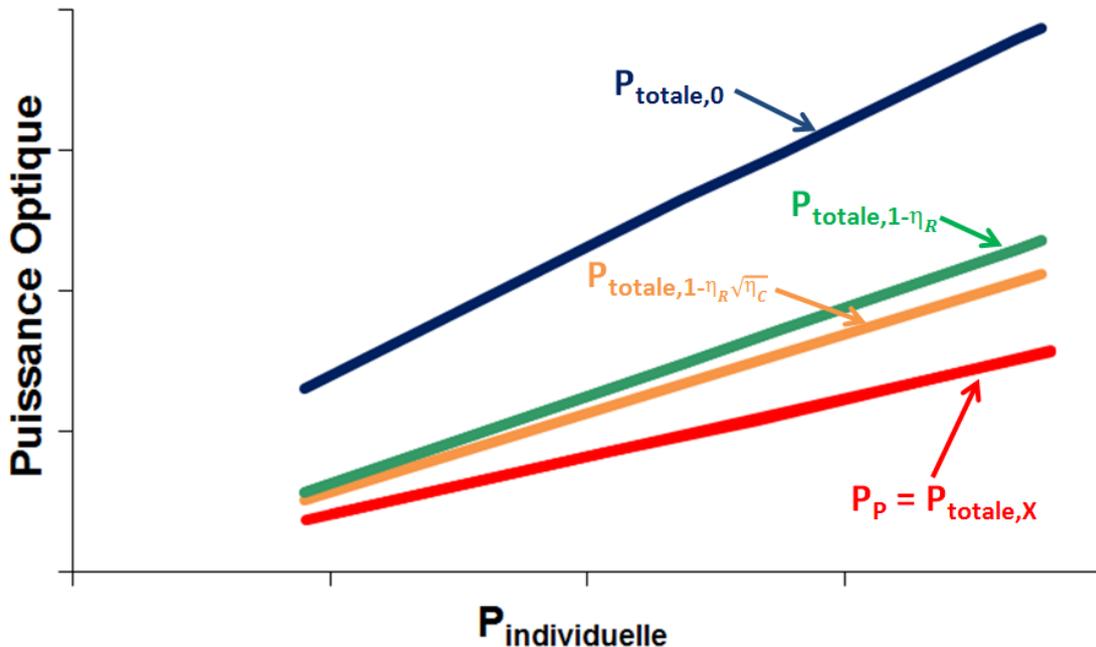


Figure 5.14. Caractéristiques Puissance optique / $P_{\text{individuelle}}$ typique. (Rouge) Puissance dans le faisceau combiné (P_P) comparée à la somme des puissances des cinq LCQ en cavité externe individuelle avec différents niveaux de pertes additionnelles par passage.

Définissons enfin le rendement total β du système comme le rapport entre la puissance de sortie de la cavité à N bras P_P et la puissance totale $P_{totale,0}$ que peuvent fournir les cinq LCQ en cavité externe individuelle:

$$\beta = \frac{P_P}{P_{totale,0}} \quad (5-7)$$

2.3. Résultats expérimentaux

Deux versions de l'architecture générale de la cavité sont ici étudiées et comparées. La première configuration correspond à celle présentée sur la Figure 5.10. Dans la deuxième configuration, la longueur du bras central est augmentée de 100 mm. En effet, nous avons vu au Chapitre 2 qu'une solution simple pour améliorer l'efficacité de combinaison moyenne consiste à augmenter la longueur d'un seul des bras de la cavité. En allongeant un seul des bras, il est possible d'améliorer l'efficacité de combinaison et la stabilité du système (voir Figure 2.13). Ainsi, un allongement de 100 mm produit une augmentation relative de l'efficacité de combinaison moyenne de 5.5% et une baisse relative de la fluctuation de l'efficacité de 60%. Nous montrons sur la Figure 5.15 le schéma de principe de la cavité externe étudiée dans ce paragraphe avec le bras central qui a été allongé d'environ 100 mm.

Par la suite, ces deux versions de la cavité seront respectivement appelées « cavité courte » et « cavité longue ».

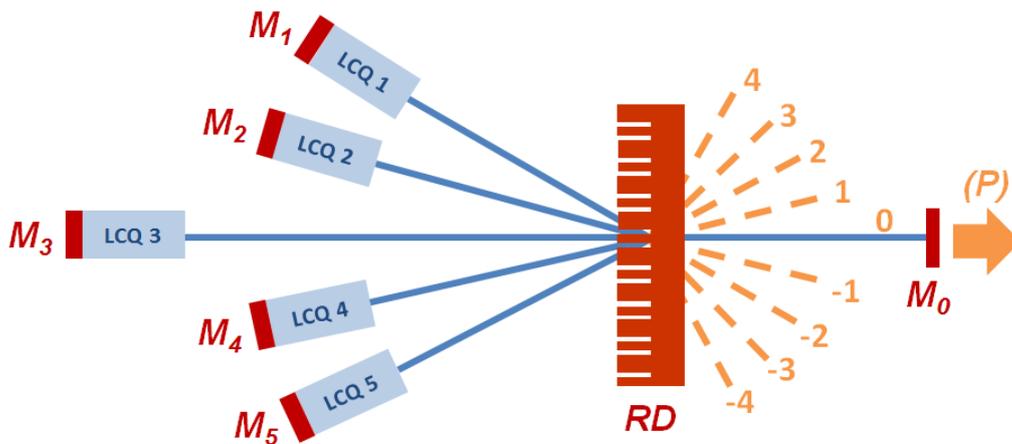


Figure 5.15. Schéma de la cavité « longue »: $M_1 \dots M_5$: miroirs de fond de cavité, M_0 : miroir de sortie, RD : réseau de Dammann, -4,-3,..., 3,4 : quelques ordres du RD, (P) : sortie de la cavité.

L'allongement de la longueur du bras central implique de régler à nouveau la lentille de collimation du LCQ 3. Comme nous l'avons expliqué au 1.2 de ce Chapitre, dans la configuration avec une lentille de collimation et une lentille de focalisation située dans le bras commun, il est toujours possible de trouver un réglage de ces lentilles correspondant à des pertes dues à la réinjection dans le guide du faisceau circulant dans le bras externe minimales, et ce quel que soit la longueur entre le LCQ et la lentille de focalisation. Ainsi, en réglant finement la lentille de collimation, on retrouve une caractéristique puissance/courant pour le LCQ 3 en cavité externe individuelle avec un bras externe allongé similaire à celle mesurée dans le cas d'une longueur de bras plus courte telle qu'étudié au 1.2 de ce Chapitre.

2.3.1.

Puissance de sortie et efficacité de combinaison

On représente la variation de la puissance du faisceau combiné P_P et de l'efficacité de combinaison η en fonction de $P_{\text{individuelle}}$ pour les deux configurations de cavité sur la Figure 5.16. On représente sur la même figure la variation de la puissance totale $P_{\text{totale},25}$ que peuvent fournir les cinq LCQ en cavité externe individuelle en tenant compte des 25% de pertes par passage dues au réseau de Dammann (voir 1.2), soit $P_{\text{totale},25} = 5.P_{\text{individuelle}}$.

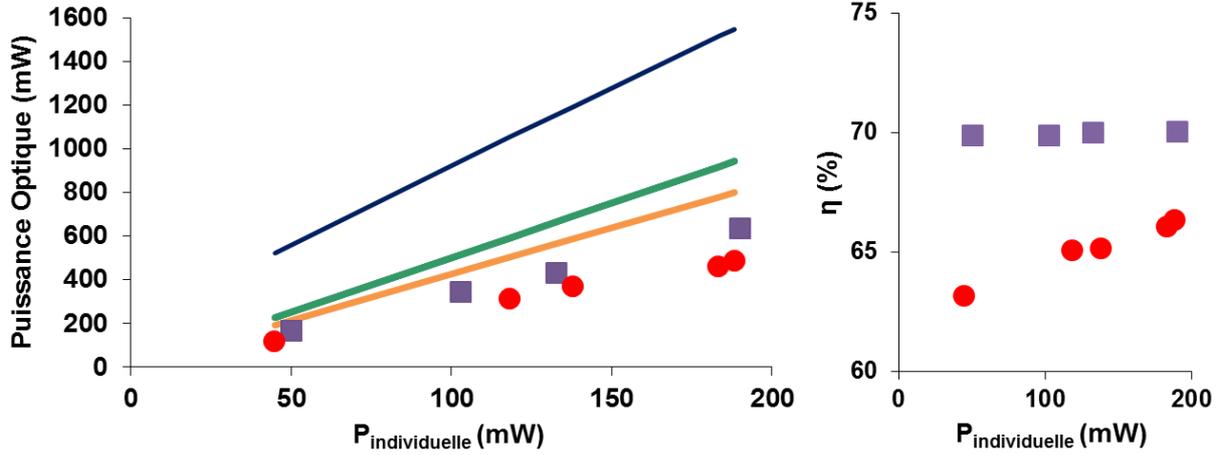


Figure 5.16. (Gauche) Puissance dans le faisceau combiné en fonction de $P_{\text{individuelle}}$ pour la cavité « courte » (Rouge) et « longue » (Violet). Bleu/Vert/Orange : $P_{\text{totale},0} / P_{\text{totale},25} / P_{\text{totale},28}$ somme des puissances des cinq LCQ en cavité externe individuelle avec 0% / 25% / 28% de pertes additionnelles par passage. (Droite) Efficacité de combinaison η .

- Cavité « longue »

Nous avons obtenu au mieux une puissance de $P_P = 0.65$ W dans le faisceau combiné en régime continu dans le cas de la cavité « longue ». A l'aide de la relation (5-1), il est possible de déterminer le niveau de pertes par passage réel correspondant à la puissance de sortie mesurée : $P_P = P_{\text{totale},X}$ avec $X = 42\%$. Les pertes X prennent en compte les trois termes de pertes introduits au 2.2 de ce Chapitre: $X = 1 - \eta_R \sqrt{\eta_C \eta_S}$ avec $\eta_R = 75\%$. Le rendement global correspondant est de $\beta = P_P / P_{\text{totale},0} \sim 40\%$.

Une grande part de ce rendement s'explique par les 25% de pertes par passage introduites par le réseau. En tenant compte des pertes du réseau, le rendement passe à $\sim 67\%$ ($P_P / P_{\text{totale},25} = 67\%$). Les 33% $P_{\text{totale},25}$ toujours manquants indiquent que des pertes ont été rajoutées en plus de celles dues au réseau de Dammann.

Comme expliqué précédemment ces pertes supplémentaires sont entre autres dues au fait que le réseau ne fonctionne pas à son efficacité de combinaison maximale : $\eta_C < 1$. Pour une puissance de sortie maximale, on mesure la puissance dans les ordres $i \neq 0$ du réseau et on calcule une efficacité de combinaison $\eta \sim 70\%$, ce qui proche de l'efficacité maximale de 75%. Nous montrons sur la Figure 5.17 les intensités relatives mesurées des ordres du réseau inséré dans la cavité externe ainsi que les intensités calculées des ordres du même réseau éclairé par cinq faisceaux dont les phases relatives ont été choisies pour respecter la condition (B-12) et donc pour maximiser l'efficacité de combinaison.

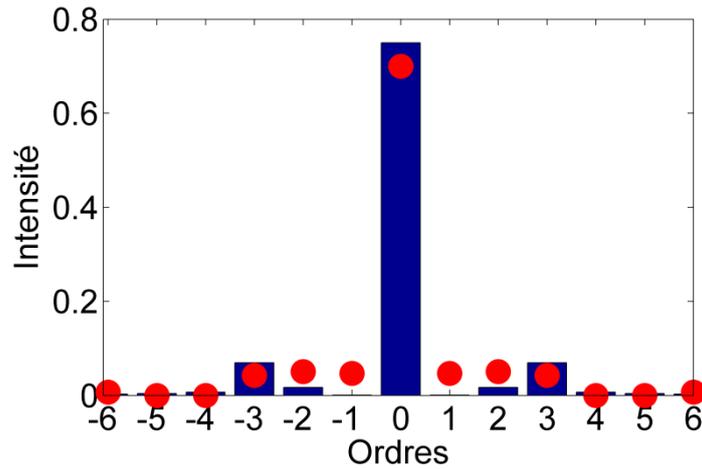


Figure 5.17. (Bleu) Intensités calculées des ordres du réseau de Dammann éclairé par cinq faisceaux dont les phases relatives ont été choisies pour maximiser l'efficacité de combinaison. (Rouge) Intensités mesurées des ordres du réseau de Dammann.

On peut déduire de cette mesure ($\eta = \eta_R \eta_C$) la valeur de $\eta_C \sim 93\%$. Comparons cette valeur expérimentale à la valeur théorique obtenue par les simulations menées au Chapitre 2.

La première cause de chute de la combinaison cohérente est l'absence de résonance de la cavité commune dans la plage spectrale considérée. Dans le cas d'une cavité à cinq bras, dont la configuration géométrique correspond à la cavité « longue », avec des perturbations sur les longueurs des bras de l'ordre de λ_0 et une largeur de bande du gain des LCQ de l'ordre de 100 nm, le calcul théorique prédit que l'efficacité de combinaison est réduite en moyenne à $\eta = 93\% \cdot \eta_R$ soit $\eta_C \sim 93\%$ (voir Figure 2.13).

La deuxième cause de chute de η_C sont les différences entre les tailles des faisceaux provenant des LCQ collimatés principalement dues aux différences de largeur des guides des LCQ. Nous avons quantifié au Chapitre 2 la chute d'efficacité de combinaison induite par un recouvrement spatial imparfait des faisceaux à combiner dans le plan du réseau : on montre dans notre cas que cet effet est négligeable ($\eta_C = 99\%$).

On obtient finalement une valeur théorique de η_C qui est en bon accord avec la valeur expérimentale obtenue. Les deux phénomènes étudiés précédemment semblent donc expliquer de manière quantitative l'origine de la chute de l'efficacité de combinaison. Ainsi, l'efficacité de combinaison démontrée expérimentalement est proche de la valeur maximale que l'on peut théoriquement atteindre, étant données la configuration géométrique de la cavité et la largeur de bande du gain des LCQ. Nous avons écarté ici d'autres sources possibles de chute de l'efficacité de combinaison telles que les différences de puissance entre les bras à combiner ou des erreurs d'alignement des faisceaux. Les différences de puissance entre les bras sont ici minimisées par la méthode du réglage des courants des cinq LCQ présentée précédemment. Les erreurs d'alignement des faisceaux sont quant à elles grandement diminuées grâce aux couples de miroirs de réglage introduits dans chacun des cinq bras de la cavité.

Sur la Figure 5.16, la puissance $P_{\text{totale},25}$ représentée a été calculée comme étant la somme des puissances des cinq LCQ en cavité externe individuelle avec 25% de pertes par passage. Mais le réseau de Damann travaille à un niveau d'efficacité de combinaison de 70% au lieu des 75% prévus, les pertes par passage passent donc de 25% à $1 - \eta_R \sqrt{\eta_C} \sim 28\%$ ce qui reste inférieur au niveau de pertes réel de $X = 42\%$. Pour

visualiser la puissance que l'on devrait obtenir en tenant compte des pertes du réseau et des pertes dues à une combinaison imparfaite, on représente sur la Figure 5.16 $P_{\text{totale},28}$. On obtient alors un rapport de $P_p/P_{\text{totale},28} \sim 75\%$ au lieu du rapport de $P_p/P_{\text{totale},25} \sim 67\%$ obtenu en supposant l'efficacité du réseau égale à 75%. Les pertes supplémentaires introduites par la combinaison cohérente non idéale n'expliquent pas totalement la valeur de P_p mesurée. Pour cela, il faut introduire un terme additif $\eta_S = 0.65$ pour tenir compte de toutes les pertes supplémentaires dont nous allons identifier la cause principale dans le paragraphe suivant.

Plusieurs raisons peuvent être évoquées pour expliquer la puissance de sortie toujours manquante. Tout d'abord, on peut imaginer des pertes dues à une réinjection imparfaite dans les LCQ du faisceau circulant dans la cavité globale. En effet, il est possible que les montures des lentilles de collimation, collées sur les supports en cuivre des LCQ, aient légèrement bougé avec le temps. Or, nous avons montré au 1.2 de ce Chapitre que le taux de réinjection dans le LCQ, et donc la puissance de sortie, sont très sensibles vis-à-vis du réglage des lentilles de collimation. Pour vérifier cette hypothèse, il faut mesurer la puissance de sortie des LCQ en cavité externe unitaire sans modifier la taille du bras extérieur et sans déplacer les lentilles ou le miroir de sortie. Ceci peut se faire simplement sur le LCQ central (LCQ 3) : en enlevant le réseau de Dammann de la cavité globale, ce LCQ reste aligné sur le miroir de sortie. On vérifie que la puissance de sortie du LCQ 3 en cavité externe unitaire a effectivement baissé : on mesure une puissance de sortie maximale égale à 70% de la puissance de sortie mesurée lors de la caractérisation des LCQ au 1.2 de ce Chapitre. Si l'on suppose que les lentilles de collimation des autres LCQ ont également bougé, et que leur puissance de sortie en cavité externe unitaire a diminué du même ordre de grandeur, alors on expliquerait ainsi en grande partie les 25% de $P_{\text{totale},28}$ toujours manquant ($P_p/P_{\text{totale},28} \sim 75\%$). Autrement dit, les pertes totales calculées en tenant compte des pertes du réseau, de la combinaison imparfaite et de la mauvaise réinjection à cause des dérèglages des lentilles de collimation, s'approchent des pertes réelles mesurées $X = 42\%$. Pour se débarrasser de ce problème, il faudrait imaginer un processus de collage des lentilles plus robuste.

Une autre explication possible de cette baisse de puissance serait un recouvrement spectral imparfait des gains des différents LCQ. Dans ce cas, le mode longitudinal sélectionné par la cavité commune ne correspondrait pas forcément au maximum du gain de chaque LCQ et, par conséquent, la puissance de sortie serait diminuée. En pratique, les mesures faites sur les LCQ en cavité externe montrent des spectres d'émission qui semblent à peu près superposés. L'effet du mauvais recouvrement des gains peut être négligé par rapport au dérèglage des lentilles de collimation.

- Cavité «courte»

La puissance extraite de la cavité « courte », soit 0.5 W, est inférieure à la puissance maximale obtenue à partir de la cavité « longue ». Cette fois-ci, $\sim 55\%$ de la puissance disponible $P_{\text{totale},25}$ est effectivement obtenue dans le faisceau combiné, contre 67% auparavant.

On mesure cette fois une efficacité de combinaison $\eta \sim 66\%$ inférieure à l'efficacité de 70% obtenue dans le cas de la cavité longue. Ainsi, on mesure expérimentalement une augmentation relative de l'efficacité de combinaison de 6% en passant de la cavité « courte » et la cavité « longue », en bon accord avec l'augmentation relative de 5.5% prévue théoriquement (voir Figure 2.13) et évoquée en introduction de ce paragraphe.

2.3.2.

Stabilité

- Cavité «courte»

Une fluctuation relative de la puissance de sortie $< \pm 10\%$ pic-à-pic est mesurée à puissance maximale pour une durée de fonctionnement d'au moins une heure en environnement non protégé et sans précaution spécifique (excepté la régulation thermique des LCQ). Ces fluctuations de la puissance du faisceau combiné n'avaient pas été observées dans le cas de la cavité Michelson réalisée précédemment. Pour expliquer l'augmentation des fluctuations mesurée, il faut se référer au calcul théorique de la fluctuation de l'efficacité de combinaison dans un environnement non protégé fait au Chapitre 2. Pour cela, des variations aléatoires des longueurs des bras, causées en pratique par des variations d'indice dans les LCQ via des dérives en température ou par les fluctuations sur les parties à l'air libre, avaient été rajoutées. Nous avons calculé la variation de l'efficacité de combinaison en fonction du degré de fluctuation des longueurs de bras (voir Figure 2.14). On montre que le cas $N = 2$ est bien un cas particulier où l'efficacité de combinaison est stable alors que dans le cas $N = 5$, l'efficacité de combinaison (et donc la puissance de sortie) fluctue jusqu'à un écart-type de 14% est calculé sur l'efficacité de combinaison.

- Cavité «longue»

Cette fois-ci, une fluctuation relative de la puissance de sortie $< \pm 5\%$ pic-à-pic est mesurée à puissance maximale dans les mêmes conditions. Le niveau des fluctuations a donc baissé par rapport au niveau mesuré pour la cavité du paragraphe précédent ($< \pm 10\%$ pic-à-pic). La baisse relative mesurée de 50% est en bon accord avec la baisse relative de 60% prévue théoriquement et évoquée en introduction de ce paragraphe. On montre donc expérimentalement qu'en allongeant le bras central il est possible d'augmenter la densité de modes à forte efficacité de combinaison et ainsi améliorer la stabilité du système vis-à-vis des perturbations dues à l'environnement.

Ces considérations concernent la stabilité de la cavité livrée à elle-même, c'est-à-dire sans intervention de l'expérimentateur. C'est bien ainsi que doit être quantifiée la stabilité du montage pour les applications futures. Mais il est également utile de mentionner la complexité du réglage de cette cavité. L'orientation des couples de miroirs de réglage placés sur les chacun des cinq bras, est extrêmement pointue et doit être réalisée avec soin. Les dérives mécaniques et thermiques du montage imposent de retoucher à l'orientation de chacun des miroirs quotidiennement. La stabilité du système est cependant suffisante pour permettre de faire des mesures sur une durée de quelques heures. Il est clair que les moyens mis en œuvre pour cette thèse, ne permettant pas d'obtenir une configuration du montage optimale stable dans le temps, ne seront pas suffisants pour les applications visées. Il faudra concevoir des systèmes de compensation des dérives mécaniques et thermiques pour espérer embarquer un tel système à bord d'un avion.

2.3.3.

Qualité de faisceau

La qualité de faisceau du faisceau combiné est ensuite quantifiée. Pour cela, nous reprenons la méthode développée dans l'Annexe A. Dans le cas de la cavité « courte » comme de la cavité « longue », nous montrons de cette manière que le faisceau combiné est toujours

proche de la limite de diffraction puisque le facteur M^2 vaut $M^2 = 1.2$ pour l'axe lent et $M^2 = 1.6$ pour l'axe rapide (voir Figure 5.18). Ces valeurs sont très proches des valeurs obtenues pour les LCQ seuls et pour les LCQ en cavité externe individuelle.

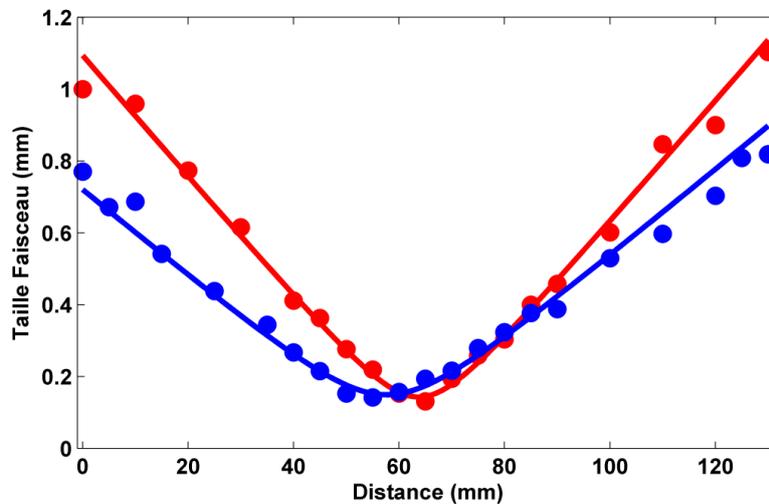


Figure 5.18. Mesures de qualité de faisceau des LCQ : (Rouge) Axe Lent et (Bleu) Axe rapide. (Ronds) Mesures expérimentales et (Lignes) Interpolations.

2.3.4. Spectre d'émission

On s'intéresse ici au spectre d'émission de la cavité à 5 bras dans le cas de la cavité « courte » et de la cavité « longue ». Les spectres mesurés sont représentés sur la Figure 5.19 (résolution de 0.5 nm). On reporte également la variation de la puissance optique en fonction de la longueur d'onde d'émission obtenue à partir de la cavité Littmann réalisée au paragraphe 1.3 de ce Chapitre.

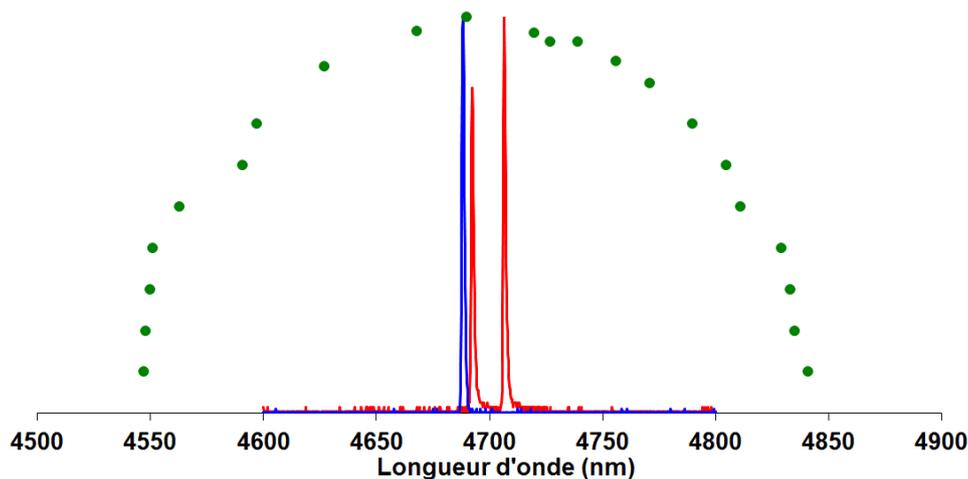


Figure 5.19. Spectre d'émission de la cavité à 5 bras en configuration « longue » (Bleu) et « courte » (Rouge). (Vert) Puissance optique de la cavité Littmann en fonction de la longueur d'onde d'émission.

Pour les deux configurations de cavité, le spectre typique est constitué de quelques pics étroits (en général un pic pour la cavité « longue » et deux ou trois pour la cavité « courte »). Ces pics sont centrés autour de la longueur d'onde correspondant au maximum de puissance de la cavité Littmann et donc au maximum de gain des LCQ. Contrairement au cas des LCQ unitaires présentant un spectre caractéristique « large » s'étendant sur une plage de

l'ordre de 100 nm (voir Figure 4.3), seules quelques longueurs d'onde peuvent osciller dans la cavité commune, correspondant au maximum de gain des émetteurs et aux résonances de la cavité globale.

Comme expliqué dans le cas de la cavité Michelson, les amplitudes et les positions des pics fluctuent. La cavité commune change sans cesse de longueur(s) d'onde d'oscillation pour compenser les perturbations dues à l'environnement et assurer une puissance de sortie maximale.

2.3.5. *Influence des sous-cavités*

Nous avons observé dans le cas de la cavité Michelson (voir 2.2.5 du Chapitre 4) un effet de modulation de la puissance de sortie lorsque le courant d'un LCQ était augmenté, le courant de l'autre étant fixé. La cause de cette modulation avait été identifiée comme étant l'influence des sous-cavités, dues à la réflectivité parasite du traitement antireflet des LCQ, sur l'efficacité de combinaison dans la cavité Michelson.

On retrouve dans le cas de la cavité à cinq bras ce phénomène de modulation de la puissance de sortie lorsque le courant d'un des LCQ est augmenté, le courant des quatre autres étant fixé. L'amplitude de cette modulation, de l'ordre de 30%, est suffisante pour se distinguer de la fluctuation naturelle de la puissance de sortie, de l'ordre de $\pm 10\%$ (voir 2.3.2), due à l'environnement. Nous avons mesuré la période en courant de la modulation de la puissance de sortie pour les LCQ 1, 2, 4 et 5. Ensuite, nous avons estimé, pour chaque LCQ, la variation de longueur optique du LCQ résultant d'une variation de courant correspondant aux périodes mesurées. La méthode est identique à celle développée au 2.2.5 du Chapitre 4, les résultats obtenus sont reportés sur le Tableau 5.2.

Tableau 5.2. Mesures des périodes ΔI du phénomène de modulation de la puissance de sortie avec le courant. Calcul des résistances thermiques R_{th} des LCQ. Calcul de l'augmentation de température ΔT et de longueur optique ΔL de chaque LCQ pour une augmentation de courant ΔI .

LCQ	Période ΔI (mA)	Longueur/Largeur du guide (mm/ μm)	R_{th} (K.W ⁻¹)	ΔT (K)	ΔL (μm)
1	22	4/6	15	4	2.4
2	20	4/6	14	4	2.3
4	30	5/8	7	3	2.4
5	33	5/8	7	2.8	2.3

Ainsi, on montre expérimentalement que la période de la modulation de la puissance de sortie avec le courant d'injection de chaque LCQ correspond à une augmentation de la longueur optique du LCQ d'environ une demi-longueur d'onde : $\Delta L \sim \lambda/2$.

Pour comprendre la variation de la puissance de sortie et de l'efficacité de combinaison, il faut considérer l'influence des sous-cavités créées par la réflectivité parasite du dépôt antireflet déposé sur les facettes de sortie des LCQ. Il s'agit donc d'étudier un

résonateur plus complexe, constitué de la cavité initiale à 5 bras couplée aux cinq sous-cavités correspondant aux cinq LCQ.

Nous avons étudié au 2.3 du Chapitre 2 l'influence des sous-cavités de ce type sur l'efficacité de combinaison dans les cavités à N bras. Pour cela, nous étions partis du cas où toutes les longueurs des LCQ sont égales puis la longueur d'un des émetteurs était augmentée de ΔL_{LCQ} . La Figure 2.20 montre que dans le cas où l'antireflet sur les LCQ est parfait alors l'efficacité de combinaison reste environ stable et ce, même dans un environnement non-protégé. Par contre, lorsque l'antireflet sur les LCQ présente une réflectivité parasite alors l'efficacité de combinaison varie périodiquement selon ΔL_{LCQ} avec une période de $\lambda/2$. C'est cette variation périodique de l'efficacité de combinaison (et donc de la puissance dans le faisceau combiné), prévue théoriquement au Chapitre 2, que l'on observe expérimentalement ici. Ceci implique notamment, qu'à cause de ces sous-cavités, le courant des différents LCQ doit être ajusté (à mieux que ΔI) pour maximiser l'efficacité de combinaison globale.

3. Solutions pour l'augmentation de la puissance de sortie

3.1. Synthèse sur les causes de chute de la puissance de sortie

Nous avons vu que trois principales causes pouvaient faire chuter la puissance dans le faisceau combiné :

- Les pertes additionnelles de 25% par passage introduites par le réseau de Dammann qui présente une efficacité de 75%. La chute de puissance qui en résulte est très importante puisque $P_{\text{totale},25}/P_{\text{totale},0} \sim 60\%$ (voir Figure 5.20).
- La baisse d'efficacité de combinaison (par rapport à l'efficacité idéale de 75%) due au recouvrement spatial imparfait des LCQ dans le plan du réseau d'une part et à la difficulté pour la cavité globale de trouver un mode longitudinal sur la bande de gain des LCQ en environnement non-protégé d'autre part. Nous avons vu qu'une efficacité de combinaison de 70% pouvait être obtenue, soit 93% de l'efficacité idéale. Au total, les pertes introduites par le Dammann et la baisse d'efficacité de combinaison sont responsables d'une chute de $P_{\text{totale},28}/P_{\text{totale},0} \sim 50\%$ de la puissance disponible à partir des cinq LCQ.
- En pratique nous n'obtenons que $\beta = P_P/P_{\text{totale},0} \sim 40\%$ de cette puissance disponible dans le faisceau combiné. Comme nous l'avons expliqué, la puissance manquante peut s'expliquer par une réinjection imparfaite dans les LCQ du faisceau circulant dans la cavité globale. Cette mauvaise réinjection est probablement due aux lentilles de collimation collées devant les LCQ, qui auraient bougé avec le temps.

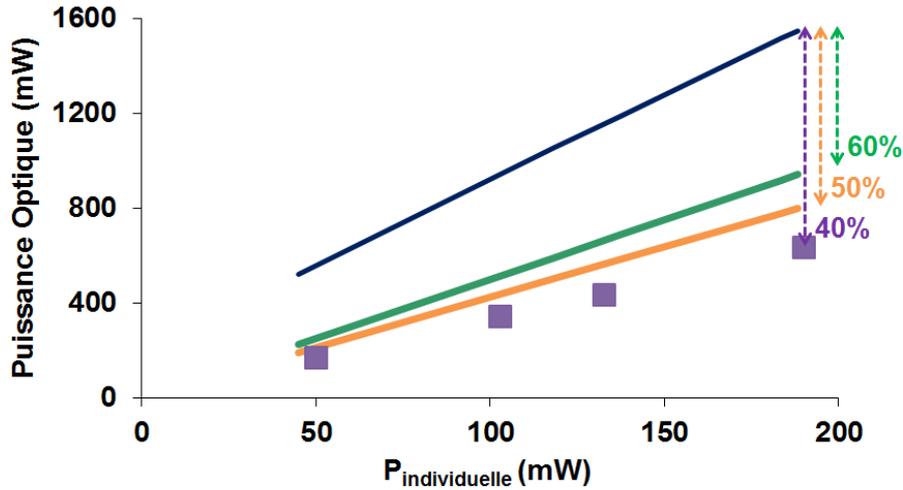


Figure 5.20. Violet : Puissance dans le faisceau combiné pour la cavité avec le bras central allongé de 100 mm. Somme des puissances des cinq LCQ en cavité externe individuelle avec 30% (Orange), 25% (Vert), 0% (Bleu) de pertes additionnelles par passage.

3.2. Extrapolation de la puissance de sortie

A partir des données expérimentales, nous allons tenter d'estimer combien de puissance pourrait être extraite de la cavité à cinq bras en supposant l'utilisation d'un réseau de phase idéal tel que décrit au Chapitre 3. Pour cela nous allons supposer que l'on dispose de N LCQ identiques à ceux utilisés précédemment. La puissance de sortie maximale de chacune de ces LCQ en cavité externe unitaire sans pertes additionnelles est supposé similaire à celle que fournissaient en moyenne les LCQ précédentes soit $P_{LCQ,0} \sim 1.5 \text{ W}/5 = 300 \text{ mW}$. Les pertes de puissance dues à une baisse d'efficacité de combinaison seront quantifiées à l'aide de l'étude des LCQ en cavité externe unitaire avec pertes additionnelles variables (voir Figure 5.6 et la relation (5-1)). Pour des pertes additionnelles de $X\%$, la puissance de sortie de la cavité globale à N bras sera : $P_N = N \cdot P_{LCQ,X}$ avec $P_{LCQ,X}$ la puissance moyenne fournie par les LCQ en cavité externe unitaire avec $X\%$ de pertes additionnelles.

Par exemple, dans le cas $N = 5$, nous avons montré qu'un tel réseau avait une efficacité de combinaison maximale d'environ $\eta_R \sim 89\%$ (voir Tableau 3.1). Nous allons également supposer que le problème de réinjection dans les LCQ est résolu, soit $\eta_S = 1$. Ainsi, parmi les trois sources possibles de chute de la puissance combinée, seule subsiste la baisse d'efficacité de combinaison ($\eta_C < 1$). Nous avons montré au Chapitre 2 et vérifié expérimentalement que l'on pouvait obtenir au mieux $\eta_C \sim 93\%$ de l'efficacité de combinaison idéale η_R dans le cas $N = 5$, soit $\eta \sim \eta_C \cdot \eta_R \sim 80\%$. Donc, même en utilisant le réseau de phase idéal il y aura environ $1 - \eta_R \sqrt{\eta_C} \sim 15\%$ de pertes additionnelles dans la cavité externe. D'après l'étude des LCQ en cavité externe unitaire avec des pertes variables, on en déduit qu'une telle diminution de l'efficacité de combinaison se traduira par une perte de 22% de la puissance maximale ($P_{totale,15}/P_{totale,0} \sim 78\%$). Dans notre cas, on extraira au plus une puissance de $P_{totale,15} \sim 1.2 \text{ W}$ sur les $P_{totale,0} \sim 1.5 \text{ W}$ disponibles.

Dans le cas N quelconque, nous utiliserons pour ce calcul les valeurs théoriques de l'efficacité des réseaux de phase idéaux calculées au Chapitre 3 (voir Tableau 3.1) et des baisses d'efficacité de combinaison calculées au Chapitre 2 (voir Figure 2.15). Comme

précédemment, il est alors possible de calculer la valeur de pertes additionnelles introduites par l'efficacité η_R du réseau et l'efficacité de combinaison η_C comme (on suppose ici $\eta_S = 1$) :

$$X = 1 - \sqrt{\eta_R \times (\eta_R \times \eta_C)} = 1 - \eta_R(N)\sqrt{\eta_C(N)} \quad (5-8)$$

Connaissant X, on en déduit la puissance extraite des cavités externes en fonction du nombre de bras N, P^N , grâce à la relation (5-1) :

$$P^N = NP_{LCQ,X} = N \left(1 - \alpha \left(1 - \eta_R(N)\sqrt{\eta_C(N)} \right) \right) P_{LCQ,0} \quad (5-9)$$

avec $\alpha = 0.0129$. On rappelle que le rendement global β s'exprime comme le rapport entre la puissance extraite de la cavité à N bras calculée et la puissance disponible à partir des N LCQ ($N.P_{LCQ,0} = N.300\text{mW}$) :

$$\beta = 1 - \alpha \left(1 - \eta_R(N)\sqrt{\eta_C(N)} \right) \quad (5-10)$$

Tableau 5.3. Puissance de sortie estimée de la cavité externe avec un réseau de phase idéal et des réglages de cavité parfaits pour différentes valeurs de N. On suppose que chaque LCQ est capable de fournir une puissance maximale de $P_{LCQ,0} = 300 \text{ mW}$ en cavité externe.

Nombre de bras N	Efficacité du réseau de phase idéal η_R (%)	Efficacité de combinaison η_C (%)	Rendement β (%)	Puissance de sortie P^N (W)
5	89	88	80	1.2
7	97	74	78	1.6
9	99	58	68	1.8
15	96	35	43	2
21	96	25	31	2
31	97	5	0	0

Il est intéressant de quantifier la puissance en sortie de la cavité globale que nous obtiendrons lors de l'utilisation du réseau sub-longueur d'onde développé au Chapitre 3 pour combiner $N = 7$ émetteurs. Étant données les performances moyennes des LCQ utilisés, le calcul prévoit dans ce cas une puissance de sortie de 1.6 W, soit l'équivalent de la puissance de 5.5 LCQ en cavité externe unitaire sans pertes additionnelles. La méthode reste attractive dans le cas $N = 7$ puisque la valeur du rendement nous indique que 78% de la puissance totale disponible à partir des 7 LCQ en cavité externe unitaire est couplée dans le faisceau de sortie.

Notons qu'une puissance de sortie maximale d'environ 2 W dans le faisceau combiné est obtenue sur une plage allant de $N = 15$ à $N = 21$. Les puissances de sortie en fonction du nombre de bras N de la cavité sont reportées sur la Figure 5.21. On observe qu'entre $N = 11$ et $N = 21$, la puissance de sortie est quasiment stable, passant de 1.9 W à 2W. Au-delà de $N = 21$, la puissance de sortie chute jusqu'à s'annuler pour $N = 31$. Pour un nombre N de

LCQ supérieur à 15, la méthode de combinaison cohérente proposée ici n'est plus intéressante puisque la puissance de sortie n'augmente plus. L'allure générale de la variation de la puissance de sortie avec N est majoritairement dominée par deux effets opposés : l'augmentation du nombre de lasers combinés d'une part et la diminution de l'efficacité de combinaison d'autre part. L'efficacité des réseaux reste comparativement stable avec N .

On peut ensuite reprendre la même étude pour les réseaux de Dammann dont les efficacités de combinaison ont été calculées au Chapitre 3 (voir Tableau 3.2). Pour les efficacités de réseaux non calculées nous prendrons les valeurs obtenues dans [71]. Les puissances de sortie en fonction du nombre de bras N de la cavité ainsi obtenues sont reportées sur la Figure 5.21 ainsi que les valeurs de puissances de sortie obtenues précédemment pour les cavités avec des réseaux de phase idéaux.

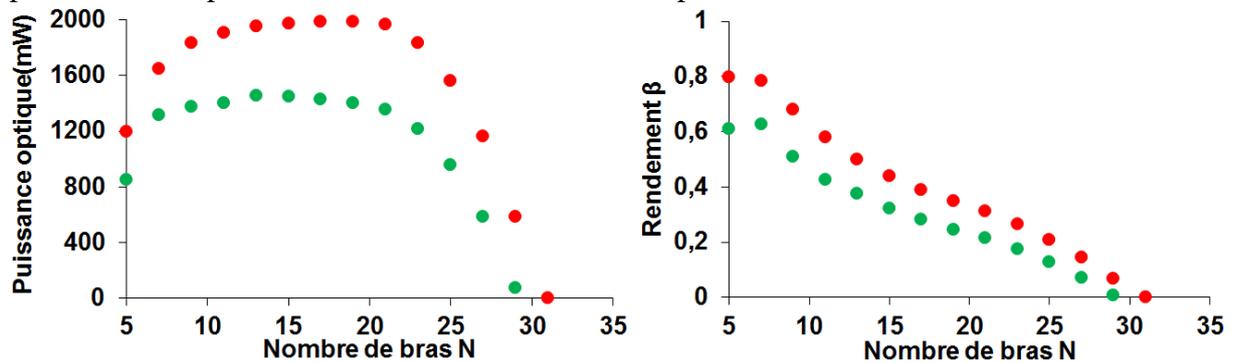


Figure 5.21. Puissance de sortie (Gauche) et rendement global (Droite) de la cavité externe avec un réseau de phase idéal (Rouge) et avec un réseau de Dammann (Vert). On suppose $P_{LCQ,0} = 300$ mW.

On obtient dans le cas des cavités avec réseaux de Dammann le même comportement global que dans le cas des cavités avec réseaux de phase idéaux, avec un maximum de puissance de 1.4 W dans le cas $N = 13$ correspondant à un rendement de 37%. L'utilisation d'un réseau de phase idéal permet donc de gagner 40% sur la puissance de sortie maximale. Comme précédemment on peut conclure qu'au-delà du cas $N = 13$, la méthode n'est plus intéressante puisque la puissance de sortie n'augmente plus.

Nous avons expliqué au Chapitre 2 que l'efficacité de combinaison augmentait avec la différence de longueurs entre deux bras consécutifs ΔL . On a notamment montré dans le cas $N = 5$, que l'efficacité de combinaison passait de $\eta = 88\%$ pour $\Delta L = 2$ mm à $\eta = 98\%$ $\Delta L = 20$ mm (voir Figure 2.12). D'après les calculs précédents, il est possible d'en déduire que la puissance de sortie passe alors de 1.2 W pour $\Delta L = 2$ mm à 1.3 W pour $\Delta L = 20$ mm. On montre sur la Figure 5.22 la variation de la puissance de sortie simulée de la cavité externe en fonction de N pour $\Delta L = 2$ mm et $\Delta L = 20$ mm.

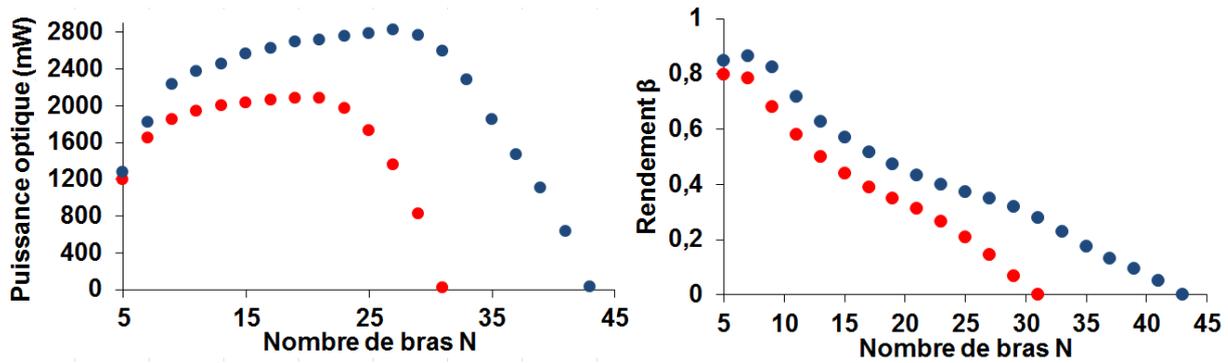


Figure 5.22. Puissance de sortie (Gauche) et rendement global (Droite) de la cavité externe avec un réseau de phase idéal en fonction de N dans le cas $\Delta L = 2$ mm (Rouge) et $\Delta L = 20$ mm (Bleu).

On suppose $P_{LCQ,0} = 300$ mW.

On observe que dans le cas $\Delta L = 20$ mm, on obtient une puissance de sortie maximale de 2.8 W pour $N = 29$. La puissance de sortie maximale reste à peu près stable pour N allant de $N = 19$ à $N = 29$. Au-delà de $N = 29$, la puissance de sortie diminue jusqu'à s'annuler pour $N = 43$. Pour $N = 29$ et $\Delta L = 20$ mm, les longueurs de bras totale varient entre 320 mm et 880 mm : le montage perd en compacité et sera difficilement réalisable. Dans le cas $N = 7$ qui nous intéresse particulièrement, la puissance de sortie passe de 1.65 W pour $\Delta L = 2$ mm à 1.8 W pour $\Delta L = 20$ mm. Augmenter la différence de longueur entre les bras est donc une solution intéressante qui permet en pratique d'extraire plus de puissance de la cavité à N bras.

4. Conclusion

Nous avons démontré la combinaison cohérente de cinq LCQ dans une cavité externe avec un réseau de Dammann. Pour une première version de cavité, une puissance de sortie de 0.5 W est obtenue, correspondant à une efficacité de combinaison de 66% avec une qualité de faisceau proche de la limite de diffraction. La stabilité du système vis-à-vis des perturbations de l'environnement est quantifiée et une fluctuation de la puissance de sortie $< \pm 10\%$ pic-à-pic est mesurée. Ces valeurs expérimentales de l'efficacité de combinaison et de la stabilité du système sont en bon accord avec les prédictions théoriques faites à partir du modèle développé au Chapitre 2. Nous retrouvons le phénomène de modulation de la puissance de sortie avec le courant injecté dans les LCQ. Comme montré au Chapitre 2, cet effet est causé par la réflectivité parasite des dépôts antireflet sur les facettes de sortie des LCQ. A cause de ces sous-cavités, il est nécessaire de contrôler le courant des LCQ pour maximiser l'efficacité de combinaison et la puissance de sortie.

Quel que soit l'élément combinant utilisé, la probabilité de trouver un mode longitudinal de la cavité globale sur la bande de gain des LCQ en environnement non protégé n'étant pas de 1 pour $N = 5$, l'efficacité de combinaison mesurée en pratique est inférieure à l'efficacité idéale. Il a été montré au Chapitre 2 qu'une manière simple d'augmenter l'efficacité de combinaison et de diminuer le niveau de fluctuations de la puissance de sortie est d'augmenter les différences de longueurs entre les N bras de la cavité pour augmenter la probabilité qu'un mode longitudinal de la cavité commune existe sur la largeur de bande de gain des LCQ. Nous avons donc étudié une nouvelle configuration de cavité où le bras central a été allongé. Conformément aux prédictions théoriques, l'efficacité de combinaison a été

augmentée, passant de 66% à presque 70% et la fluctuation de la puissance de sortie a baissé, passant de $\pm 10\%$ pic-à-pic à $\pm 5\%$ pic-à-pic. La puissance de sortie maximale a été améliorée, passant de 0.5 W à 0.65 W avec une qualité de faisceau inchangée. Nous avons donc identifié une méthode simple et efficace pour améliorer les performances des cavités à N bras. Il reste encore une marge de progression puisque le modèle développé au Chapitre 2 prévoit qu'en augmentant suffisamment les différences de longueur entre tous les bras de la cavité alors il est possible de s'approcher de l'efficacité de combinaison maximale.

L'étude expérimentale des LCQ en cavité externe individuelle en introduisant des pertes additionnelles variables permet de quantifier la puissance que l'on peut extraire de N LCQ avec un niveau de pertes donné. D'autre part, le calcul des efficacités en fonction de N des réseaux de phase idéaux et des réseaux de Dammann au Chapitre 3 ainsi que l'étude de la dépendance vis-à-vis de N de l'efficacité de combinaison dans une cavité à N bras au Chapitre 2, permettent de quantifier les pertes minimales que l'on peut espérer obtenir lors de la combinaison de N LCQ. Ces différentes données permettent de quantifier la puissance de sortie maximale que l'on peut obtenir de telles cavités en fonction de N. Pour les deux types de réseaux, on montre qu'un maximum de puissance est atteint aux alentours de $N = 15$ (2 W pour les réseaux de phase idéaux et 1.4 W pour les réseaux de Dammann). Au-delà de ce nombre de LCQ, la combinaison dans les cavités externes à N bras n'est plus intéressante puisqu'une puissance moindre est obtenue pour plus de LCQ combinés. Enfin, nous avons montré qu'il est possible d'extraire plus de puissance en augmentant la différence de longueur entre les bras ΔL . Un maximum de puissance de 2.8 W est obtenue pour $N = 29$ dans le cas $\Delta L = 20$ mm. La taille totale d'une telle cavité commence cependant à être importante. Dans le cas $N = 7$, on estime que la puissance obtenue passe de 1.65 W pour $\Delta L = 2$ mm à 1.8 W pour $\Delta L = 20$ mm. Les réseaux sub-longueur d'onde développés au Chapitre 3 pour $N = 7$ devraient donc permettre d'obtenir beaucoup plus de puissance que les 0.65 W obtenus précédemment pour 5 LCQ combinées avec un réseau de Dammann. Malheureusement, la fabrication de ces réseaux n'est pas terminée au moment de la rédaction de ce manuscrit.

6 Conclusion et perspectives

Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse s'inscrivent dans la problématique de montée en puissance dans le MIR. Le domaine d'application qui nous intéresse ici est celui des contre-mesures optiques où l'on cherche à aveugler ou à brouiller à distance les capteurs optroniques des missiles. Pour cela, il est nécessaire de disposer d'une source dans le MIR fournissant une puissance continue largement supérieure au watt dans un faisceau proche de la limite de diffraction. De plus, elle doit être potentiellement capable de couvrir toute la bande II et être compacte et robuste. Pour toutes ces raisons, deux options sont retenues: les lasers à cascade quantique et les sources paramétriques. Même si de récentes avancées ont vu la puissance des LCQ atteindre 5 W, les sources paramétriques fournissent pour l'instant plus de puissance. Par contre, les LCQ sont plus intéressants du point de vue de la compacité et de la simplicité que peut offrir un laser pompé électriquement par rapport à une source paramétrique à l'architecture complexe. Une solution, déjà explorée dans d'autres domaines de longueurs d'onde, pour augmenter la luminance des sources laser est d'utiliser plusieurs sources en parallèle et de les combiner. Pour la montée en puissance dans le MIR, nous avons choisi d'explorer dans cette thèse la combinaison cohérente passive de LCQ en cavité externe.

Dans l'architecture générale proposée, N LCQ sont insérés dans une cavité externe commune avec un coupleur N vers 1. La cavité externe force la mise en phase des émetteurs et la superposition des faisceaux en une seule étape. Pour minimiser les pertes dans le résonateur commun, la cavité va établir une relation de phase fixe entre les différents LCQ et sélectionner la bonne relation de phases entre ces derniers pour que tous les faisceaux interfèrent constructivement dans le bras commun. Cette auto-organisation du système est totalement passive puisqu'elle est fondée sur la minimisation des pertes dans le résonateur commun. Au final, le système se verrouille sur des longueurs d'onde correspondant au maximum de gain des émetteurs et aux résonances de la cavité globale.

Un modèle décrivant le phénomène d'auto-organisation dans les cavités interférométriques à N bras a été développé. Il s'agit d'un modèle de « cavité froide » où les effets dus à la saturation du gain sont ignorés. Nous avons présenté dans le Chapitre 2 un outil théorique complet permettant d'étudier les résonances du système et de quantifier l'efficacité de combinaison d'un résonateur à N bras en fonction de la configuration géométrique de la cavité et de la largeur de bande de gain des émetteurs. Nous avons ainsi quantifié les conséquences d'une augmentation du nombre de LCQ à combiner sur l'efficacité de combinaison et sur la stabilité du système associée. Nous avons également étudié l'influence des sous-cavités dues aux réflexions parasites des traitements antireflet sur les facettes de sortie des LCQ. Enfin, une étude de la baisse d'efficacité due à une inhomogénéité entre les puissances et les profils spatiaux des faisceaux à combiner a été menée.

La combinaison cohérente en cavité externe nécessite la réalisation d'un séparateur de faisceaux dans le MIR. Ce dernier doit être capable de séparer un faisceau en N faisceaux d'amplitudes identiques avec une bonne efficacité de séparation. Deux types de séparateurs ont été conçus : des réseaux de Damman et des réseaux de phase à motifs sub-longueur d'onde. Les réseaux de Damman présentent une efficacité théorique moindre que les réseaux

sub- λ , mais sont plus simples à concevoir tant sur le plan théorique que technologique. Ainsi, nous avons dans un premier temps calculé et optimisé la structure d'un réseau de Dammann 1 vers 5 avec son traitement antireflet. Le dessin optimal a été ensuite réalisé dans de l'AsGa par lithographie optique et gravure ICP par la plateforme technologique de Thales R&T. Le réseau ainsi obtenu présente une efficacité de 75% avec une uniformité de 4% entre les faisceaux séparés. Ces valeurs sont conformes aux prévisions théoriques et suffisantes pour une première mise en évidence de combinaison cohérente de 5 LCQ. Cependant, les $\sim 25\%$ de pertes par passage introduites par le réseau sont un réel désavantage pour l'utilisation de réseaux de Dammann dans une cavité externe. Par conséquent, nous nous sommes intéressés ensuite aux structures sub- λ pour la réalisation de séparateurs de faisceaux plus efficaces. La modélisation de cet objet complexe, composé de nano-sillons synthétisant localement des indices effectifs variables, relève de la théorie des matériaux artificiels et nécessite un code de résolution rigoureuse des équations de Maxwell dans les structures périodiques (RCWA). Des routines d'optimisation ont été superposées au code RCWA pour déterminer les structures les plus efficaces et les traitements antireflet optimaux. Nous avons tenu compte pour le dessin de ces réseaux des contraintes technologiques de fabrication. La réalisation de ces réseaux se fait par lithographie électronique et gravure ICP dans de l'AsGa. Des premières structures ont été fabriquées, et nous en avons déduit que deux erreurs de fabrication systématiques, dégradant fortement les performances du réseau devaient absolument être corrigées : la variation de la profondeur de gravure le long de la période due à l'utilisation de fentes de largeurs variables et l'absence de dépôt antireflet sur le fond de ces dernières. Une nouvelle approche, qui tient compte de tous les enseignements tirés de la fabrication du précédent réseau, a ensuite été proposée. Des réseaux a priori insensibles aux erreurs de fabrication observées, ayant une efficacité théorique de 95%, ont été calculés et optimisés. Sur les premiers essais de réalisation de ces réseaux, sans traitement antireflet, nous avons mesuré une efficacité intrinsèque de 95%, ce qui est de bon augure pour la suite. Malheureusement, la fabrication complète du réseau n'est pas terminée au moment de la rédaction de ce manuscrit.

Pour une première réalisation expérimentale de combinaison cohérente dans le MIR, nous nous sommes intéressés à la combinaison de deux LCQ dans une cavité Michelson. A puissance maximale, on obtient une efficacité de combinaison de 88% (93% proche du seuil) avec une qualité de faisceau proche de la limite de diffraction. Grâce à la grande densité de modes longitudinaux de la cavité dans la bande de gain des émetteurs, la puissance de sortie reste stable et ce, même dans un environnement non protégé. Ainsi, la combinaison cohérente dans une cavité Michelson est une solution simple et efficace pour augmenter la luminance des LCQ. En s'appuyant sur le modèle développé au Chapitre 2, nous avons identifié le phénomène de modulation de la puissance de sortie avec le courant d'injection des LCQ dû à l'influence des sous-cavités créées par la réflectivité parasite des dépôts antireflet sur les facettes de sortie. A cause de ces sous-cavités, il est nécessaire de contrôler précisément le courant des LCQ pour maximiser l'efficacité de combinaison et la puissance de sortie.

Nous nous sommes ensuite intéressés à la combinaison cohérente de cinq LCQ dans une cavité externe avec le réseau de Dammann décrit précédemment. Pour une première version de cavité, une puissance dans le faisceau combiné de 0.5 W est obtenue,

correspondant à une efficacité de combinaison de 66% avec une qualité de faisceau proche de la limite de diffraction. La stabilité du système vis-à-vis des perturbations de l'environnement sont quantifiées et une fluctuation de la puissance de sortie $< \pm 10\%$ pic-à-pic est mesurée. Nous retrouvons le phénomène de modulation de la puissance de sortie avec le courant injecté dans les LCQ. Dans une deuxième version de cavité, nous avons cherché à augmenter l'efficacité de combinaison. Il a été montré au Chapitre 2 qu'une manière d'y parvenir est d'augmenter les différences de longueurs entre les bras. Nous avons donc étudié une nouvelle configuration de cavité où le bras central a été allongé. Conformément aux prédictions théoriques, l'efficacité de combinaison augmente et la fluctuation de la puissance de sortie diminue. On démontre ainsi une puissance dans le faisceau combiné de 0.65 W, avec une efficacité de combinaison de 70%, une qualité de faisceau inchangée et une fluctuation de la puissance de sortie $< \pm 5\%$ pic-à-pic. Le modèle du Chapitre 2 a permis d'identifier une méthode simple et efficace pour améliorer les performances des cavités à N bras.

Perspectives

Afin d'augmenter l'efficacité et la puissance obtenue dans le faisceau combiné en sortie de la cavité externe à N bras, il reste à utiliser le réseau à motifs sub- λ présentant une efficacité théorique de 95%. On se débarrasserait ainsi des pertes additionnelles de 25% par passage introduites dans la cavité externe par le réseau de Damman. Un réseau sub- λ 1 vers 7 avec 95% d'efficacité de combinaison est toujours en cours de fabrication au moment de la rédaction de ce manuscrit. A partir des efficacités de combinaison théoriques calculées au Chapitre 2, des efficacités de séparation des réseaux de phase idéaux obtenues au Chapitre 3 et de l'étude de la puissance de sortie des LCQ en cavité externe en présence de pertes additionnelles, il est possible d'estimer la puissance que l'on obtiendrait en fonction du nombre de bras. On montre ainsi qu'un optimum est atteint dans le cas $N = 15$ où l'on devrait obtenir une puissance de 2 W dans le faisceau combiné, pour une puissance d'un LCQ unitaire en cavité externe de 300 mW. Au-delà de ce nombre de LCQ, la combinaison dans les cavités externes à N bras n'est plus intéressante puisqu'une puissance moindre est obtenue pour plus de LCQ combinées. Le cas $N = 7$ est également intéressant puisqu'une puissance de 1.6 W en utilisant deux LCQ de moins. Les réseaux sub-longueur d'onde développés au Chapitre 3 devraient donc permettre d'obtenir beaucoup plus de puissance que les 0.65 W obtenus pour 5 LCQ combinés avec un réseau de Damman.

Nous avons mentionné la complexité du réglage de cette cavité : l'orientation des couples de miroirs de réglage placés sur chacun des bras, est extrêmement sensible et doit être réalisée avec soin. Il est clair que les moyens mis en œuvre pour cette thèse, ne permettant pas d'obtenir une configuration du montage optimale stable dans le temps, ne seront pas suffisants pour les applications visées. Il faudra imaginer des systèmes de compensation des dérives mécaniques et thermiques pour espérer embarquer un tel système à bord d'un avion.

Pour conclure, signalons que d'autres méthodes sont actuellement étudiées pour réaliser la combinaison de LCQ. Quelques équipes s'intéressent notamment à la combinaison incohérente de LCQ par multiplexage spectral et une étude sur le sujet est également en cours à Thales R&T. Enfin, le III-V Lab travaille actuellement sur le couplage évanescent entre guides parallèles. Les récents records de puissance obtenus à partir d'un émetteur unitaire

laissent entrevoir un intérêt croissant dans le futur pour la combinaison de LCQ en tant que solution pour la question de la montée en puissance dans le MIR.

Remarquons enfin que si les travaux menés dans ce manuscrit concernent le MIR, la plupart des modèles et des études expérimentales réalisés peuvent aisément être adaptés pour répondre à la problématique d'augmentation de la luminance dans d'autres domaines de longueurs d'onde.

Annexe A Notion de qualité de faisceau

Nous définissons ici la notion de qualité de faisceau et présentons la méthode utilisée pour mesurer le facteur M^2 . On s'intéresse ici au faisceau émis par un LCQ : on appelle x la direction parallèle aux couches de la zone active (axe lent), y la direction perpendiculaire aux couches de la zone active (axe rapide) et z la direction de propagation du faisceau. Le point situé au centre de la facette de sortie du LCQ a pour coordonnées (x_0, y_0, z_0) .

a. Caractéristiques des faisceaux laser et notion de qualité de faisceau

Considérons un faisceau laser dont la distribution d'intensité s'écrit $I(x,y,z)$. La largeur du faisceau dans le plan d'abscisse z se définit d'après la norme ISO 11146 à l'aide du moment d'ordre 2 de l'intensité dans le plan considéré :

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

avec w_x la demi-largeur dans la direction x , $I(x,y,0)$ la répartition d'intensité dans le plan considéré et \bar{x} le barycentre de cette répartition d'intensité. On définit de même w_y la demi-largeur dans la direction y . Dans le cas particulier du faisceau gaussien la répartition d'intensité selon la direction x est proportionnelle à :

$$I(x, y, z) \propto e^{-\frac{2(x-x_0)^2}{w_x^2(z)}} e^{-\frac{2(y-y_0)^2}{w_y^2(z)}} \quad (\text{A-2})$$

la demi-largeur du faisceau correspond à la distance 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 aisé de mesurer la demi-largeur du faisceau mais dans le cas d'un faisceau quelconque, il faut utiliser la relation (A-1).

Le champ proche de ce faisceau correspond à sa répartition spatiale d'intensité dans son plan de « waist », c'est-à-dire là où le front d'onde est plan. Pour un LCQ, le plan de waist est situé au niveau de la facette de sortie, le champ proche est donc la répartition d'intensité à la sortie du LCQ : $I(x,y,0)$ et sa demi-largeur est $w_x(0)$ notée $w_{0,x}$.

Le champ lointain de ce faisceau correspond à la répartition angulaire d'intensité. On définit comme précédemment la demi-largeur angulaire du faisceau comme $\theta_x = 2\sigma_{\theta_x}$. Dans le cas d'un faisceau gaussien, on vérifie que la demi-largeur angulaire du faisceau vaut $\theta_x = \frac{\lambda}{\pi w_{0,x}}$ et correspond à la demi-divergence à $1/e^2$ du faisceau. Pour un faisceau quelconque, on introduit le paramètre M^2 défini comme :

$$M_x^2 = \frac{4\pi}{\lambda} \sigma_{\theta_x} \sigma_{0,x} = \frac{\pi}{\lambda} \theta_x w_{0,x} \quad (\text{A-3})$$

Mesurer le facteur de qualité d'un faisceau revient donc à comparer la divergence de ce dernier à celle d'un faisceau gaussien dont le champ proche aurait la même largeur. Ainsi, un faisceau gaussien limité par la diffraction présente un facteur $M^2 = 1$ et un faisceau dont le facteur M^2 vaut 10 présente une demi-largeur angulaire 10 fois plus grande que celle d'un faisceau gaussien idéal présentant une même demi-largeur en champ proche.

Pour un faisceau quelconque, la loi d'évolution de la demi-largeur $w_x(z)$ le long de la direction de propagation s'écrit :

$$w_x(z) = \sqrt{w_{0,x}^2 + \theta_x^2(z - z_0)^2} = \sqrt{w_{0,x}^2 + \left(\frac{M_x^2 \lambda (z - z_0)}{\pi w_{0,x}}\right)^2} \quad (\text{A-4})$$

Pour une meilleure précision expérimentale, c'est cette dernière relation qui est utilisée pour calculer le facteur M^2 d'un faisceau. Dans un premier temps on mesure l'évolution de la répartition d'intensité du faisceau le long de l'axe de propagation et on en déduit les demi-largeurs correspondantes d'après (A-1). Connaissant $w_x(z)$, il suffit alors d'ajuster les paramètres $w_{0,x}$, z_0 et M_x^2 pour vérifier au mieux la relation (A-4).

b. Méthode expérimentale

Nous présentons ici la méthode expérimentale mise en place pour mesurer la répartition d'intensité du faisceau le long de son axe de propagation.

Pour calculer une valeur précise du M^2 à partir de (A-1), il faut mesurer la répartition spatiale de l'intensité du faisceau en un grand nombre de plans le long de l'axe de propagation. De plus, la méthode utilisée nécessite de réaliser ces mesures aussi bien en champ proche qu'en champ lointain. On donne sur la Figure A.1 un exemple pratique de schéma expérimental utilisé :

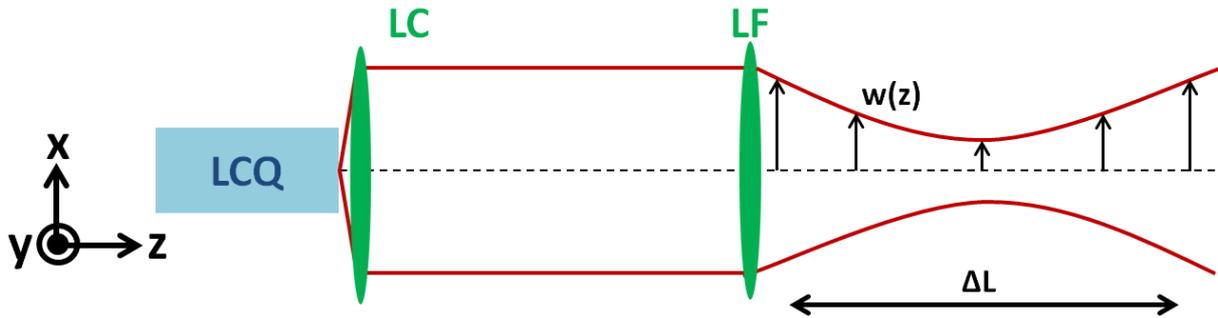


Figure A.1. Schéma expérimental typique pour la mesure du faisceau d'un LCQ. LC : lentille de collimation, LF : lentille de focalisation.

Dans l'exemple donné, on utilise une première lentille LC pour collimater le faisceau très divergent du LCQ. Une deuxième lentille LF permet de focaliser le faisceau et d'accéder ainsi simplement au champ proche et au champ lointain du faisceau.

On mesure ensuite la répartition d'intensité en plusieurs points de l'axe de propagation. Les plans de mesure sont répartis sur une distance totale ΔL . Selon la norme, la largeur du faisceau en champ lointain doit être au moins 3 fois plus grande que la largeur du faisceau en champ proche. D'un autre côté, la largeur du faisceau en champ proche doit être suffisamment grande (devant la résolution de la caméra ou la largeur de la fente) pour pouvoir être mesurée avec précision. Pour satisfaire ces deux conditions, il est nécessaire d'adapter ΔL et la focale de LF. Enfin, il faut veiller à avoir suffisamment de points de mesure à la fois en champ proche et en champ lointain pour que la méthode de calcul du M^2 soit valide.

En chaque point de mesure le long de l'axe z , la mesure du profil d'intensité du faisceau se fait à l'aide d'une fente fixée sur un wattmètre motorisé. La fente, de largeur $20 \mu\text{m}$ et de hauteur 5mm , est déplacée selon la direction x puis selon y . Durant le déplacement motorisé, la variation de puissance traversant la fente, mesurée par le wattmètre,

est enregistrée : on obtient ainsi le profil $I(x,y)$ du faisceau dans les deux directions correspondant à l'axe lent et rapide du LCQ dans le plan concerné. Ce processus pourrait être simplifié par l'utilisation d'une caméra qui permettrait de mesurer instantanément le profil du faisceau dans chaque plan de mesure. Cependant la caméra dont nous disposons possède des pixels de $100\ \mu\text{m}$. Or, d'après la norme, la largeur du faisceau en champ proche doit être au moins égale à 10 fois la taille d'un pixel : ici cela correspond à $w_{0,x} \geq 1\text{mm}$. Nous avons vu que, d'après la norme, la largeur du faisceau en champ lointain doit alors être d'au moins $3\ \text{mm}$. Ces valeurs correspondent à une distance de mesure totale de $\Delta L \sim 3.5\ \text{m}$, ce qui est difficilement réalisable dans notre cas. La résolution de la caméra est donc limitée pour cette application.

On interpole ensuite les valeurs de $w_x(z)$ calculées à partir des moments d'ordre 2 des profils $I(x,y,z)$ mesurés, par une relation dont la forme est donnée par (A-4). On en déduit les valeurs des paramètres $w_{0,x}$, z_0 et M_x^2 qui permettent de rendre compte au mieux de la propagation réelle du faisceau.

Annexe B Calculs autour de l'efficacité de combinaison d'un réseau de phase idéal

a. Efficacité de séparation et efficacité de combinaison

En cavité externe les séparateurs de faisceaux fonctionnent en combineur dans un sens et en séparateur dans l'autre. Au lieu de considérer l'efficacité de séparation comme paramètre à optimiser, il faudrait en toute rigueur considérer le produit des efficacités de séparation et de combinaison.

Nous allons montrer que sous certaines conditions ces deux efficacités sont égales et qu'au final, optimiser l'efficacité de séparation des réseaux est suffisant dans notre cas. Pour ce calcul, nous nous plaçons dans l'approximation scalaire de la théorie de la diffraction [86].

Considérons un réseau de phase contenu dans le plan xy . Sa structure est périodique, de période D , dans la direction x . Sa transmittance complexe s'écrit:

$$P(x) = a(x)e^{j\varphi(x)} \quad (\text{B-1})$$

Avec $a(x)$ et $\varphi(x)$ l'amplitude et la phase de la transmittance du réseau. Dans le cas du réseau de phase $a(x) = 1$. $\varphi(x)$ est une fonction continue périodique, de période D .

Si l'on décompose la transmittance du réseau en ondes planes, on obtient :

$$P(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} p_n e^{jnKx} \quad (\text{B-2})$$

avec,

$$p_n = \frac{1}{D} \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} P(x) e^{-jnKx} dx \quad (\text{B-3})$$

l'amplitude complexe de la $n^{\text{ième}}$ composante de la décomposition en série de Fourier de $P(x)$ et $K = \frac{2\pi}{D}$ le vecteur réseau. Chacune des composantes de la série de Fourier ci-dessus correspond à un ordre de diffraction du réseau. Ainsi, p_n est l'amplitude complexe du $n^{\text{ième}}$ ordre de diffraction du réseau lorsqu'il est éclairé par une onde plane de module au carré unitaire se propageant dans la direction z , le réseau étant contenu dans le plan xy .

Considérons le cas simple où le nombre d'ordres d'intérêt N est impair et où ces ordres sont répartis de manière symétrique de part et d'autre de l'ordre 0. L'efficacité de séparation η du réseau est définie comme le rapport entre la somme des modules au carré dans les ordres d'intérêt et le module au carré du champ de l'onde plane incidente (=1 ici):

$$\eta = \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} |p_n|^2 \quad (\text{B-4})$$

Intéressons-nous au cas où le même réseau est utilisé en sens inverse. Considérons pour cela N faisceaux lasers incident sur le réseau avec des angles d'incidence identiques à ceux des N ordres centraux. Ces N lasers seront ici considérés comme N ondes planes d'amplitude complexe p_n . Ces N ondes planes sont superposées dans le plan du réseau et forment la figure d'interférence suivante :

$$Q(x) = \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} q_n e^{jnKx} \quad (\text{B-5})$$

Après passage par le réseau le champ diffracté s'écrit :

$$Q(x)P(x) \quad (\text{B-6})$$

Le module au carré du champ diffracté dans l'ordre 0 s'écrit alors :

$$|E_0|^2 = \left| \frac{1}{D} \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} Q(x)P(x) dx \right|^2 \quad (\text{B-7})$$

$$|E_0|^2 = \left| \frac{1}{D} \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} p_m e^{jmKx} \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} q_n e^{jnKx} dx \right|^2 \quad (\text{B-8})$$

$$|E_0|^2 = \left| \frac{1}{D} \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} q_n p_m \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} e^{j(m+n)Kx} dx \right|^2 \quad (\text{B-9})$$

L'expression précédente n'est non-nulle que si $m = -n$, on obtient alors :

$$|E_0|^2 = \left| \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} p_{-n} q_n \right|^2 \quad (\text{B-10})$$

L'efficacité de combinaison ϑ du réseau définie comme le rapport du module au carré du champ diffracté dans l'ordre 0 par la somme des modules au carré des champs des N lasers incidents $|E_{inc}|^2$, s'écrit :

$$\vartheta = \frac{|E_0|^2}{|E_{inc}|^2} = \frac{\left| \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} p_{-n} q_n \right|^2}{\sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} |q_n|^2} \quad (\text{B-11})$$

Si les amplitudes complexes des N lasers sont choisies comme :

$$q_n = p_{-n}^* \quad (\text{B-12})$$

Alors,

$$\vartheta = \frac{\left| \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} |p_n|^2 \right|^2}{\sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} |p_n|^2} = \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} |p_n|^2 = \eta \quad (\text{B-13})$$

En choisissant les amplitudes complexes des N sources laser comme étant les complexes conjuguées des amplitudes complexes des N ordres du réseau lorsqu'il est éclairé par une onde plane, l'efficacité de combinaison est égale à l'efficacité de séparation : $\vartheta = \eta$.

b. Efficacité maximale d'un réseau de phase

On montre ici que l'efficacité d'un réseau de phase séparant un faisceau incident en un nombre fini N de faisceaux ($N > 1$) ne peut pas atteindre 100%. Par souci de simplicité, on va supposer N impair ($N = 2M + 1$) et que les N faisceaux d'intérêt sont répartis symétriquement autour de l'ordre 0.

Considérons un réseau de phase de transmittance $P(x)$, périodique de période D . Comme il s'agit d'un réseau de phase $P(x)$ s'écrit :

$$P(x) = e^{j\varphi(x)} \quad (\text{B-14})$$

Avec $\varphi(x)$ une fonction continue de période D .

Lorsqu'il est éclairé par une onde plane, le réseau produira en champ lointain un ensemble d'ordres dont les amplitudes complexes sont données par les coefficients de Fourier de la fonction $P(x)$.

$$p_m = \frac{1}{D} \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} P(x) e^{-jmKx} dx \quad (\text{B-15})$$

avec $K =$ le vecteur réseau.

Raisonnons par l'absurde : supposons que l'efficacité de ce réseau vaut 100%. On en déduit que tous les ordres de diffraction du réseau sont nuls sauf les N ordres d'intérêt. La transmittance s'écrit alors :

$$P(x) = e^{j\varphi(x)} = \sum_{m=-M}^{+M} p_m e^{jmKx} \quad (\text{B-16})$$

Si l'on s'intéresse au module carré de l'expression (B-16), on obtient :

$$1 = \left(\sum_{m=-M}^{+M} p_m e^{jmKx} \right) \overline{\left(\sum_{m=-M}^{+M} p_m e^{jmKx} \right)} = \sum_{m=-2M}^{+2M} c_m e^{jmKx} \quad (\text{B-17})$$

avec :

$$c_m = \sum_{p=0}^{2M-m} p_{-M+m+p} p_{-M+p}^* \quad (\text{B-18})$$

$$c_m = c_{-m}^*$$

Par unicité de la décomposition en série de Fourier, on déduit de (B-17) et (B-18) :

$$c_{2M} = p_{-M}^* p_M = 0 \quad (\text{B-19})$$

$$c_{2M-1} = p_{-M}^* p_{M-1} + p_{-(M-1)}^* p_M = 0 \quad (\text{B-20})$$

$$c_{2M-2} = p_{-M}^* p_{M-2} + p_{-(M-1)}^* p_{M-1} + p_{-(M-2)}^* p_M = 0 \quad (\text{B-21})$$

...

$$c_1 = p_{-M}^* p_{-(M-1)} + \dots + p_{M-1}^* p_M = 0 \quad (\text{B-22})$$

Si, comme on l'a supposé, $p_M \neq 0$, alors d'après (B-19) on a :

$$p_{-M} = 0 \quad (\text{B-23})$$

Ceci entraîne alors, d'après (B-20) et (B-23), que :

$$p_{-(M-1)} = 0 \quad (\text{B-24})$$

Puis, d'après (B-21), (B-23) et (B-24), on obtient que :

$$p_{-(M-2)} = 0 \quad (\text{B-25})$$

De proche en proche on obtient finalement que :

$$p_{-M} = \dots = p_{M-1} = 0 \quad (\text{B-26})$$

Ainsi seul l'ordre M est non-nul. Lorsque l'on suppose que le réseau de phase possède exactement N ordres non nuls ($N > 1$ et N fini), on montre que le réseau de phase ne peut avoir qu'un seul ordre non-nul. Pour conclure ce raisonnement par l'absurde, un réseau de phase ne peut pas avoir un ensemble de N ordres non nuls ($N > 1$ et N fini). Autrement dit, il n'existe que deux cas de figure possibles pour un réseau de phase : soit il n'a qu'un seul ordre non-nul soit une infinité.

Une conséquence de cette démonstration est que pour $N > 1$, l'efficacité d'un réseau de phase ne peut atteindre 100%. En effet, l'efficacité d'un réseau de phase s'écrit :

$$\eta = \sum_{n=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} |p_n|^2 \quad (\text{B-27})$$

D'après la démonstration précédente on a donc :

$$\eta < \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |p_n|^2 \quad (\text{B-28})$$

Or, nous avons également :

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} |p_n|^2 = \frac{1}{D} \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} |P(x)|^2 dx = 1 \quad (\text{B-29})$$

On en conclut que :

$$\eta < 1 \quad (\text{B-30})$$

Liste des publications

Articles publiés dans des revues internationales à comité de lecture :

G. Bloom, A. Grisard, E. Lallier, C. Larat, M. Carras, et X. Marcadet, "Optical parametric amplification of a distributed-feedback quantum-cascade laser in orientation-patterned AsGa," *Opt. Lett.* **35**, 505-507 (2010)

G. Bloom, C. Larat, E. Lallier, M. Carras, et X. Marcadet, "Coherent combining of two quantum-cascade lasers in a Michelson cavity," *Opt. Lett.* **35**, 1917-1919 (2010)

G. Bloom, C. Larat, E. Lallier, M-S. L. Lee-Bouhours, B. Loiseaux, et J-P. Huignard, "Design et optimization of a high-efficiency array generator in the mid-IR with binary subwavelength grooves," *Appl. Opt.* **50**, 701-709 (2011)

G. Bloom, C. Larat, E. Lallier, G. Lehoucq, S. Bansropun, M.-S. L. Lee-Bouhours, B. Loiseaux, M. Carras, X. Marcadet, G. Lucas-Leclin, et P. Georges, "Passive coherent beam combining of quantum-cascade lasers with a Dammann grating," *Opt. Lett.* **36**, 3810-3812 (2011)

Communications dans des conférences internationales avec publication des actes:

G. Bloom, C. Larat, E. Lallier, G. Lehoucq, S. Bansropun, M.-S. L. Lee-Bouhours, B. Loiseaux, M. Carras, X. Marcadet, G. Lucas-Leclin, et P. Georges, "Coherent combining of quantum-cascade lasers with a binary phase grating," SPIE Defense et Security, Prague, 2011. Présentation orale publiée dans Proc. SPIE 8187, 81870D (2011).

G. Bloom, C. Larat, E. Lallier, G. Lehoucq, S. Bansropun, M.-S. L. Lee-Bouhours, B. Loiseaux, M. Carras, X. Marcadet, G. Lucas-Leclin, et P. Georges, " Passive coherent beam combining of quantum-cascade lasers with a Dammann grating," SPIE Photonics West, San Francisco, 2012. Présentation orale acceptée.

Communications dans des conférences internationales sans publication des actes:

G. Bloom, A. Grisard, E. Lallier, C. Larat, M. Carras, et X. Marcadet, "Optical parametric amplification of a distributed-feedback quantum-cascade laser in orientation-patterned AsGa," 1st EOS Topical Meetings on Lasers, 2009, Capri. Présentation orale.

G. Bloom, A. Grisard, E. Lallier, C. Larat, M. Carras, X. Marcadet, et B. Gerard, "Optical Parametric Amplification of a Distributed Feedback Quantum Cascade Laser in Orientation-Patterned AsGa," in *Conference on Lasers et Electro-Optics*, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2010), paper CFN1. Présentation orale.

G. Bloom, C. Larat, E. Lallier, M. Carras, et X. Marcadet, "Coherent combining of two quantum-cascade lasers in a Michelson cavity," in *CLEO:2011 - Laser Applications to Photonic Applications*, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CTuC1. Présentation orale.

G. Lucas-Leclin, G. Bloom, D. Pabœuf, P. Georges, C. Larat, M. Carras, X. Marcadet, E. Lallier, "Passive coherent combining of diode lasers in external cavity configurations," High-Power Diode Lasers et Systems, Photonex, 2011, Coventry. Présentation orale invitée.

Bibliographie

- [1] G. Grigor'yan, B. Dymshits, and S. Izyumov, "Enhancement of the efficiency and specific output energy of an electric-discharge CO laser by intensification of heat exchange with the walls," *Sov. J. Quant. Electron.*, vol. 17, p. 1385, 1987.
- [2] I. Sokorina and K. Vodopyanov, *Solid-State Mid-Infrared Laser Sources*. Berlin: Springer, 2003.
- [3] D. Garbuzov et al., "2.3–2.7 μm room temperature CW operation of InGaAsSb/AlGaAsSb broad waveguide SCH-QW diode lasers," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 11, p. 794, 1999.
- [4] J. Meyer et al., "Auger coefficients in type-II InAs/GaInSb quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, p. 2857, 1998.
- [5] Z. Feit, M. McDonald, R. Woods, V. Archambault, and P. Mak, "Low threshold PbEuSeTe/PbTe separate confinement buried heterostructure diode lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, p. 738, 1996.
- [6] M. Eichorn and S. Jackson, "High-pulse-energy actively Q-switched Tm³⁺-doped silica 2 μm fiber laser pumped at 792 nm," *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 32, p. 2780, 2007.
- [7] S. Jackson, A. Sabella, and D. Lancaster, "Application and Development of High-Power and Highly Efficient Silica-Based Fiber Lasers Operating at 2 μm ," *IEEE J. Sel. Top. Quant.*, vol. 13, no. 3, p. 567, 2007.
- [8] G. Wagner and T. Carrig, "Power scaling of Cr²⁺:ZnSe lasers," in *OSA Trends Opt. Photonics, Adv. Solid State Lasers*, vol. 50, 2001, p. 506.
- [9] I. Sorokina, E. Sorokin, A. Di Lieto, and M. Tonelli, "Tunable diode-pumped continuous-wave operation and passive mode-locking of Cr²⁺: ZnSe laser," in *Tech. Digest CLEO/Europe*, 2001.
- [10] V.V. Fedorov et al., "3.77-5.05- μm tunable solid-state lasers based on Fe²⁺-doped ZnSe crystals operating at low and room temperatures," *IEEE J. Quantum Elect.*, vol. 42, no. 9, p. 907, 2006.
- [11] A. Voronov et al., "A continuous-wave Fe²⁺:ZnSe laser," *Quantum Electron.*, vol. 38, p. 1113, 2008.
- [12] J.S. Sanghera, L. Brandon Shaw, and I.D. Aggarwal, "Chalcogenide Glass-Fiber-Based

-
- Mid-IR Sources and Applications," *IEEE J. Sel. Top. Quant.*, vol. 15, no. 1, p. 114, 2009.
- [13] A. Hildenbrand et al., "Compact efficient mid-infrared source: OP-GaAs OPO pumped by Ho³⁺:YAG laser," *Proc. SPIE*, no. 8187, 2011.
- [14] L. A. Eyres et al., "All-epitaxial fabrication of thick, orientation-patterned GaAs films for nonlinear optical frequency conversion," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 7, p. 904, 2001.
- [15] P. A. Budni et al., "10W Mid-IR Holmium Pumped ZnGeP₂ OPO," in *Advanced Solid State Lasers*, 1998, p. 90.
- [16] E. Cheung et al., "High power conversion to mid-IR using KTP and ZGP OPOs," in *Advanced Solid State Lasers*, 1999, p. 514.
- [17] J. Faist et al., "Quantum cascade laser," *Science*, vol. 264, no. 5158, p. 553, 1994.
- [18] A. Bismuto, M. Beck, and J. Faist, "High power Sb-free quantum cascade laser emitting at 3.3 μm above 350 K," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 19, p. 191104, 2011.
- [19] G. Scalari, S. Blaser, and J. Faist, "Terahertz Emission from Quantum Cascade Lasers in the Quantum Hall Regime: Evidence for Many Body Resonances and Localization Effects," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, p. 237403, 2004.
- [20] A. Friedrich, C. Huber, G. Boehm, and M. C. Amman, "Low threshold room temperature operation of injector less quantum cascade lasers: influence of doping density," *Elect. Lett.*, no. 42, p. 1228, 2006.
- [21] J.Y. Bengloan, "Amélioration des performances des Lasers à Cascade Quantique : Etude du confinement optique et des propriétés thermiques," Université Paris XI, Orsay, Thèse de Doctorat 2005.
- [22] Y. Bai, N. Bandyopadhyay, S. Tsao, S. Slivken, and M. Razeghi, "Room temperature quantum cascade lasers with 27% wall plug efficiency," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 18, p. 181102, 2011.
- [23] A. Soibel, K. Mansour, D. Sivco, and Y. Cho, "Evaluation of Thermal Crosstalk in Quantum Cascade Laser Arrays," *IEEE Photonic. Tech. Lett.*, vol. 19, p. 1041, 2007.
- [24] S. Menzel et al., "Quantum cascade laser master-oscillator power-amplifier with 1.5 W output power at 300K," *Opt. Express*, vol. 19, no. 17, p. 16229, 2011.
- [25] T.Y. Fan, "Laser beam combining for high-power, high-radiance sources," *IEEE J. Sel.*

-
- Top. Quant.*, vol. 11, no. 3, p. 567, 2005.
- [26] J. Wagner, "Infrared semiconductor lasers for DIRCM applications," in *Proc. SPIE*, 2008, p. 71150A.
- [27] A. Sevian et al., "Efficient power scaling of laser radiation by spectral beam combining," *Opt. Lett.*, vol. 4, no. 33, p. 384, 2008.
- [28] D. Vijayakumar, O. Jensen, R. Ostendorf, T. Westphalen, and B. Thestrup, "Spectral beam combining of a 980 nm tapered diode laser bar," *Opt. Express*, vol. 18, no. 2, p. 893, 2010.
- [29] S. Augst, J. Ranka, T. Y. Fan, and A. Sanchez, "Beam combining of ytterbium fiber amplifiers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 24, p. 1707, 2007.
- [30] S. Hugger et al., "Power scaling of quantum cascade lasers via multiemitter beam combining," *Opt. Eng.*, vol. 49, p. 111111, 2010.
- [31] B. Lee et al., "Beam combining of quantum cascade laser arrays," *Opt. Express*, vol. 17, p. 16216, 2009.
- [32] D. Ackley, "Single longitudinal mode operation of high power multiple-stripe injection lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 42, p. 152, 1983.
- [33] D. Botez and D. Scifres, *Diode laser arrays*. Cambridge: Cambridge University Press, 1994.
- [34] D. Botez, L.J. Mawst, G.L. Peterson, and T.J. Roth, "Phase-locked arrays of antiguides: model content and discrimination," *IEEE J. Quantum Elect.*, vol. 26, no. 3, p. 482, 1990.
- [35] D. Botez, M. Jansen, L. J. Mawst, G. Peterson, and T. J. Roth, "Watt-range, coherent, uniphase powers from phase-locked arrays of antiguided diode lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, no. 19, p. 2070, 1991.
- [36] H. Talbot, "Facts relating to optical Science," *Philosophical Magazine*, vol. 9, no. 56, p. 401, 1836.
- [37] L. Rayleigh, "On copying diffraction gratings, and on some phenomena connected therewith," *Philosophical Magazine*, vol. 11, no. 67, p. 196, 1881.
- [38] I. Hassiaoui et al., "Very compact external cavity diffraction-coupled tapered laser diodes," *Appl. Opt.*, vol. 47, no. 6, p. 746, 2008.
- [39] D. Pabœuf et al., "Coherent beam superposition of ten diode lasers with a Dammann

-
- grating," *Opt. Lett.*, vol. 35, p. 1515, 2010.
- [40] K. Abramski, A. Colley, H. Baker, and D. Hall, "High-Power two-dimensional waveguide CO₂ laser arrays," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 32, no. 2, p. 340, 1996.
- [41] A. Shirakawa, T. Saitou, T. Sekiguchi, and K.-I. Ueda, "Coherent addition of fiber lasers by use of a fiber coupler," *Opt. Express*, vol. 10, p. 1167, 2002.
- [42] M. Fridman, V. Eckhouse, N. Davidson, and A. Friesem, "Efficient coherent addition of fiber lasers in free space," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 7, p. 790, 2007.
- [43] Q. Peng et al., "Efficient improvement of laser beam quality by coherent combining in an improved Michelson cavity," *Opt. Lett.*, vol. 30, p. 1485, 2005.
- [44] D. Sabourdy, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot, M. Vampouille, and A. Barthélémy, "Coherent combining of two Nd:YAG lasers in a Vernier-Michelson-type cavity," *Appl. Phys. B*, vol. 75, p. 503, 2002.
- [45] D. Sabourdy, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, and A. Barthélémy, "975-nm Single-Mode Laser Source: External Coherent Combining of Two Pigtailed Laser Diodes," *IEEE J. Sel. Top. Quant.*, vol. 10, p. 1033, 2004.
- [46] V. Eckhouse, A. Ishaaya, L. Shimshi, N. Davidson, and A. Friesem, "Intracavity coherent addition of 16 laser distributions," *Opt. Lett.*, vol. 31, p. 350, 2006.
- [47] D. Sabourdy et al., "Efficient coherent combining of widely tunable fiber lasers," *Opt. Express*, vol. 11, p. 87, 2003.
- [48] J. Leger, G. Swanson, and W. Vedkamp, "Coherent beam addition of GaAlAs lasers by binary phase gratings," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 48, p. 888, 1986.
- [49] J. Leger, G. Swanson, and W. Vedkamp, "Coherent laser addition using binary phase gratings," *Appl. Opt.*, vol. 26, p. 4391, 1987.
- [50] H. Dammann and K. Görtler, "High-efficiency in-line multiple imaging by means of multiple phase holograms," *Opt. Commun.*, vol. 3, p. 312, 1971.
- [51] H. Dammann and E. Klotz, "Coherent optical generation and inspection of two-dimensional periodic structures," *Opt. Acta*, vol. 24, p. 505, 1977.
- [52] A. Shirakawa, K. Matsuo, and K.-I. Ueda, "Fiber Laser Coherent Array for Power Scaling of Single-Mode Fiber Laser," in *Proc. SPIE*, vol. 5662, 2004, p. 482.
- [53] D. Kouznetsov, J.-F. Bisson, A. Shirakawa, and K.-I. Ueda, "Limits of Coherent

-
- Addition of Lasers: Simple Estimate," *Opt. Rev.*, vol. 12, p. 445, 2005.
- [54] J. Whiteaway, D. Moule, and S. Clements, "Tree array lasers," *Electron. Lett.*, vol. 25, p. 779, 1989.
- [55] L. Hoffmann et al., "Coherence in Y-coupled quantum cascade lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, 2007.
- [56] L. Hoffmann et al., "Tree array quantum cascade laser," *Opt. Express*, vol. 17, p. 649, 2009.
- [57] J. Bourderionnet, C. Bellanger, J. Primot, and A. Brignon, "Collective coherent phase combining of 64 fibers," *Opt. Express*, vol. 19, p. 17053, 2011.
- [58] S. Redmond et al., "Active coherent beam combining of diode lasers," *Opt. Lett.*, vol. 36, p. 999, 2011.
- [59] C. Yu, J. Kinsky, S. Shaw, D. Murphy, and C. Higgs, "Coherent Beam Combining of a Large Number of PM Fibers in a 2D Fiber array," in *CLEO/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, 2006.
- [60] S. J. Augst, T. Y. Fan, and A. Sanchez, "Coherent beam combining and phase noise measurements of ytterbium fiber amplifiers," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 5, p. 474, 2004.
- [61] T. Shay, "Self-synchronous locking of optical coherence by single-detector electronic-frequency tagging," 7 058 098 B1, 2006.
- [62] S. Demoustier, "Recombinaison cohérente de fibres laser," Université Paris XI, Thèse de doctorat 2006.
- [63] C. Bellanger, A. Brignon, J. Colineau, and J. P. Huignard, "Coherent fiber combining by digital holography," *Opt. Lett.*, vol. 33, p. 2937, 2008.
- [64] G. M. de Naurois et al., "Coherent quantum cascade laser micro-stripe arrays," *AIP Advances*, no. 1, p. 032165, 2011.
- [65] C. Pedersen and T. Skettrup, "Laser modes and threshold conditions in N-mirror resonators," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 13, no. 5, p. 926, 1996.
- [66] A. Siegman, *Lasers*. Mill Valley, CA: University Science Books, 1986.
- [67] J. Cao, J. Hou, Q. Lu, and X. Xu, "Numerical research on self-organized coherent fiber laser arrays with circulating field theory," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, no. 7, p. 1187, 2008.
- [68] T. Fan, "The Effect of Amplitude (Power) Variations on Beam Combining Efficiency

-
- for Phased Arrays," *IEEE J. Sel. Top. Quant.*, vol. 15, no. 2, p. 291, 2009.
- [69] C. Corcoran and F. Durville, "Passive Phasing in a Coherent Laser Array," *IEEE J. Sel. Top. Quant.*, vol. 15, no. 2, p. 294, 2009.
- [70] T. Aellen et al., "Direct measurement of the linewidth enhancement factor by optical heterodyning of an amplitude-modulated quantum cascade laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 9, p. 091121, 2006.
- [71] C Zhou and L Liu, "Numerical study of Dammann array illuminators," *Appl. Opt.*, vol. 34, no. 26, p. 5961, 1995.
- [72] E Sidick, A. Knoesen, and J Mait, "Design and rigorous analysis of high-efficiency array generators," *Appl. Opt.*, vol. 32, p. 2599, 1993.
- [73] D. Prongué, Herzig H., R. Dändliker, and M. Gale, "Optimized kinoform structures for highly efficient fan-out elements," *Appl. Opt.*, vol. 31, no. 26, p. 5706, 1992.
- [74] P. Ehbets, H. Herzig, and D. Prongué, "High-efficiency continuous surface-relief gratings for two-dimensionnal array generation," *Opt. Lett.*, vol. 17, no. 13, p. 908, 1992.
- [75] G. Bouchitte and R. Petit, "Homogenization techniques as applied in the electromagnetic theory of gratings," *Electromagnetics*, vol. 5, no. 1, p. 17, 1985.
- [76] P. Lalanne and D. Lemercier-Lalanne, "On the effective medium theory of subwavelength periodic structures," *J. Mod. Optic.*, vol. 43, no. 10, p. 2063, 1996.
- [77] M. Farn, "Binary gratings with increased efficiency," *Appl. Opt.*, vol. 31, no. 22, p. 4453, 1992.
- [78] W. Stork, N. Streibl, H. Haidner, and P. Kipfer, "Artificial distributed-index media fabricated by zero-order gratings," *Opt. Lett.*, vol. 16, p. 1921, 1991.
- [79] H. Haidner et al., "Diffraction grating with rectangular grooves exceeding 80% diffraction efficiency," *Infrared Physics*, vol. 34, p. 467, 1993.
- [80] C. Sauvan, P Lalanne, and M-S.-L. Lee, "Broadband blazing with artificial dielectrics," *Opt. Lett.*, vol. 29, p. 1593, 2004.
- [81] C. Ribot, P. Lalanne, M-S.L. Lee, B. Loiseaux, and J-P Huignard, "Analysis of blazed diffractive optical elements formed with artificial dielectrics," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 24, p. 3819, 2007.
- [82] F. Lu, F. Sedgwick, V. Karagodsky, C. Chase, and C. Chang-Hasnain, "Planar high-

-
- numerical-aperture low-loss focusing reflectors and lenses using subwavelength high contrast gratings," *Opt. Express*, vol. 18, p. 12606, 2010.
- [83] M-S.L. Lee et al., "Sub-wavelength structures for broadband diffractive optics," in *Proc. SPIE*, vol. 6029, 2006, p. 602919.
- [84] R. Tyan et al., "Design, fabrication, and characterization of form birefringent multilayer polarizing beam splitter," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 14, p. 1627, 1997.
- [85] J. Miller, N. de Beaucoudrey, P. Chavel, E. Cambril, and H. Launois, "Synthesis of a subwavelength-pulse-width spatially modulated array illuminator for 0,633 μm ," *Opt. Lett.*, vol. 21, p. 1399, 1996.
- [86] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th ed., Pergamon, Ed. Oxford, 1980.
- [87] K. Knop, "Rigorous diffraction theory for transmission phase gratings with deep rectangular grooves," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 68, no. 9, 1978.
- [88] M. Moharam, E. Grann, and D. Pommet, "Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous-coupled wave analysis of binary gratings," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 12, no. 5, p. 1068, 1995.
- [89] L. Li, "Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modelling layered diffraction gratings," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 13, no. 5, p. 1024, 1996.
- [90] J.P. Hugonin and P. Lalanne, *Reticolo software for grating analysis*, 1995.
- [91] P. Lalanne, "Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 13, p. 779, 1996.
- [92] G. Granet, "Efficient implementation of the coupled-wave method for metallic lamellar gratings in TM polarization," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 13, p. 1019, 1996.
- [93] L. Li, "New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 14, p. 2758, 1997.
- [94] K. Schittkowski, "NLQPL: A FORTRAN-Subroutine Solving Constrained Nonlinear Programming Problems," *Annals of Operations Research*, vol. 5, p. 485, 1985.
- [95] S. Kirkpatrick, C. Gelatt, and M. Vecchi, "Optimization by Simulated Annealing," *Science*, vol. 220, no. 4598, p. 671, 1983.
- [96] P. Lalanne and M. Hutley, *Artificial media optical properties-Subwavelength scale*. New York: Marcel Dekker, 2003.
- [97] P. Lalanne and D. Lemerancier-Lalanne, "Depth dependence of the effective properties of

-
- Sublambda gratings," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 14, no. 2, p. 450, 1997.
- [98] C Chang, L Waller, and G. Barbastathis, "Design and optimization of broadband wide-angle antireflection structures for binary diffractive optics," *Opt. Lett.*, vol. 35, p. 907, 2010.
- [99] M. Beck et al., "Continuous Wave Operation of a Mid-Infrared Semiconductor Laser at Room Temperature," *Science*, vol. 295, no. 5553, p. 301, 2002.
- [100] M. de Labacherie, "Principales caractéristiques des lasers semiconducteurs à cavité étendue. Application à l'amélioration des propriétés spectrales des diodes laser," Université Paris XI, Orsay, Thèse de doctorat 1988.
- [101] E. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press, Ed. New York, 1985.
- [102] W.W. Bewley et al., "Beam Steering in High-Power CW Quantum-Cascade Lasers," *IEEE J. Quantum Elect.*, vol. 41, no. 6, p. 833, 2005.
- [103] M. Littman and H. Metcalf, "Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander," *Appl. Opt.*, vol. 17, no. 14, p. 2224, 1978.

Combinaison cohérente de lasers à cascade quantique

Résumé:

Des applications comme les contre-mesures optiques nécessitent des sources puissantes et avec une bonne qualité de faisceau dans le moyen infrarouge. Le laser à cascade quantique (LCQ) est une solution prometteuse mais la puissance fournie par ces lasers n'est pas suffisante. La combinaison cohérente de plusieurs de ces sources devrait permettre de sommer leurs puissances tout en conservant la qualité de faisceau d'un émetteur unique et constitue donc une solution intéressante pour contourner l'actuelle limitation en puissance des LCQ.

Nous présentons une étude théorique et expérimentale de la combinaison de faisceaux cohérente de LCQ dans une cavité externe commune utilisant un coupleur de faisceaux. La mise en phase est ici totalement passive puisque fondée sur la minimisation des pertes dans la cavité globale : on parle d'auto-organisation. Un modèle général permettant de quantifier l'efficacité de combinaison et la stabilité de telles cavités est développé. Dans un premier temps, on montre expérimentalement que la combinaison cohérente de deux LCQ dans une cavité Michelson est une solution efficace et stable. Pour combiner plus d'émetteurs il est nécessaire de concevoir des coupleurs de faisceaux dans le moyen infrarouge efficaces. Pour cela, nous avons étudié deux types de réseaux : les réseaux de phase binaire (réseaux de Dammann) et des structures à gradient d'indice composées de motifs sub-longueur d'onde. Le dessin et l'optimisation de telles structures fait appel à la théorie des milieux artificiels et nécessite l'utilisation d'un code de résolution rigoureuse des équations de Maxwell (RCWA). Enfin, la combinaison cohérente de cinq LCQ en cavité externe avec un coupleur de faisceaux est démontrée expérimentalement et la combinaison d'un plus grand nombre de LCQ est discutée. En conclusion, nous présentons une solution originale pour réaliser la combinaison cohérente passive de LCQ et ainsi apporter une solution à l'augmentation de puissance dans le moyen infrarouge.

Coherent combining of quantum cascade lasers

Summary:

Powerful sources in the mid-infrared with a good beam quality are highly needed for applications such as optical countermeasures. The quantum cascade laser (QCL) is a promising solution but the maximum power achievable is not sufficient. The coherent beam combining of several QCL could lead to higher output power in the same beam and thus is an interesting solution to circumvent the current power limitation of these sources.

We present a theoretical and experimental study of the coherent beam combining of QCL in a common external cavity with a beam combiner. The phase locking is totally passive since it is only based on loss minimization in the external cavity: it is a self-organization process. A general model is developed to quantify the combining efficiency and the stability that can be obtained from this method. Experimentally, the coherent combining of two QCL in a Michelson cavity is studied first and demonstrated to be efficient and stable. In order to combine more emitters, an efficient beam combiner must be designed in the mid-infrared. For that purpose, two type of gratings, a classical binary phase grating (or Dammann grating) and a more complex gradient-index structure made of local sub-wavelength patterns are designed and compared. The calculation and optimization of this sub-wavelength structure is based on the artificial media theory and is achieved with rigorous coupled wave analysis (RCWA). Finally, the coherent combining of five QCL in an external cavity with a binary phase grating is demonstrated and the scalability to the combining of more emitters is discussed. In conclusion, we present an original solution to combine coherently several QCL and thus address the power scaling issue in the mid-infrared.