

## Table des matières

Introduction.....	8
Chapitre 1.....	11
1.1    Introduction.....	11
1.2    Rappels sur les caractéristiques spectrales des diodes laser à semiconducteur .....	12
1.3    Diodes laser sous réinjection optique .....	13
1.3.1    Définition des paramètres.....	13
1.3.2    Régimes de réinjection .....	14
1.4    Diodes laser stabilisées avec une cavité externe .....	17
1.4.1    Stabilisation par réseaux de diffraction.....	17
a.    Montage Littrow.....	17
b.    Montage Littman.....	18
1.4.2    Stabilisation par étalon Fabry-Pérot.....	19
a.    Montage en V .....	19
b.    Montage œil de chat .....	20
1.4.3    Stabilisation par fibres optiques à réseau de Bragg photoinscrit .....	21
1.5    Réseaux résonants pour la réinjection optique .....	22
1.5.1    Caractéristiques du réseau résonant .....	22
1.5.2    Etat de l'art sur la stabilisation de diodes laser par réseau résonant .....	24
1.6 Conclusion .....	26
Chapitre 2 .....	28
2.1    Introduction.....	28
2.2    Définition de la cavité équivalente.....	29
2.2.1    Eléments de la cavité.....	29
2.2.2    Cavité équivalente .....	32
2.3    Calcul des paramètres pour un fonctionnement monomode.....	34
2.3.1    Condition au seuil de la cavité équivalente.....	34
2.3.2    Sélection spectrale dans la cavité équivalente.....	35
2.3.3    Choix de cavités à forte sélectivité spectrale .....	37
2.4    Calcul des spectres au-dessus du seuil.....	40
2.4.1    Calcul du gain au seuil .....	40
2.4.2    Calcul du mode principal au-dessus du seuil.....	43
2.4.3    Calcul des spectres au-dessus du seuil.....	45
2.5    Conclusion .....	48

Chapitre 3 .....	49
3.1    Introduction.....	49
3.2    Conception des réseaux .....	50
3.2.1    Conception de réseaux résonants infinis .....	50
a.    Réseau résonant à un atome par maille.....	50
b.    Réseau résonant à deux atomes par maille .....	53
3.2.2    Modélisation de réseaux CRIGF.....	55
a.    Présentation de la structure.....	55
b.    Paramètres de conception .....	56
c.    Comportement d'un filtre CRIGF.....	57
3.3    Réalisation technologique.....	63
3.3.1    Dépôt des couches minces .....	64
3.3.2    Lithographie électronique .....	65
a.    Préparation des échantillons.....	66
b.    Conditions d'Insolation.....	66
c.    Masques des réseaux .....	68
3.3.3    Gravure par plasma .....	68
3.4    Caractérisation des réseaux résonants .....	70
3.4.1    Caractérisation des réseaux résonants infinis.....	71
a.    Banc de caractérisation .....	71
b.    Réseaux résonants infinis à un atome par maille.....	71
c.    Réseaux résonants infinis à deux atomes par maille .....	72
3.4.2    Caractérisation des réseaux résonants CRIGF .....	74
a.    Synthèse des réseaux fabriqués .....	74
b.    Banc de caractérisation .....	74
c.    Influence du déphasage entre la zone réseau et la zone DBR .....	75
d.    Influence de la taille du waist incident.....	77
e.    Spectres expérimentaux optimisés .....	79
f.    Etude des tolérances .....	80
g.    Etude en fonction du pas.....	82
h.    Influence de la profondeur de gravure .....	84
i.    Réseaux CRIGF 2D.....	87
3.5    Conclusion .....	92
Chapitre 4 .....	94

4.1	Introduction.....	94
4.2	Résultats expérimentaux en montage Littrow.....	95
4.2.1	Montage expérimental.....	95
a.	Présentation du montage.....	95
b.	Choix de la lentille de collimation .....	96
c.	Diodes laser et alimentation du montage .....	97
d.	Système d'observation : caméras .....	98
4.2.2	Résultats expérimentaux.....	101
a.	Spectres en intensité .....	101
b.	Sensibilité aux vibrations et sauts de mode .....	103
c.	Influence de la température.....	105
d.	Influence de la longueur de la cavité externe .....	107
e.	Mesures de RIN et mesures temporelles .....	109
4.2.3	Conclusion sur le montage Littrow.....	112
4.3	Résultats en montage œil de chat.....	113
4.3.1	Description du montage .....	113
4.3.2	Réglage du montage .....	115
4.3.3	Résultats expérimentaux.....	115
a.	Spectres expérimentaux.....	115
b.	Etude en fonction de la taille du spot.....	117
4.3.3	Conclusion sur le montage œil de chat .....	119
4.4	Conclusion .....	119
	Conclusion .....	120
	Références.....	123
	Liste des publications .....	127

## Liste des symboles :

Symbole	Définition
$\lambda$	longueur d'onde
$g$	gain optique
$n$	indice de réfraction
$n_g$	indice de groupe
$c$	vitesse de la lumière
$l$	longueur de la cavité laser
SMSR	Side Mode Suppression Ratio
$\alpha_h$	facteur de Henry
$r_{eq}$	réflectivité équivalente
$\alpha(\lambda)$	pertes équivalentes en intensité
$\Delta\alpha$	écart de gain modal
$N$	densité de porteurs
$\beta_{sp}$	facteur de couplage entre l'émission spontanée et le mode laser
$w_0$	demi-largeur à 1/e en intensité
CRIGF	Cavity Resonator Integrated Grating Filter
$L_G$	taille de la section réseau central d'un CRIGF
$\delta$	zone de déphasage située entre le réseau central et le DBR
$h$	profondeur de gravure d'un réseau
RIN	Relative Intensity Noise



# Introduction

Les nombreux avantages des diodes laser en ont fait un composant essentiel pour de nombreux systèmes photoniques, tels que les télécommunications optiques, la spectroscopie ou la métrologie. Cependant, les diodes laser doivent encore améliorer leur niveau de performances et répondre notamment à un besoin en haute qualité spectrale, en accordabilité et en technologies d'intégration optique. Une des principales exigences est d'assurer un fonctionnement monomode et stable, quelle que soit la puissance délivrée. Pour certaines applications comme les horloges atomiques ou les impulsions LIDAR, des largeurs de raie aussi fines que la centaine de kHz sont nécessaires. De telles performances sont rendues possibles par l'usage d'un élément filtrant en cavité externe. Dès le début des années 1980, des montages incluant des réseaux de diffraction ont été utilisés pour obtenir des diodes laser de faible largeur de raie et accordables. Par la suite, des étalons Fabry-Pérot ou des fibres FBG (Fiber Bragg Grating) ont été utilisés en cavité externe. Ces sources présentent cependant l'inconvénient d'être encombrantes et difficiles à mettre en œuvre.

Parallèlement, dans les années 1990, un nouveau type de filtre à réseau résonant est apparu et a suscité un vif intérêt. Cette structure est constituée d'un guide d'onde au-dessus duquel un réseau est gravé. Le réseau couple et découple l'onde à l'intérieur du guide. Ce phénomène crée un pic de résonance dans le spectre. La valeur de la réflexion de l'empilement des couches détermine la réflexion hors résonance. Ce fonctionnement permet d'avoir un filtrage ultra-sélectif en réflexion, contrairement aux filtres standards multicouches de type Fabry-Pérot qui fonctionnent en transmission. Le réseau résonant intègre ainsi deux fonctions optiques, la réflexion et le filtrage, en un seul élément. Ces avantages ont pour l'instant été peu mis à profit pour la réalisation de cavité externe de diodes laser.

Le travail présenté dans ce mémoire s'inscrit dans le cadre du développement de systèmes optiques compacts et hautement fonctionnels, pour lesquels la source laser de haute qualité optique est un élément essentiel. L'objectif de ce travail est de montrer que de nouvelles architectures de réseaux résonants ouvrent la voie à des configurations de diodes laser en cavité externe à la fois performantes et conviviales, et pouvant apporter de nouvelles fonctionnalités non accessibles par les montages actuels. Une des limitations des cavités externes actuelles résulte de l'encombrement de l'assemblage et de l'alignement des composants optiques. Des cavités courtes, de l'ordre du centimètre voire moins, compatibles avec un fonctionnement stabilisé en longueur d'onde pour des impulsions d'une durée de l'ordre de la nanoseconde ouvriraient une nouvelle classe d'applications (LIDAR haute puissance, impulsions de très forte énergie). Ce régime n'est pas accessible avec les cavités usuelles incluant des réseaux de Bragg inscrits dans une fibre optique, qui imposent une longueur de cavité importante, de l'ordre de la dizaine de centimètres.

L'architecture des réseaux résonants a pu bénéficier ces dernières années des avancées technologiques apportées par la microélectronique et les nanotechnologies. Les procédés de lithographie électronique ou ultra violet ont apporté une riche alternative aux procédés d'holographie, en offrant l'accès à des dessins submicroniques, bidimensionnels au-delà des lignes de réseaux uniformes conventionnelles. Cet avantage a notamment été exploité pour surmonter les limitations des réseaux standards concernant la sensibilité à la polarisation ou à l'incidence oblique.

En outre, de nouvelles perspectives pour intégrer l'optique dans un système émergent grâce à l'utilisation de technologies à grande échelle comme la technologie CMOS. L'émergence de composants photoniques sur verre ou sur silicium, comportant des matériaux diélectriques de qualité optique maîtrisée, à l'instar de la silice ou du nitre de silicium, est extrêmement prometteuse pour induire de nouvelles filières de composants, facilitant leur hybridation dans un système, voire leur intégration au sein d'une puce.

L'utilisation pratique des réseaux résonants est limitée par leur très faible tolérance angulaire. Cette caractéristique exige l'emploi de faisceaux très peu divergents et la réalisation de filtres à grande surface, sensibles aux imperfections de fabrication. Pour la stabilisation de diodes laser, cette limitation impose de collimater le faisceau émis par la diode avec une lentille. Ce montage, de type Littrow, est très sensible au moindre désalignement d'un élément de la cavité, et par conséquent aux vibrations de l'environnement extérieur. Cette instabilité est un inconvénient majeur pour les applications pratiques, notamment dans le cas où la cavité laser est soumise à de fortes vibrations (systèmes embarqués). Dans ce contexte, nous nous sommes plus particulièrement intéressés à la réalisation d'un montage de type œil de chat, appelée aussi cavité « auto-alignée ». Cette cavité, dans laquelle la relation objet-image est effectuée par une lentille entre la facette de la diode et le réseau, est bien moins sensible aux désalignements. Cependant, elle nécessite d'avoir des réseaux résonants à grande tolérance angulaire et suffisamment fins spectralement pour sélectionner un seul mode de cavité. Malgré un certain nombre d'études, la tenue à l'incidence des filtres à réseau résonant reste insuffisante pour mettre en place ce type de montage. L'obtention de grandes tolérances angulaires s'effectue généralement au détriment de la finesse spectrale. Le développement de réseaux résonants possédant à la fois une tolérance angulaire élevée et une largeur spectrale fine représente un défi majeur.

Les deux objectifs majeurs de cette thèse ont donc été les suivants :

- développer de nouvelles architectures de réseaux résonants aux caractéristiques adaptées à la stabilisation de diodes laser par réinjection optique. Le principal sujet d'étude a été l'augmentation de la tolérance angulaire tout en maintenant l'ultra sélectivité spectrale du réseau résonant.
- démontrer l'intérêt de ces réseaux pour la stabilisation de diodes laser. Il s'agit de montrer expérimentalement que des diodes laser, naturellement multimodes, peuvent avoir un comportement monomode sous l'effet de réinjection du réseau.

Le mémoire s'articule autour de quatre chapitres :

Le premier chapitre présente le contexte de l'étude. Après quelques rappels sur les régimes des diodes laser sous réinjection optique, nous décrivons les différents montages de diodes laser à cavité externe existants. Nous discutons ensuite des caractéristiques du réseau résonant, de son apport potentiel et nous ferons un état de l'art sur les diodes laser stabilisées par réseau résonant.

Le deuxième chapitre est une étude théorique de la cavité externe par un modèle matriciel simple. Elle vise à dégager un ordre de grandeur pour les caractéristiques des éléments de la cavité qui assurent une émission monomode, et notamment les caractéristiques du filtre à utiliser.

Le troisième chapitre concerne l'étude sur les réseaux résonants. Nous exposerons les étapes de conception, de réalisation et de caractérisation des réseaux. Nous proposons deux principales architectures : le réseau résonant infini standard, à faible tolérance angulaire, adapté au montage Littrow, et le réseau appelé CRIGF (Cavity resonator Integrated Grating Filter), à grande tolérance angulaire et compatible avec le montage œil de chat.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux de stabilisation de diodes laser avec les réseaux résonants développés. Un montage spécifique est mis en place pour les cavités de type Littrow et de type œil de chat.

# Chapitre 1

## Stabilisation de diodes laser par réseau résonant

### 1.1 Introduction

L'obtention de sources stabilisées, monomodes et accordables reste pour certaines applications (horloge atomique, LIDAR, télécommunications...) un vaste sujet d'études. Une solution bien connue et couramment employée consiste à mettre un élément filtrant en cavité externe et de réinjecter ensuite la lumière filtrée dans la diode laser. Nous proposons d'étudier l'apport d'un nouveau filtre réflecteur, le réseau résonant.

Après avoir rappelé les caractéristiques spectrales des diodes laser, qui présentent un comportement naturellement multimode, nous reviendrons sur les différents comportements des diodes laser sous réinjection optique et sur les conditions pour obtenir le régime de stabilisation. La partie suivante nous permettra de présenter les différents réflecteurs et montages existants permettant de stabiliser une diode laser avec une cavité externe. Enfin, dans une dernière partie, nous présenterons les caractéristiques du réflecteur proposé, le réseau résonant, et nous discuterons de son intérêt pour améliorer les cavités existantes. Nous ferons ensuite un état de l'art de la stabilisation de diodes laser par réseau résonant.

## 1.2 Rappels sur les caractéristiques spectrales des diodes laser à semiconducteur

Le comportement spectral d'une diode laser est déterminé par son spectre de gain et le type de cavité utilisé.

Typiquement, la largeur de bande de gain pour une diode laser est de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres (environ 20 nm pour une diode émettant à 850 nm). Ceci est du à l'existence de bandes d'énergie dans un cristal semiconducteur et non à des niveaux d'énergie discrets dans un cristal dopé ou un plasma ou un gaz. Cette courbe de gain se déduit de la statistique de répartition des porteurs dans les bandes de valence et de conduction, décrite par la statistique de Fermi-Dirac.

La cavité qui constitue une diode laser détermine ensuite la position des modes qui peuvent osciller. Les diodes laser les plus courantes sont des diodes de type Fabry-Pérot. Elles sont obtenues simplement en clivant les facettes et en ajoutant éventuellement un traitement antireflet. Le résonateur Fabry-Pérot constitué par les deux facettes agit comme un filtre fréquentiel car il va transmettre certaines fréquences sans pertes. Les longueurs d'onde autorisées par le résonateur sont déterminées par la condition de phase :

$$\lambda = \frac{2nl}{p} \quad (1.1)$$

où  $n$  est l'indice du milieu à gain,  $l$  la longueur de la cavité et  $p$  un entier.

L'écart entre deux modes autorisés, ou intervalle spectral libre (ISL), s'écrit :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_g l} \quad (1.2)$$

où  $n_g$  est l'indice de groupe.

Les longueurs de cavités des diodes laser varient de quelques centaines de micromètres à quelques millimètres. L'ISL correspondant est typiquement de l'ordre de 0.2 nm pour une diode laser émettant à 850 nm et de longueur de cavité égale à 400 μm. La courbe de gain étant beaucoup plus large, l'effet laser sera possible à plusieurs fréquences (Figure 1-1). Expérimentalement, des largeurs de raie élevées sont mesurées pour ce type de laser, de l'ordre de plusieurs dizaines de MegaHertz.

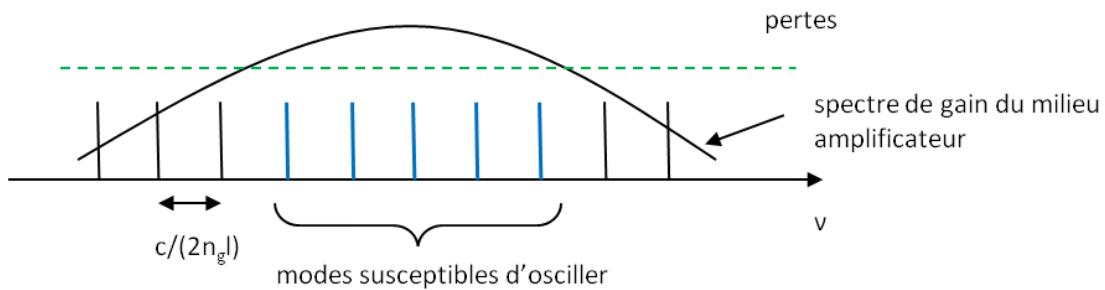


Figure 1-1 : représentation des modes longitudinaux d'une cavité Fabry-Pérot

De nombreuses études ont visé à rendre les diodes laser monomodes. Des diodes laser monolithiques incluant des réseaux de Bragg sont largement développées (DFB, DBR) mais les performances (largeur de raie, accordabilité) se sont révélées encore insuffisantes pour certaines applications, telles que la spectroscopie ou les horloges atomiques.

## 1.3 Diodes laser sous réinjection optique

La solution donnant les meilleurs résultats en termes de largeur de raie, de comportement monomode, d'accordabilité consiste à utiliser un réflecteur en cavité externe. Cependant, la dynamique temporelle du laser soumis à une réinjection optique peut être très complexe et ne correspond pas nécessairement à un régime stable. Dans cette partie, nous allons brièvement décrire les différents régimes de réinjection et définir les conditions pour se trouver dans un état stable.

### 1.3.1 Définition des paramètres

On parle de réinjection optique quand un réflecteur externe renvoie la lumière émise dans la cavité laser. Le schéma le plus simple est composé d'un miroir qui réfléchit une partie de l'émission laser dans la cavité (Figure 1-2).

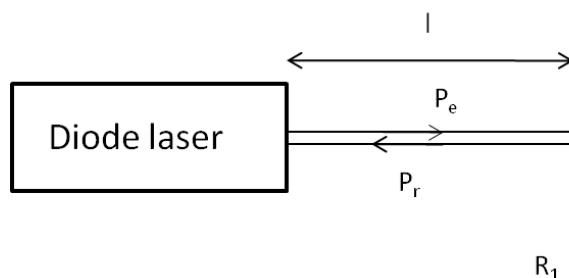


Figure 1-2 : diode laser soumise à la réinjection optique d'un réflecteur de réflectivité  $R_1$

Cette expérience basique peut engendrer des dynamiques très différentes selon les valeurs des paramètres. Ces phénomènes apparaissent notamment à la suite des réflexions parasites produites par les fibres optiques lors du couplage de la diode laser dans la fibre, générant une source de bruit non négligeable pour les lasers. Dans ce cas, les réflexions sont très faibles, mais ont malgré tout un effet considérable sur le comportement du laser. En fonction des valeurs de certains paramètres, différents comportements du laser sont observés. Une diminution ou une augmentation de la largeur spectrale sont possibles. Les principaux paramètres qui vont déterminer le régime de fonctionnement sont les suivants :

- le taux de réinjection, défini par  $\Gamma = \frac{P_r}{P_e}$ , qui est en grande partie déterminé par le coefficient de réflexion du miroir et par le coefficient de réflexion de la facette droite du laser
- la longueur de la cavité externe  $l$ , qui influe sur la largeur de raie et sur l'intervalle entre les sauts de mode. Généralement, un système compact est préférable, mais l'encombrement des éléments de la cavité externe (lentille, miroir, filtre...) impose une longueur minimale
- la phase de l'onde réinjectée, qui détermine la cohérence des interférences entre l'onde réinjectée et l'onde à l'intérieur de la cavité
- le facteur de couplage phase-amplitude, ou facteur de Henry du laser, qui traduit le couplage entre la phase et l'amplitude du champ optique dans la cavité laser. Il est défini par :

$$\alpha_h = \frac{-4\pi}{\lambda} \frac{\frac{dn}{dN}}{\frac{dg}{dN}} \quad (1.3)$$

### 1.3.2 Régimes de réinjection

Une étude expérimentale de référence des régimes de réinjection a été menée par Tkach et Chraplyvy [1]. Dans cette expérience, l'influence de deux paramètres a été testée : la longueur de cavité externe et la puissance réinjectée. Il est ressorti de cette étude que cinq régimes de réinjection existent en fonction des valeurs des paramètres (Figure 1-3). Depuis, cette dénomination est couramment adoptée.

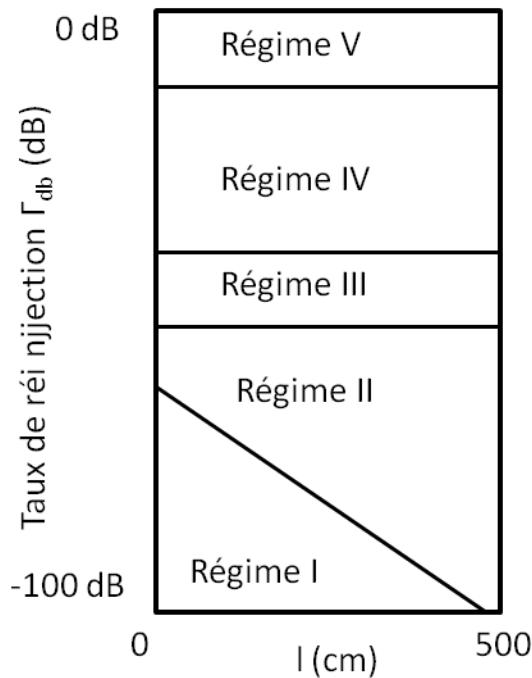


Figure 1-3 : les différents régimes de réinjection en fonction du taux de réinjection et de la longueur de cavité externe

Ces régimes se distinguent par des comportements dynamiques très variables :

- Dans le régime I, le taux de réinjection est faible. La largeur de raie est soit augmentée, soit diminuée en fonction de la phase de l'onde réinjectée. Expérimentalement, ce régime est difficile à observer dans le cas de cavités externes de plusieurs dizaines de centimètres (cavités avec des fibres optiques par exemple).
- Le régime II se caractérise par l'apparition de sauts de mode longitudinaux. Le système privilégie un mode de cavité interne, celui de plus faible largeur de raie [2].
- Dans le régime III, le comportement du laser devient stable et ne dépend plus de la phase de l'onde réinjectée. L'émission est monomode et fixée sur le mode de plus faible largeur de raie [2].
- Le régime IV est atteint en augmentant le taux de réinjection. Ce régime est appelé régime chaotique ou régime d'effondrement de la cohérence (coherence collapse) [3]. Il se traduit par une augmentation considérable de la largeur de raie qui peut atteindre plusieurs dizaines de GigaHertz.
- Enfin, le régime V est le régime de stabilisation. Le laser se stabilise sur un mode de cavité externe. Pour atteindre expérimentalement ce régime, une des facettes du laser doit être traitée antireflet. C'est dans ce régime de réinjection forte que la démonstration de lasers stabilisés et accordables a généralement été effectuée [4]. Dans le cadre de cette thèse, nous chercherons plus particulièrement un fonctionnement dans ce régime. Il est plus facile à atteindre que le régime III, qui n'est valable dans une gamme étroite de taux de réinjection et dans une bande étroite et qui est sensible aux autres réflexions parasites.

Ces différents régimes dépendent principalement de la puissance réinjectée. Cependant, il faut noter l'apparition de comportements propres au régime de cavité courte. La cavité est considérée comme

courte quand la fréquence correspondant à un aller dans la cavité externe est de l'ordre de la fréquence de relaxation du laser. Cela correspond en pratique à des cavités de l'ordre du centimètre. Dans ce cas, le nombre de modes de cavité externe est faible (une dizaine environ), ce qui réduit la complexité du système. Le système peut alors présenter une dynamique de battement entre modes de cavité externe [6]. Un autre phénomène est apparu théoriquement et expérimentalement : le régime de paquets d'impulsions réguliers [7]. Pour certains paramètres, le laser émet des impulsions à chaque aller-retour dans la cavité, et l'amplitude de ces impulsions est modulée par une enveloppe plus lente. D'un point de vue théorique, le modèle de Lang Kobayashi [8] basé sur les équations d'évolution couplées incluant un terme de retard donne un bon accord avec les mesures expérimentales et a permis de modéliser ce type de comportement. Enfin, dans ce régime de cavité courte, le seuil du régime d'effondrement de la cohérence dépend de la longueur de la cavité externe [9]. Il est possible de le décaler vers de très forts taux de réinjection, voire de le faire disparaître pour des cavités très courtes (Figure 1-4).

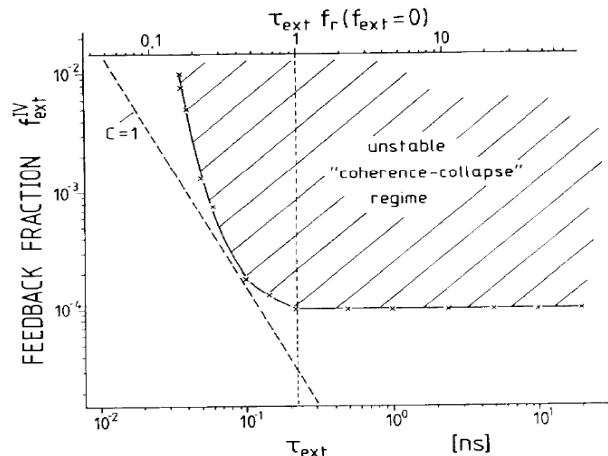


Figure 1-4 : d'après [9], localisation du régime d'effondrement de la cohérence en fonction du retard de la cavité externe et du taux de réinjection. Le paramètre  $C$  est un coefficient de réinjection souvent utilisé pour déterminer la stabilité d'une diode laser.

Ces régimes diversifiés et complexes ont fait l'objet de nombreuses études et ont trouvé des applications dans différents domaines.

La réinjection optique est par exemple utilisée pour mesurer la vitesse et la position d'objets. La lumière réfléchie par un objet externe interfère avec la lumière générée à l'intérieur du laser. Ceci entraîne des modifications sur les propriétés optiques et électriques du laser. Après traitement des données, des informations sont déduites sur la cible (vitesse, position...). On parle d'interférométrie par rétroaction optique, ou self-mixing [10]. Pour cette application, le taux de réinjection est généralement faible (régime II ou régime III). Dans ce cas, les équations de Lang-Kobayashi permettent de modéliser avec un très bon accord ce régime de fonctionnement.

Le régime d'effondrement de la cohérence a été étudié pour le domaine des communications sécurisées par chaos. L'utilisation de deux lasers en régime chaotique synchronisés peut permettre de crypter des données [11].

Enfin le régime V est maintenant couramment employé pour obtenir des sources lasers stables et accordables. L'utilisation d'un filtre suffisamment sélectif en longueur d'onde dans la cavité externe peut permettre une émission monomode. Dans la partie suivante, nous allons passer en revue les principaux montages existants de diodes laser stabilisées par voie externe.

## 1.4 Diodes laser stabilisées avec une cavité externe

Le développement des télécommunications optiques et les besoins en émission monomode ont initié, dès le début des années 80 [4], les travaux sur la stabilisation par cavité externe. Depuis, de nombreux réflecteurs (réseau de diffraction, étalon Fabry-Pérot, réseau inscrit dans une fibre,...) et de nombreuses architectures de cavité ont été testées afin d'améliorer les différents paramètres du laser à cavité étendue : largeur de raie, accordabilité, encombrement, stabilité mécanique... Dans cette partie, nous allons présenter de manière succincte les principaux montages exposés dans la bibliographie.

### 1.4.1 Stabilisation par réseaux de diffraction

#### a. Montage Littrow

Une des techniques les plus courantes consiste à utiliser un réseau de diffraction comme élément sélectif. Parmi les montages existants, le montage Littrow est le plus simple et le plus utilisé. Il est constitué d'une lentille et d'un réseau de diffraction placé en incidence oblique. La diode laser est placée à la distance focale de la lentille de manière à collimater le faisceau. Le premier ordre réfléchi du réseau est utilisé comme rétroaction et force l'émission monomode (Figure 1-5). Le faisceau de sortie est fourni par la réflexion d'ordre zéro du réseau. Par rotation du réseau autour d'un point pivot judicieusement choisi, on peut accorder une diode laser sur une plage de plusieurs dizaines de nanomètres.

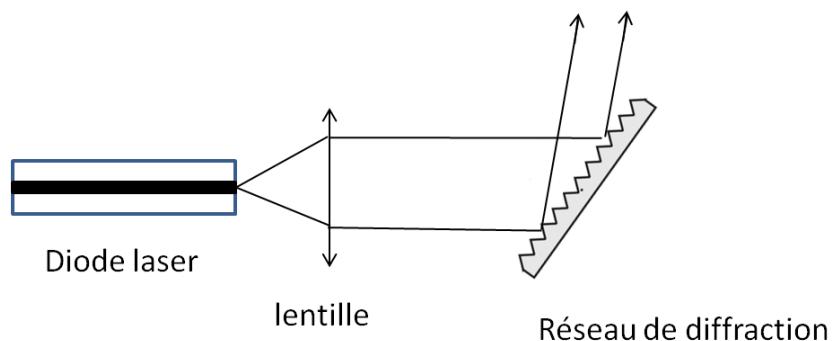


Figure 1-5 : schéma du montage Littrow

Des largeurs de raie de 10 kHz associées à une accordabilité de 55 nm ont été produites avec ce type de montage pour un laser émettant à 1.55  $\mu\text{m}$  et avec une facette traitée anti reflet à 4% [4]. La distance entre le laser et le réseau est relativement élevée (plusieurs dizaines de centimètres) afin de réduire la largeur de raie. A une longueur d'onde de 1.26  $\mu\text{m}$ , une largeur de raie de 20 kHz et une accordabilité de 15 nm ont été rapportées pour une longueur de cavité réduite à 5.8 cm et une réflectivité de la facette droite du laser de  $1.10^{-4}$  [5].

Le montage Littrow présente l'avantage d'être simple de réalisation et relativement compact. Cependant, il est très sensible au moindre désalignement d'un élément et donc aux vibrations de l'environnement extérieur. Cela peut poser des problèmes pour des applications pratiques dans des environnements extrêmes, malgré tout il reste une bonne solution pour une expérience de laboratoire. En outre, avec ce type de montage, un autre inconvénient réside dans le fait que le faisceau est dévié quand la longueur d'onde du laser est accordée. D'autres montages à base de réseaux de diffraction ont été étudiés pour remédier à ce problème, comme le montage Littman.

### b. Montage Littman

Dans la configuration Littman, la lumière émise par le laser arrive en incidence rasante sur le réseau. L'ordre zéro est utilisé comme faisceau de sortie, et le premier ordre sert à réinjecter dans le laser via un miroir placé au-dessus (Figure 1-6). L'accordabilité est obtenue en faisant tourner le miroir, ce qui permet de garder une direction du faisceau constante lorsque la longueur d'onde est accordée. Le double passage du faisceau par le réseau, associé à l'incidence rasante du réseau, permet d'avoir une meilleure sélectivité spectrale. La sélectivité du filtre détermine le nombre de modes que peut supporter le laser car le gain du milieu actif présente une bande passante beaucoup plus large. Pour un montage Littman, des bandes passantes de quelques GigaHertz ont été obtenues pour le réseau alors que pour un montage Littrow elles sont de l'ordre de 30 GHz. L'apport de ce montage est donc une meilleure sélectivité des modes. En revanche, l'alignement des éléments est plus critique.

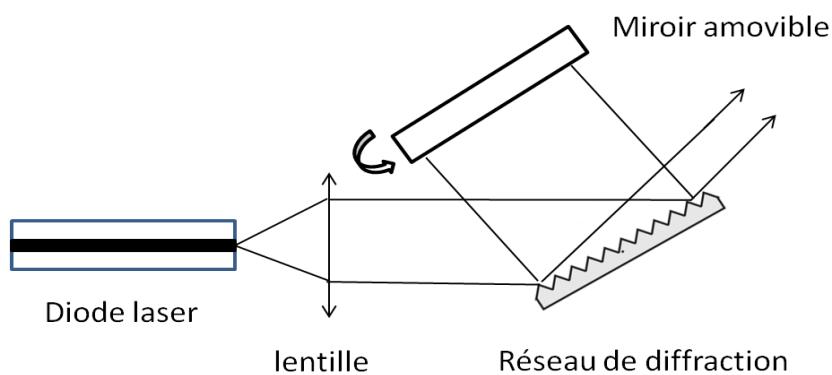


Figure 1-6 : schéma du montage Littman

Avec cette configuration, une largeur de raie de 10 kHz et une accordabilité de 20 nm ont été démontrées à 780 nm pour une cavité de 12 cm [12]. D'autres études se sont intéressées plus particulièrement à l'accordabilité. Autour de 825 nm, une accordabilité de 40 nm a été obtenue avec

ce montage et cette source a permis de mesurer le spectre d'absorption de la vapeur d'eau autour de 825 nm [13].

Ces deux configurations avec des réseaux de diffraction ont permis d'obtenir des sources laser de très faible largeur de raie et accordables sur une plage importante. Elles ont été démontrées par de nombreux groupes et sont maintenant disponibles dans le commerce. Cependant, leur principal inconvénient reste l'encombrement lié à l'utilisation de réseaux massifs et la sensibilité aux vibrations.

### 1.4.2 Stabilisation par étalon Fabry-Pérot

L'étalon Fabry-Pérot constitue un autre type de filtre utilisable dans une cavité externe. Le filtre Fabry-Pérot est constitué d'un empilement de couches d'indices différents. Il est possible d'obtenir un filtrage très étroit avec ces filtres (0.3 nm démontré dans [15]), cependant le principal inconvénient est le grand nombre de couches nécessaire dans l'empilement, ce qui entraîne des contraintes mécaniques importantes au sein de la structure du filtre.

#### a. Montage en V

Plusieurs configurations de montage sont possibles, l'une des plus courantes est le montage de type V (Figure 1-7). Le faisceau a une forme en V et présente deux ports. Le faisceau II qui sert à la réinjection a une intensité maximale à la longueur d'onde de résonance. Le faisceau I, non résonant, est hors de l'axe et n'est pas réinjecté. Un atténuateur permet d'étudier l'influence du taux de retour optique sur le phénomène de verrouillage.

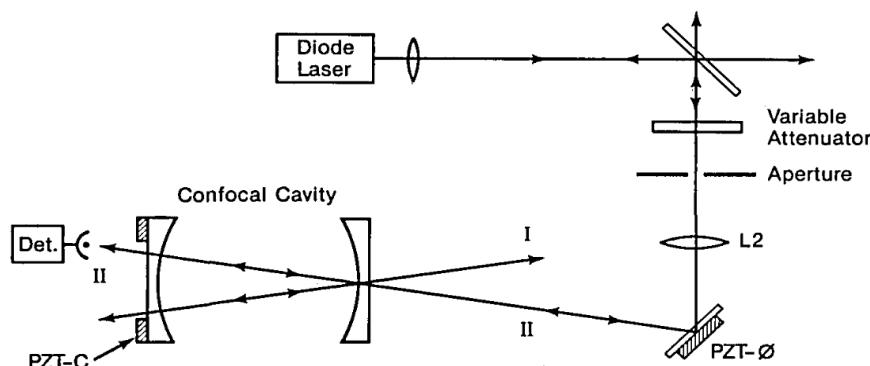


Figure 1-7 : d'après [16], montage de type V avec étalon Fabry-Pérot

Des lasers monomodes de largeur de raie 20 kHz ont été démontrés à 850 nm avec ce type de montage [16]. Le laser reste fixé sur la longueur d'onde de l'étalon tant que la fréquence centrale du mode longitudinal ne s'éloigne pas trop ( $\sim 500$  MHz) de la fréquence de l'étalon. Ces résultats ont été obtenus avec un laser commercial Hitachi n'ayant pas nécessité de traitement anti reflet particulier sur ses facettes. L'accordabilité du laser est possible en faisant varier simultanément le courant d'injection de la diode laser et la longueur de la cavité Fabry-Pérot avec un élément piézoélectrique.

L'intérêt principal du montage réside dans le fait que le laser n'est pas soumis à la réinjection de la lumière non-résonante. De plus, la stabilisation a été observée sans avoir besoin de traiter une des facettes du laser avec un anti reflet.

### b. Montage œil de chat

L'une des difficultés principales dans la mise en place d'un laser à cavité externe est l'alignement des éléments entre eux et la sensibilité aux vibrations, que ce soit en montage Littrow, Littman ou en V. Un montage de type « œil de chat », appelé aussi cavité auto-alignée, est donc particulièrement intéressant. Avec le montage de la Figure 1-8, la lumière est réinjectée même en cas de désalignement du laser ou du miroir. Deux lentilles sont utilisées : la première sert à collimater le faisceau émergent de la diode laser de manière à avoir un faisceau incident sur l'étalon parallèle, la seconde permet de focaliser le faisceau sur le miroir de fin de cavité. Plusieurs méthodes existent pour accorder la longueur d'onde d'émission : variation de l'inclinaison de l'étalon Fabry-Pérot, variation de la longueur de cavité externe, variation de la température de la diode, ... L'encombrement du montage impose néanmoins une longueur de cavité minimale de plusieurs centimètres.

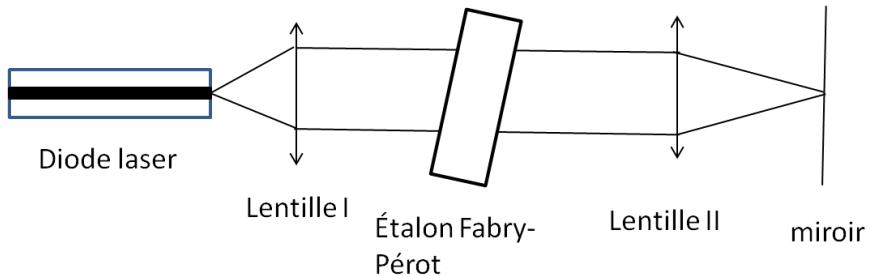


Figure 1-8 : schéma du montage type « œil de chat »

Cette configuration a été employée par plusieurs équipes. Dans [14], un laser commercial non traité et des lentilles cylindriques ont été utilisées. Une accordabilité de 20 GHz autour de la raie du césium avec une largeur de raie inférieure à 3 MHz sur cette plage est démontrée par variation de la longueur de cavité externe. Avec un étalon de 0.3 nm de largeur spectrale et un laser traité anti reflet, des largeurs de raie aussi fines que 14 kHz ont été mesurées [15]. La longueur de cavité externe totale est de 7 cm, et pour optimiser les performances, le laser dispose d'un traitement anti reflet inférieur à 4% sur une facette. Le montage est employé avec différentes diodes laser pour une émission à 698 nm, 780 nm et 852 nm, et le laser est accordable sur 20 nm par variation de l'inclinaison du filtre, de la température de la diode et du coefficient de réflexion du miroir. Il est aussi démontré par le calcul une sensibilité aux variations d'incidence soixante fois inférieure par rapport au montage Littrow. Les caractéristiques spectrales, la très bonne stabilité mécanique et la résistance aux vibrations ont permis à ce système d'être choisi pour le projet spatial PHARAO mené par le CNES, dont l'objectif est de mesurer le temps avec une précision inégalée.

### 1.4.3 Stabilisation par fibres optiques à réseau de Bragg photoinscrit

Pour les systèmes à fibre optique haut débit, des sources lasers à réseau de Bragg fibré ont été développées. Le laser doit être capable de fonctionner à des vitesses de modulation élevées et être accordable en longueur d'onde avec une largeur de raie faible. Pour cela, un montage avec un réseau de Bragg inscrit dans une fibre a été étudié afin de répondre aux exigences des télécommunications optiques [17]. Cette solution présente un coût de production relativement faible et permet de s'affranchir de la complexité des 2 montages précédents. L'intérêt d'utiliser des fibres comme éléments sélectifs repose également sur la collimation du faisceau du laser effectuée par la fibre. De plus, la photoinscription de réseaux de Bragg par insolation aux UV est une technique maîtrisée, développée pour le domaine des télécommunications.

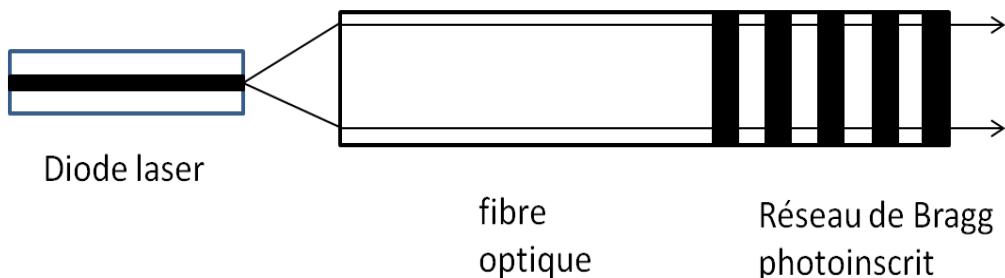


Figure 1-9 : Montage de réinjection par un réseau de Bragg inscrit dans une fibre

Ces montages permettent d'avoir des modulations de quelques Gbit/s [17], [18], et des SMSR (taux de réjection des modes secondaires) de 55 dB peuvent être atteints à une puissance de 27.5 mW [19]. Dans [17], Bird et al ont rapporté l'obtention d'une source modulable à 1,2 Gbit/s avec une largeur de raie inférieure à 50 kHz et un chirp négligeable. Le laser présente une facette anti reflet traitée à 0.5% et la longueur de cavité minimale est de 6 cm. Un bon anti reflet est nécessaire avec ce type de montage car les problèmes de couplage entre la diode et la fibre induisent des pertes et ne permettent pas d'avoir un taux de réinjection élevé. Généralement, la fibre doit être aussi contrôlée en température afin d'éviter les variations de longueur d'onde liées aux variations de température de l'environnement. L'accordabilité peut ensuite être obtenue par compression du réseau de Bragg [20].

Ce montage a permis le développement industriel de modules fibrés compacts. Cependant, ce type de source impose une longueur de cavité importante, de l'ordre de la dizaine de centimètres. Cette longueur limite les potentialités d'utilisation de ces diodes laser en régime d'impulsions très brèves. Le temps de stabilisation correspond à quelques aller-retour dans la cavité donc une cavité d'une dizaine de centimètres ne peut pas délivrer des impulsions de durée inférieure à la dizaine de nanosecondes. Pour atteindre ce régime, il faut diminuer la longueur de cavité.

# 1.5 Réseaux résonants pour la réinjection optique

## 1.5.1 Caractéristiques du réseau résonant

Les réseaux résonants ont été développés pour constituer une alternative aux filtres multicouches conventionnels de type Fabry-Pérot. Dans sa forme la plus simple, le réseau résonant est constitué d'un substrat, d'un guide d'onde et d'un réseau gravé au-dessus de la couche guidante (Figure 1-10). Le guide possède au moins un mode propre, et le réseau sert à coupler et à découpler l'onde excitée qui se trouve à l'intérieur du guide. Lorsque cette structure est éclairée par un faisceau comportant plusieurs longueurs d'onde, une seule excite le mode guidé pour une incidence donnée alors que les autres longueurs d'onde sont transmises. Ce mécanisme crée une résonance dans le spectre de réflexion du réseau.

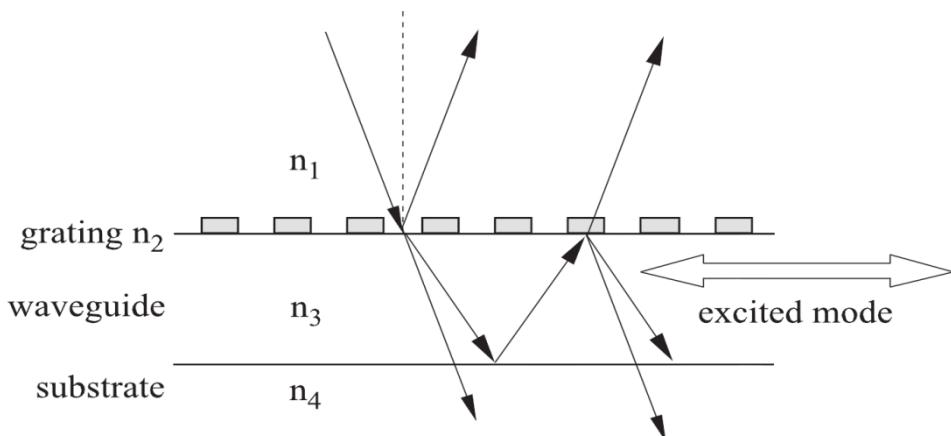


Figure 1-10 : d'après [21], représentation schématique du réseau résonant et de son fonctionnement

Le filtrage obtenu est ultra sélectif et la réflectivité théorique est de 100%. Ces performances ont été prédites dès les premières études théoriques [22]. De manière générale, les résultats expérimentaux se sont révélés en bon accord avec ces prévisions. Dans le domaine des télécommunications, une largeur spectrale de 0.15 nm à une longueur d'onde de 1.5  $\mu$ m a été démontrée (facteur de qualité  $Q=10000$ ) [23]. A plus courte longueur d'onde, cette largeur a été réduite à 0.035 nm à 566 nm ( $Q=16000$ ) [24]. Des réflectivités très élevées sont aussi rapportées. Dans [25], une réflectivité de 98% associée à une largeur spectrale de 0.38 nm à 1.532  $\mu$ m a été mesurée pour un réseau résonant fabriqué avec une lithographie par nano impression, en très bon accord avec les simulations (Figure 1-11).

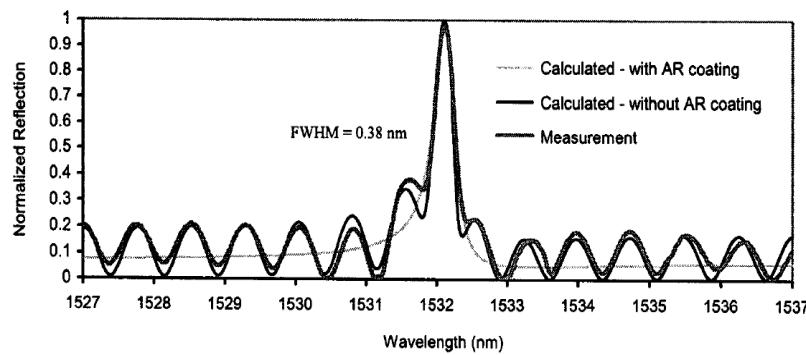


Figure 1-11 : d'après [25], spectre de réflexion mesuré pour un réseau résonant 1D

Un autre aspect du réseau résonant concerne la dépendance à la polarisation. Dans le cas d'un réseau à une dimension, le spectre de réflectivité présente généralement une dépendance à la polarisation. Cette propriété peut être utilisée avantageusement pour la réinjection optique : seule la polarisation souhaitée peut être renvoyée dans le laser en concevant correctement le réseau résonant. L'utilisation d'un réseau résonant monodimensionnel associé à un miroir multicouches a permis de contrôler la polarisation de l'émission d'un laser Nd:YAG en régime continu [26]. Cependant, cette sensibilité à la polarisation représente très souvent un obstacle important pour les applications pratiques, et de nombreuses études ont eu pour but d'obtenir l'indépendance à la polarisation. Ainsi, une quasi-indépendance à la polarisation a été mesurée pour un filtre présentant une maille à deux dimensions hexagonale et fonctionnant en incidence oblique [27]. D'un point de vue théorique, une nouvelle géométrie à réseaux 1D croisés a été proposée [28]. Cette structure, issue d'une collaboration entre le LAAS et l'Institut Fresnel, présente une indépendance à la polarisation, une accordabilité théorique de 100 nm et un facteur de qualité de 13000. Dans notre cas, nous nous intéresserons principalement à la géométrie 1D, sans se soucier de la sensibilité à la polarisation. Les lasers Fabry-Pérot utilisés émettent un champ de polarisation TE, donc nous dessinerons le réseau pour fonctionner dans cette polarisation.

La principale limitation pour l'utilisation des réseaux résonants dans les applications pratiques est leur faible tolérance angulaire. Ceci impose l'emploi de faisceaux de plusieurs centaines de micromètres, et donc une taille de réseau de l'ordre du millimètre, sensible aux imperfections de fabrication. Plusieurs propositions ont été effectuées pour améliorer la tenue à l'incidence. En utilisant une approche par les modes couplés, Rosenblatt *et al* ont montré qu'un élargissement de la tolérance angulaire était lié à la force de couplage des deux modes contra-propagatifs [29]. Expérimentalement, une forte modulation d'indice a permis de montrer des tolérances angulaires de 8°, au détriment de la largeur spectrale [30]. Plus récemment, une géométrie 2D du réseau a permis de mesurer une tolérance angulaire de ±45° en utilisant du silicium comme matériau d'indice élevé ( $n=4.3$  à 500 nm), mais la largeur spectrale est de 80 nm [31]. La principale difficulté consiste à obtenir simultanément une tolérance angulaire élevée et une largeur spectrale fine. Dans cet objectif, Lemarchand *et al* ont proposé des motifs de réseau plus complexes, appelés motif à « double période » ou à « deux atomes par maille » [32]. Le motif élémentaire d'une période contient deux lignes de largeur différentes. Avec cette structure, une tolérance angulaire de 0.7° associée à une largeur spectrale de 0.1 nm sont calculées théoriquement. La démonstration expérimentale a été effectuée dans le cas d'une géométrie à deux dimensions [33]. Une largeur

angulaire de 0.17° et une largeur spectrale de 0.5 nm sont rapportées. En utilisant un matériau d'indice élevé, la même géométrie 2D à double période a permis de montrer expérimentalement un facteur de qualité très élevé de 5600 ( $\Delta\lambda=0.28$  nm à 1.548 μm) et une tolérance angulaire relativement élevée de 0.45° [34]. Une autre solution pour augmenter la tolérance angulaire repose sur l'utilisation des effets multi-modes à l'intérieur de la couche guidante. La chute de réflectivité pour un faisceau confiné provient du fait que le mode guidé peut s'échapper de part et d'autre de la zone d'impact et n'interfère donc plus avec le faisceau incident. Une solution possible est de piéger le mode du premier ordre faiblement couplé dans le guide par l'intermédiaire d'un fort couplage du mode du second ordre intra-guide [35]. En optimisant les paramètres du réseau (épaisseur, période et facteur de remplissage), un spectre avec une faible largeur spectrale et de réflectivité élevée est ainsi obtenu théoriquement en éclairant la structure avec un faisceau focalisé qui illumine seulement entre 10 et 20 périodes. En utilisant une structure qui présente un grand nombre de modes guidés dans la structure plane, Jacob et al ont montré des filtres avec une tolérance angulaire élargie et une faible largeur spectrale [36] [37]. Ces études restent néanmoins théoriques car l'ajustement très fin des paramètres technologiques est un objectif difficilement atteignable en pratique. Il ressort donc que la tolérance angulaire d'un réseau résonant infini de faible largeur de bande reste en pratique faible, de l'ordre du degré.

Dans cette partie, nous avons donc rappelé les principales caractéristiques du réseau résonant. Ce nouveau type de filtre présente plusieurs intérêts pour la stabilisation de diodes laser :

- le réflecteur et le filtre sont intégrés dans un seul et même élément
- le réseau résonant est un réflecteur parfait (réflectivité maximale théorique de 100%)
- il est ultra-sélectif en longueur d'onde
- sa compacité permet d'envisager des cavités courtes, et donc des sources stabilisées compactes modulables à plusieurs GigaHertz
- la fabrication peut être compatible avec les procédés de la microélectronique

### 1.5.2 Etat de l'art sur la stabilisation de diodes laser par réseau résonant

Pour remplacer les réseaux conventionnels, quelques publications ont fait part de l'utilisation d'un réseau résonant comme réflecteur de cavité externe.

Quelques mois seulement après la découverte et l'explication de la réflexion résonante, les deux premières réalisations expérimentales sur lasers à colorant et à semiconducteurs ont été réalisées par Avrutsky [38], [39]. Par la suite, en 2001, Avrutsky *et al* ont montré expérimentalement la stabilisation d'un laser large par un réseau résonant [42]. Le réseau est simplement mis en face de la facette du laser, sans utiliser de lentille dans la cavité externe. Cela permet de rapprocher au maximum le réseau et d'avoir une cavité externe extrêmement courte de 2 μm. Le laser présente des facettes traitées anti reflet à 10%, ce qui permet d'observer un effet du réseau résonant malgré sa faible réflectivité de 16%. Le spectre du laser stabilisé est affiné et le SMSR est supérieur à 20 dB (Figure 1-12). Cependant, cette stabilisation n'est valable que pour des courants situés jusqu'à 3% au-dessus du seuil.

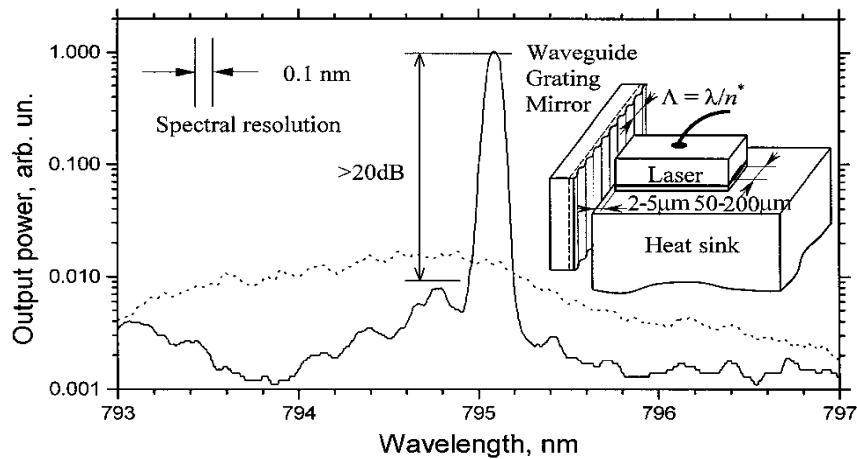


Figure 1-12 : d'après [42], spectre d'émission avec (courbe continue) et sans réseau résonant (courbe pointillée). En insert : schéma de l'expérience

Stephen Y. Chou et al ont rapporté la stabilisation de diodes laser avec un réseau résonant dont la particularité est d'avoir été fabriqué avec une lithographie par nanoimpression [40]. Ce procédé permet d'obtenir des caractéristiques très proches des valeurs théoriques, avec une réflectivité maximale de 97%. Ces réseaux ont été utilisés dans une cavité externe très courte de 3.5 mm en montage de type « Littrow » pour stabiliser une diode laser Fabry-Pérot disponible dans le commerce et traitée anti reflet. Cette configuration s'apparente à un montage Littrow car l'ordre réfracté (l'ordre zéro pour un réseau résonant) suit le même chemin que le faisceau incident. Par abus de langage, nous appellerons donc « Littrow » la configuration dans laquelle le faisceau est collimaté et en incidence normale sur le réseau. Le spectre obtenu est monomode avec un SMSR de 36 dB à des courants deux fois au-dessus du courant de seuil (Figure 1-13).

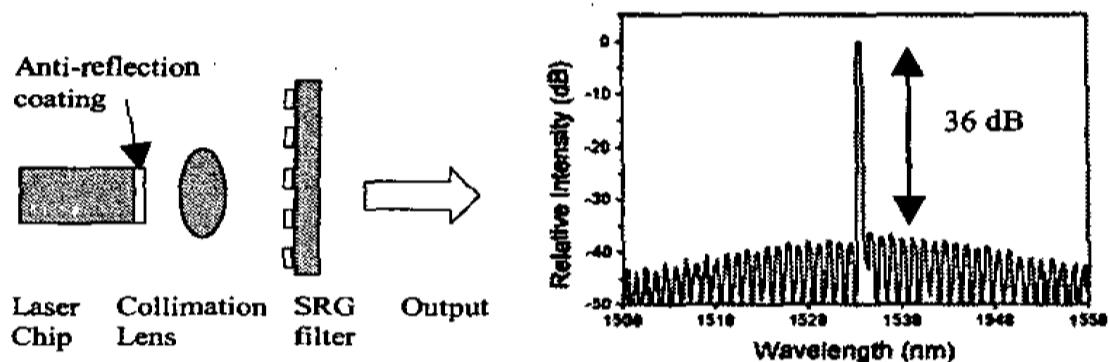


Figure 1-13 : d'après [40], schéma de l'expérience et spectre mesuré pour la diode laser stabilisée par le réseau résonant

Le même groupe a ensuite testé la stabilisation sur une diode laser à ruban large [41]. La stabilité en température et dans le temps ainsi que la largeur spectrale du laser large sont améliorées, cependant le SMSR n'est que de 6.3 dB, ceci étant du à la largeur spectrale élevée du réseau (1.7 nm).

En France, l'équipe d'O. Parriaux à l'université de Saint-Etienne s'est également intéressée à la stabilisation de diodes laser par réseau résonant. En collaboration avec l'université de Greifswald, la

démonstration d'une diode laser stabilisée accordable a été effectuée [21]. Le montage est de type Littrow (faisceau initial du laser collimaté par une lentille, puis réfléchi par le filtre à réseau résonant) avec une cavité externe de 20 cm, et aucun traitement anti reflet n'a été appliqué sur les facettes. L'effet du réseau se traduit par une diminution de la largeur de raie de 226 MHz à 67 MHz et une longueur d'onde centrée sur celle du réseau à 887 nm, relativement éloignée de celle de l'effet laser initial à 905 nm. La présence d'un élément Peltier placé sur le support du réseau permet de faire varier la température et d'obtenir une accordabilité de 1 nm.

La démonstration de la stabilisation par réseau résonant a aussi été effectuée à 1.5  $\mu\text{m}$  avec un laser ridge Fabry-Pérot à multi-puits quantiques [43]. Le laser dispose d'un traitement anti reflet estimé à 3%, et le montage est en configuration Littrow avec une longueur de cavité externe de 3 mm. Le réseau résonant est accordable électriquement grâce à l'utilisation de cristaux liquides et il a une largeur spectrale de 1 nm et une réflectivité maximale comprise entre 50% et 60% sur la plage d'accord. La diode laser stabilisée présente une émission monomode avec un SMSR de 30 dB et une accordabilité de 7 nm autour de 1.531  $\mu\text{m}$ . Le principal intérêt du montage repose sur son bas coût et sa facilité d'assemblage.

Il ressort de cette étude bibliographique que la stabilisation par réseau résonant a été relativement peu traitée. Ces quelques publications montrent malgré tout que le réseau résonant peut être utilisé dans une cavité externe et que le concept est assez simple à mettre en œuvre. Il faut noter également que la stabilisation spectrale a été observée sur des lasers non traités, ceci étant rendu possible par la haute réflectivité des réseaux résonants. Cependant aucune démonstration sur une diode laser à ridge n'a été rapportée à 850 nm, et les montages utilisés, de type Littrow, posent un problème de stabilité.

## 1.6 Conclusion

Les diodes laser Fabry-Pérot standards ont un comportement naturellement multimode. La stabilisation de diodes laser est usuellement réalisée par le biais d'un élément sélectif mis en cavité externe qui réinjecte la lumière dans la cavité laser. Nous avons vu dans ce chapitre que la réinjection optique dans un laser constitue un vaste domaine d'étude. Les divers régimes de fonctionnement sont complexes et dépendent principalement de deux paramètres : la longueur de la cavité externe et la puissance réinjectée. De manière générale, la stabilisation est obtenue en régime de forte réinjection, accessible quand le laser a une facette traitée anti reflet.

De nombreux montages de diodes laser stabilisées par voie externe ont été étudiés dans la littérature. Les diodes laser stabilisées par réseau de diffraction ou par réseau de Bragg fibré présentent des largeurs de raie très faibles ainsi qu'une accordabilité de plusieurs dizaines de nanomètres. Certains de ces montages sont maintenant commercialisés. Pour éviter les problèmes liés aux vibrations, un montage de type œil de chat peut être utilisé. Cependant, le principal inconvénient des montages actuels reste l'encombrement lié au réflecteur : les réseaux massifs présentent un certain encombrement, et l'utilisation de réseaux fibrés impose une longueur de cavité minimale de plusieurs centimètres.

## Chapitre 1

Nous avons rappelé les caractéristiques du réseau résonant : il intègre deux fonctions optiques, le miroir et le filtre, et il est ultra sélectif en longueur d'onde. Peu de publications concernent l'utilisation du réseau résonant comme réflecteur de cavité externe pour un laser. Il apparaît que le réseau résonant réduit l'encombrement des cavités standards et permet de mettre en place des cavités courtes. Cependant, la faible tolérance angulaire des réseaux résonants impose l'utilisation d'un montage Littrow, très sensible aux désalignements et peu adapté pour les applications pratiques.

# Chapitre 2

## Estimation théorique des paramètres de la cavité pour un comportement monomode

### 2.1 Introduction

Le but de ce chapitre est d'estimer de manière théorique les paramètres de cavité externe permettant une émission monomode. L'objectif est d'avoir un ordre de grandeur pour les caractéristiques du filtre à réaliser, notamment la largeur spectrale qu'il doit présenter pour discriminer les différents modes de cavité.

Les phénomènes de réinjection optique ont été généralement étudiés dans la bibliographie par le modèle de Lang-Kobayashi [44]. Dans le régime de réinjection forte correspondant à une stabilisation du laser, ce modèle n'est plus valable et il faut donc utiliser une autre méthode. Nous avons choisi un modèle simple, basé sur la méthode des matrices de transfert et la définition d'une cavité équivalente à l'aide de ces matrices. Cette méthode ne fait pas intervenir le temps et ne modélise pas certains effets non linéaires complexes qu'on peut observer dans un laser sous réinjection optique. Nous étudierons par cette méthode le cas d'une diode laser comportant un réseau résonant en cavité externe de longueur d'onde résonance située à 850 nm.

Dans la première partie, nous définissons la cavité équivalente à l'aide des matrices de transfert. Dans une deuxième partie, nous montrons comment en déduire par une étude sous le seuil les paramètres nécessaires pour un comportement monomode. Le calcul du spectre au-dessus du seuil permet, dans une troisième partie, d'évaluer le caractère monomode de l'émission.

## 2.2 Définition de la cavité équivalente

### 2.2.1 Eléments de la cavité

Pour étudier le laser à cavité externe, nous avons choisi de définir une cavité équivalente à l'aide des matrices de transfert. Cette méthode, introduite par Björk et al [45] en 1987, associe à chaque zone homogène une matrice de propagation de dimension 2x2 reliant les champs en entrée et en sortie de la zone. Un milieu homogène est un milieu dans lequel l'indice de réfraction est le même en tout point. La matrice totale de la cavité est alors simplement calculée en faisant le produit des matrices de chaque zone homogène. Ainsi le laser à cavité externe représenté sur la Figure 2-1 est décrit à partir de deux matrices de propagation,  $M_{\text{gain}}$  dans la zone de gain et  $M_{\text{air}}$  dans l'air, et trois matrices de réflexion,  $M_{\text{réseau}}$  liée au réseau résonant et  $M_{r1}$  et  $M_{r2}$  liées aux facettes du laser.

Nous appellerons  $E^+$  et  $E^-$  les amplitudes complexes du champ se propageant respectivement dans le sens croissant et dans le sens contraire. Nous nous plaçons dans la convention de signe  $\exp(+i\omega t)$ .

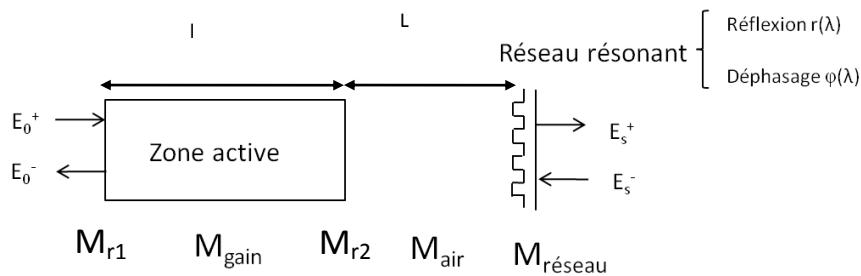


Figure 2-1: Définition de la matrice de transfert de la cavité

La relation reliant les champs en entrée et en sortie est :

$$\begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_s^+ \\ E_s^- \end{pmatrix}, \text{ avec } M = M_{r1} \cdot M_{\text{gain}} \cdot M_{r2} \cdot M_{\text{air}} \cdot M_{\text{réseau}} \quad (2.1)$$

Les matrices de transfert des zones de propagation et des éléments de réflexion, calculées à partir des relations de Fresnel, s'écrivent de la manière suivante :

$$M_{\text{gain}} = \begin{pmatrix} e^{i \cdot k_0 \cdot n_1 \cdot l} & 0 \\ 0 & e^{-i \cdot k_0 \cdot n_1 \cdot l} \end{pmatrix}, \text{ avec } k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}, n_1 = n + i \cdot \frac{g_{\text{net}}}{2k_0}, l \text{ étant la longueur de la cavité laser}$$

$$M_{\text{air}} = \begin{pmatrix} e^{i \cdot k_0 \cdot L} & 0 \\ 0 & e^{-i \cdot k_0 \cdot L} \end{pmatrix}, L \text{ étant la longueur de la cavité externe}$$

$$M_{r1} = \frac{1}{\sqrt{1-r_1^2}} \begin{pmatrix} 1 & r_1 \\ r_1 & 1 \end{pmatrix}, r_1 \text{ étant le coefficient de réflexion en amplitude de la facette gauche}$$

$$M_{r2} = \frac{1}{\sqrt{1-r_2^2}} \begin{pmatrix} 1 & r_2 \\ r_2 & 1 \end{pmatrix}, r_2 \text{ étant le coefficient de réflexion en amplitude de la facette droite}$$

La matrice de transfert associée au réseau est une matrice de réflexion, dont le coefficient de réflexion doit être calculé. Pour un réseau périodique infini, la méthode la plus appropriée est la RCWA (Rigorous Coupled-Wave Analysis) du fait de sa rapidité. Le détail du calcul, basé sur des développements en séries de Fourier des champs et des structures périodiques, peut être trouvé dans [46], [47], [48]. Nous avons utilisé un logiciel de l'université de Gent, Rodis [49], basé sur cette méthode et disponible en accès libre. Le réseau est supposé être éclairé par une onde plane de polarisation TE (vecteur du champ parallèle aux lignes du réseau). Nous obtenons une résonance de type Fano pour le coefficient de réflexion, et une fonction de type arctangente pour la phase, variant de  $\pi$  au voisinage de la résonance (Figure 2-2).

Dans le cadre de cette étude de modélisation, nous avons choisi d'illustrer le comportement de ces cavités externes à partir d'une architecture comportant :

- Une diode laser à puits quantique émettant à 850 nm, monomode latéralement dont la longueur de cavité sera variable entre 300  $\mu\text{m}$  et 2 mm
- les réflectivités en amplitude de la diode laser sont :
  - $r_1$  qui vaut soit 55% soit 99% pour un laser traité HR
  - $r_2$  qui varie entre 5% et 55%
- l'indice complexe de la diode laser est défini par  $n_1 = n + i \cdot \frac{g_{\text{net}}}{2k_0}$ , où  $n$  est l'indice effectif

$g_{\text{net}}$  est le gain net

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$$

- le facteur de confinement optique dans le puits quantique est égal à  $3 \cdot 10^{-2}$
- les pertes internes sont définies par  $\alpha_{\text{int}}$
- le réseau résonant, dont la structure sera présentée au chapitre III, est constitué par un empilement  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{verre}$  dont la réflectivité maximale est à 850 nm et dont la largeur spectrale à mi-hauteur sera d'environ 1 nm

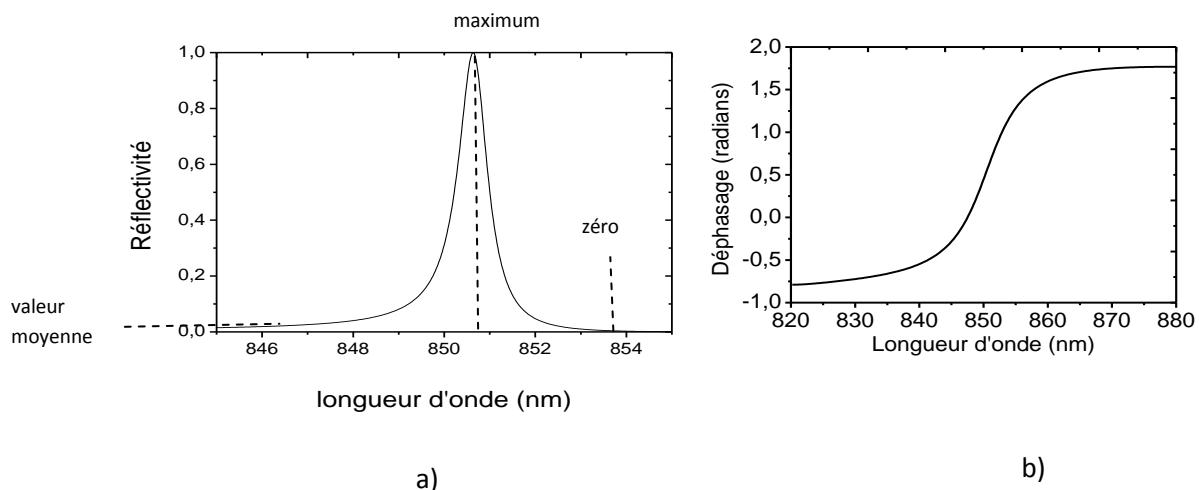


Figure 2-2: Courbes théoriques du facteur de réflexion du réseau. a) : module du coefficient de réflexion. b) : phase du coefficient de réflexion

La réponse théorique est une résonance de Fano caractérisée par une valeur moyenne et la présence d'un zéro et d'un maximum. La fonction varie brusquement du zéro au maximum au voisinage de la résonance. Dans le cas de la réalisation d'un filtre conçu pour avoir un très bon anti reflet à 850 nm, la valeur moyenne est proche de zéro et la forme caractéristique de la résonance Fano est peu marquée.

Expérimentalement, cette forme est encore moins marquée du fait des pertes par diffusion. La Figure 2-3 illustre la réponse expérimentale d'un tel filtre étudié dans le chapitre suivant, qui peut être représentée par une simple approximation lorentzienne. Nous obtenons un bon accord entre les spectres expérimentaux et une approximation lorentzienne en ce qui concerne la forme du pic. Cette approximation est suffisante dans le cadre de nos simulations, qui visent à dimensionner de manière assez grossière les paramètres de la cavité.

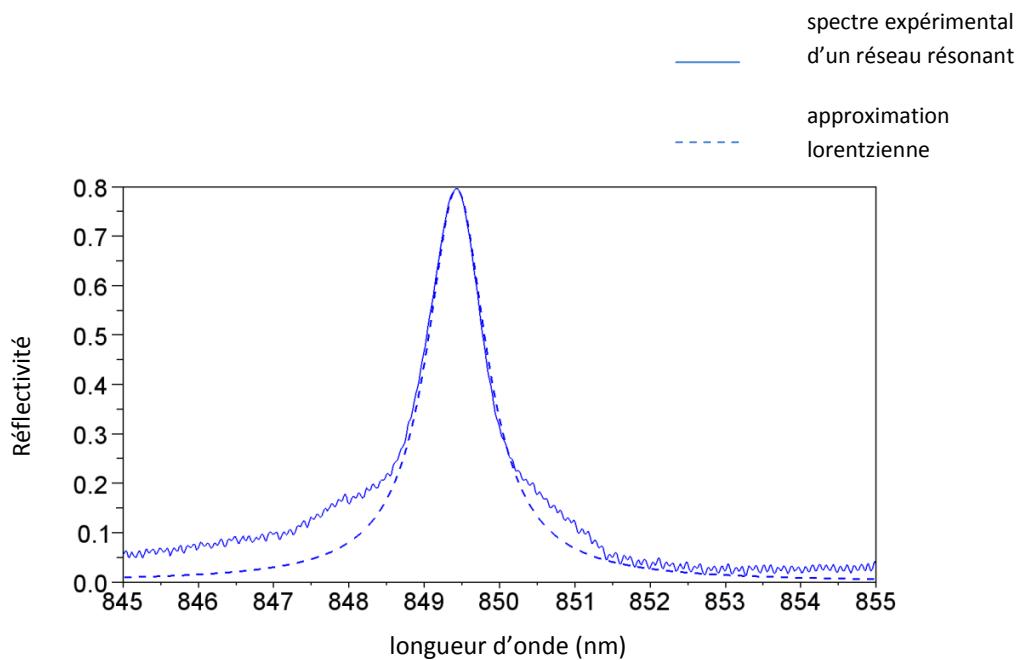


Figure 2-3 : approximation d'un spectre expérimental (courbe continue) par une courbe lorentzienne (spectre en pointillés)

Nous modéliserons donc le réseau résonant par la matrice :

$$M_{réseau} = \frac{1}{\sqrt{1-r^2}} \begin{pmatrix} 1 & r \\ r & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\varphi} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

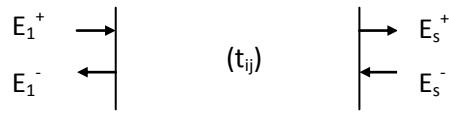
avec :

$$r(\lambda) = \frac{r_{max}}{\sqrt{1+(\frac{\lambda-\lambda_0}{\Delta\lambda})^2}} \text{ et } \varphi(\lambda) = \text{cte} + \text{atan}(\frac{\lambda-\lambda_0}{\Delta\lambda}) \quad (2.3)$$

Les coefficients  $r_{max}$  (réflectivité maximale en amplitude) et  $\Delta\lambda$  (largeur spectrale totale à mi-hauteur) sont des paramètres de simulation que nous ferons varier.

## 2.2.2 Cavité équivalente

Pour étudier les propriétés spectrales de cette cavité, nous allons remplacer le système formé par les deux cavités (cavité laser et cavité externe) par une seule cavité, de longueur égale à celle de la cavité laser et avec une réflectivité équivalente prenant en compte les caractéristiques de la cavité externe (Figure 2-4). A l'aide du formalisme matriciel, nous pouvons calculer la réflectivité équivalente. Pour une zone de champs en entrée ( $E_1^+, E_1^-$ ) et en sortie ( $E_s^+, E_s^-$ ) et de coefficients de matrice de transfert  $t_{ij}$ , le coefficient de réflexion de la zone vaut :



$$r_{eq} = \left| \frac{E_1^+}{E_1^-} \right|_{E_s=0} = \left| \frac{t_{21}}{t_{11}} \right| \quad (2.4)$$

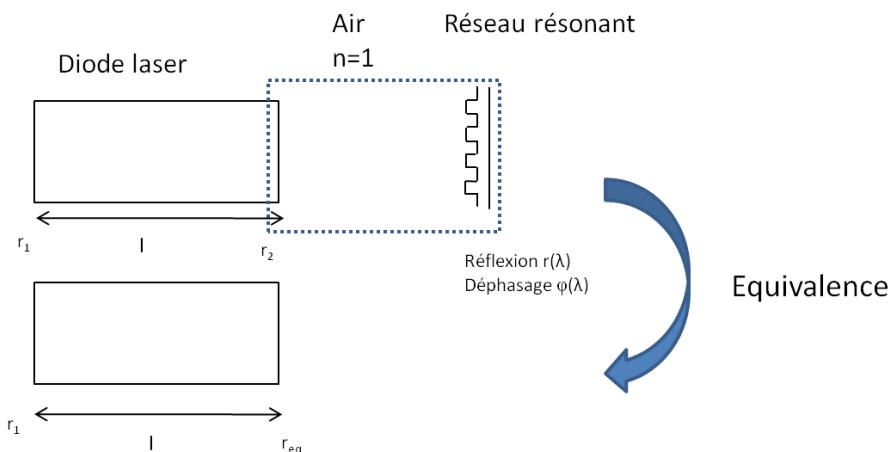


Figure 2-4: Définition de la cavité équivalente

Après calcul des éléments de la matrice, cette réflectivité vaut :

$$r_{eq} = \frac{r_2 + r \cdot e^{i(\omega\tau+\phi)}}{1 + r_2 \cdot r \cdot e^{i(\omega\tau+\phi)}} \quad (2.5)$$

Où  $r$  est le module du coefficient de réflexion du réseau

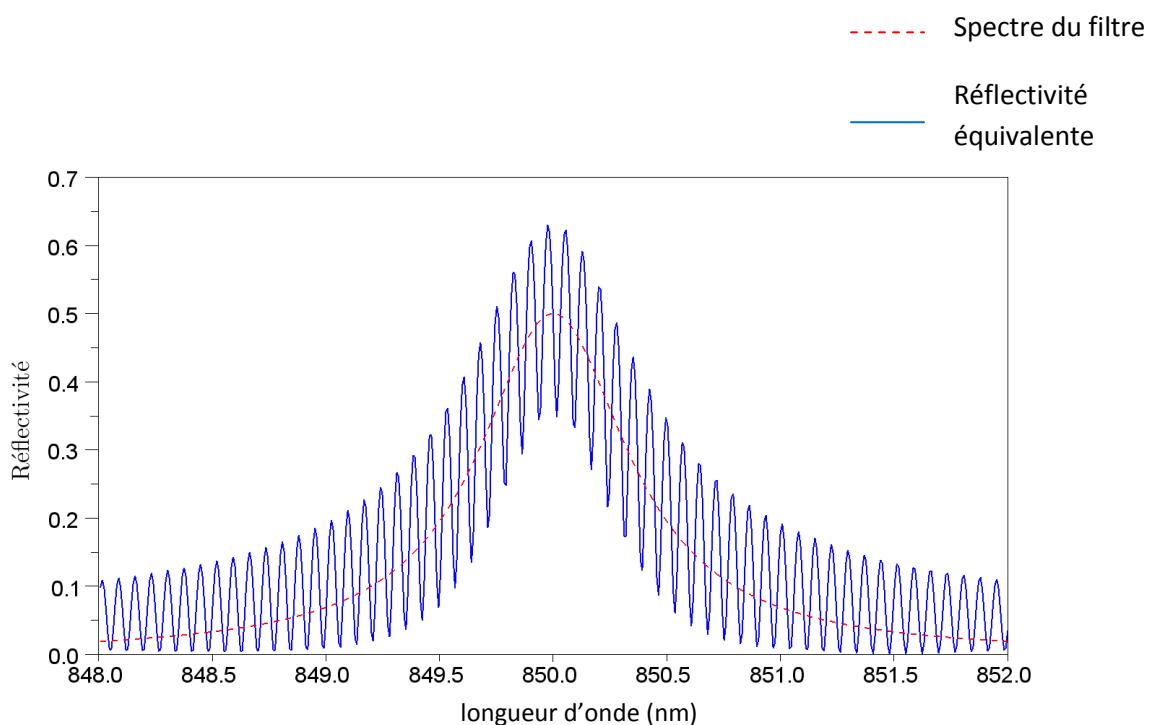
$\phi$  est le déphasage introduit par le réseau

$$\omega = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$\tau$  est le temps d'un aller dans la cavité externe défini par  $\tau = \frac{L}{c}$

A titre d'exemple, la Figure 2-5 illustre la réflectivité équivalente d'une cavité externe pour laquelle nous avons choisi une longueur  $L$  égale à 5 mm, ce qui se traduit par une valeur d'ISL égale à 0.07 nm. Le tracé de la réflectivité équivalente montre que celle-ci suit le profil spectral du filtre et présente des modes Fabry-Pérot dont l'ISL correspond à celui de la cavité externe. Nous remarquons que la réflectivité équivalente maximale est supérieure à la réflectivité de la facette. Ceci peut s'expliquer par le fait que le réflecteur de cavité externe renvoie de la lumière vers la facette gauche, et donc augmente la réflectivité totale de la partie droite. Cette réflectivité équivalente va donc introduire moins de pertes que le laser seul pour le mode principal et permettre de réduire le seuil. Cette dépendance d'une facette avec la longueur d'onde va introduire un critère de sélectivité entre les modes de cavité, que nous allons pouvoir quantifier dans la partie suivante.

Nous avons donc simplifié le problème en ramenant l'étude à une seule cavité dont une des facettes dépend de la longueur d'onde. Cette méthode ne permet pas de modéliser précisément le comportement du laser à cavité externe mais elle va nous permettre d'étudier simplement les caractéristiques spectrales de la cavité.



## 2.3 Calcul des paramètres pour un fonctionnement monomode

### 2.3.1 Condition au seuil de la cavité équivalente

Le but de ce paragraphe est de déterminer les différents paramètres de cavité (largeur spectrale du réseau, longueurs de cavités, coefficients de réflexion) permettant la sélection d'un seul mode longitudinal. A partir de la cavité équivalente définie dans 2.2, nous allons définir un paramètre de sélection modale puis en déduire un critère caractérisant une émission monomode.

Le paramètre est défini à l'aide de l'expression du gain au seuil. Au seuil de l'effet laser, la condition d'égalité entre le gain et les pertes s'écrit :

$$r_1 \cdot r_{eq} \cdot e^{(-2 \cdot i \cdot k_0 \cdot l \cdot n_1)} = 1, \text{ avec } n_1 = n + i \cdot \frac{g_{net}}{2k_0}. \quad (2.6)$$

En séparant les parties réelles et imaginaires et en prenant en compte les pertes internes du laser  $\alpha_{int}$ , nous obtenons pour la partie réelle:

$$g_{th} = \alpha_{int} - \frac{1}{2l} \log (|r_1|^2 \cdot |r_{eq}|^2) \quad (2.7)$$

A partir de cette relation nous définissons les pertes équivalentes aux miroirs en intensité:

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{2l} \log \left( \frac{1}{|r_1|^2 |r_{eq}|^2} \right) \quad (2.8)$$

Ces pertes équivalentes dépendent de la longueur d'onde, du fait de la variation de  $r_{eq}$  montrée dans la partie précédente. A titre d'exemple, les Figure 2-6 et Figure 2-7 illustrent l'influence de la réponse spectrale du filtre sur la sélection des modes de la cavité. Nous prenons pour ces calculs un réseau de largeur spectrale 1 nm et de réflectivité maximale 0.5, une cavité externe de 5 mm, et un laser de longueur 300  $\mu\text{m}$  traité HR/AR ( $R_1=98\%$  et  $R_2=4\%$ ). Nous traçons les pertes équivalentes pour cette cavité (Figure 2-6). Cette figure montre que les pertes équivalentes présentent des modes Fabry-Pérot correspondant à l'ISL de la cavité externe et que l'enveloppe semble suivre le profil du miroir de cavité externe. Pour vérifier l'influence du réseau sur le filtrage des modes, nous traçons ces pertes pour un miroir ayant un profil spectral rectangulaire (Figure 2-7). Cette figure valide le fait que la réflectivité équivalente suit le profil du miroir de cavité externe. Le réseau résonant va donc introduire une sélectivité entre les modes par l'intermédiaire des pertes équivalentes, et la sélection sera d'autant meilleure que le réseau sera fin.

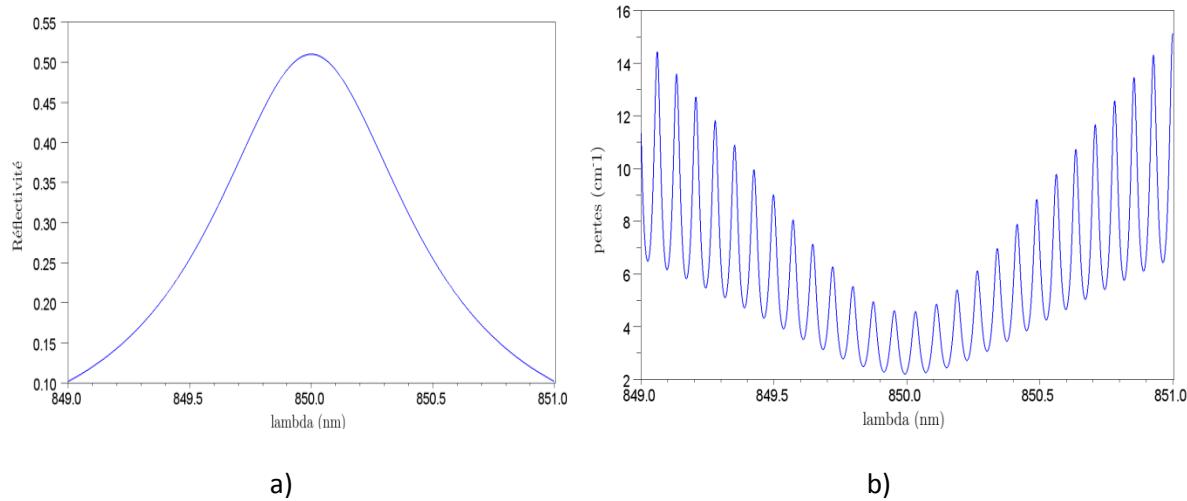


Figure 2-6 : Cas d'une réponse spectrale lorentzienne : a) : profil spectral du réseau et b) : Calcul des pertes équivalentes pour un réseau résonant

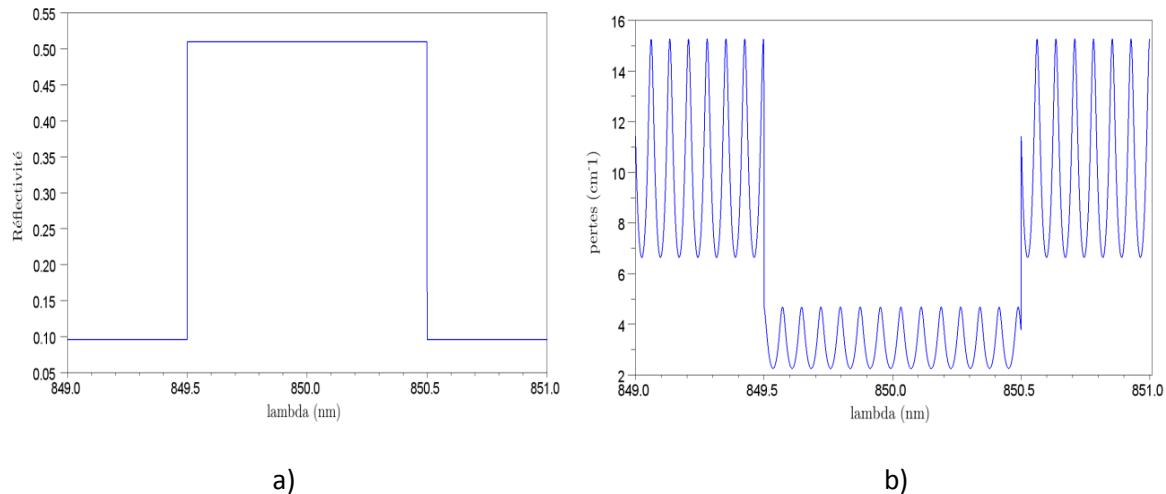


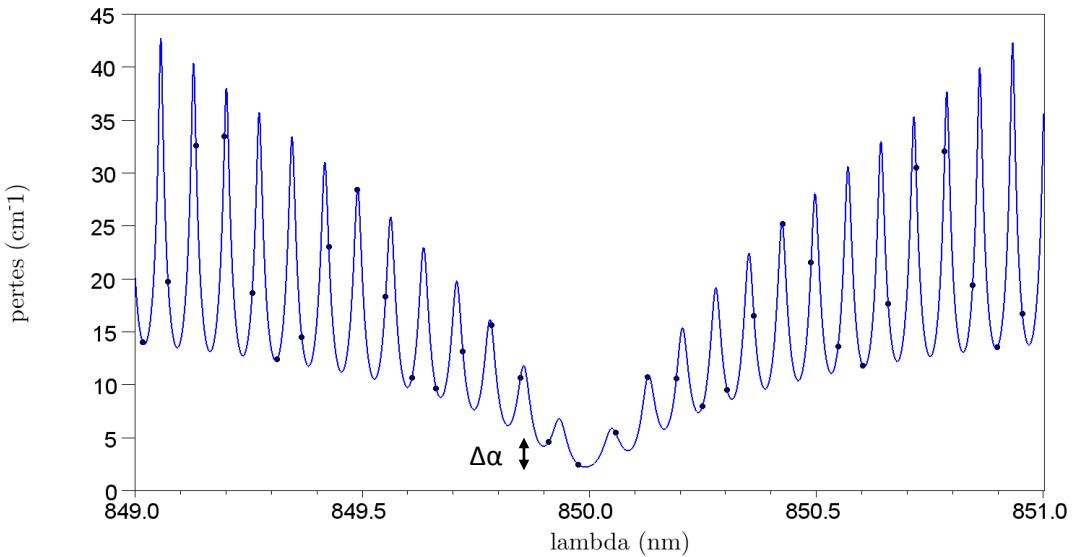
Figure 2-7: Cas d'une réponse spectrale rectangulaire a) : profil spectral du miroir et b) : Calcul des pertes équivalentes pour un miroir de profil rectangulaire

### 2.3.2 Sélection spectrale dans la cavité équivalente

L'expression de  $\alpha(\lambda)$  étant déterminée, nous cherchons à calculer les pertes équivalentes pour chaque mode de la cavité. Pour cela, nous calculons la longueur d'onde de chaque mode à l'aide de la condition de phase sur un aller-retour. Cette condition peut se retrouver à l'aide de la transmission globale de la structure. Celle-ci s'exprime de la manière suivante :

$$T_g = \left| \frac{E_0^+}{E_s^+} \right|_{E_s^- = 0} = \left| \frac{1}{M_{11}} \right| \quad (2.9)$$

Les conditions d'oscillation sont données par les zéros du dénominateur. Chaque pic de la fonction  $T_g$  donne donc la position d'un mode. Nous pouvons ainsi déterminer le mode de plus faible perte. L'écart avec le second mode de plus faible perte donne un paramètre  $\Delta\alpha$  qui mesure la discrimination des modes (Figure 2-8).



**Figure 2-8: Pertes équivalentes pour une cavité externe de 5 mm et un réseau de largeur spectrale 0.4 nm avec  $r_{\max}=0.5$  (courbe bleue) et position des modes de la cavité (points noirs)**

Le critère usuel pour avoir un fonctionnement monomode est  $\Delta\alpha$  de l'ordre de quelques  $\text{cm}^{-1}$ . Nous pouvons donc tracer l'évolution de ce paramètre en fonction des paramètres de la cavité et déterminer ceux qui vont amener à une émission monomode. Le premier paramètre d'étude est la longueur de la cavité externe. Dans notre cas, cette longueur doit être la plus petite possible ( $<1\text{ cm}$ ), ceci étant possible avec les réseaux résonants. L'intérêt est d'avoir des cavités compactes, permettant d'intégrer la source dans un boîtier Butterfly. Nous la fixons à 5 mm pour les simulations, cette longueur semble réaliste d'après les premiers montages expérimentaux envisagés. Les variations autour de cette valeur présentent des minima et des maxima, avec une période de  $\lambda/2$  (Figure 2-9). Les minima, proches de zéro, correspondent aux endroits où deux modes longitudinaux présentent le même gain. Cela montre que la position du réseau dans la cavité sera critique car des variations de  $\lambda/2$  (soit 400 nm) peuvent faire passer d'une situation optimale à une situation où deux modes présenteront des pertes très proches et seront en compétition. Nous remarquons aussi qu'avec les conditions choisies (largeur spectrale de 1 nm pour le réseau résonant, longueur de cavité laser de 300  $\mu\text{m}$ ), nous atteignons des valeurs de réjection modale supérieures à  $1\text{ cm}^{-1}$ , ce qui nous conforte dans l'idée qu'un fonctionnement monomode est possible avec ce type de cavité. Dans les cartographies suivantes, nous ferons varier cette longueur pour se trouver sur un maximum, la longueur de la cavité externe étant en pratique ajustable finement pour se trouver dans cette situation.

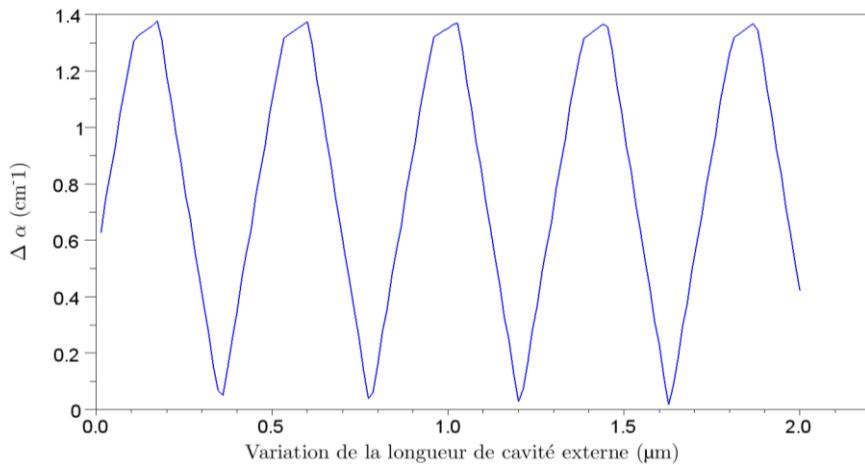


Figure 2-9: Variation de  $\Delta\alpha$  en fonction de la variation de la longueur de cavité externe

### 2.3.3 Choix de cavités à forte sélectivité spectrale

Nous pouvons désormais tracer des cartographies de  $\Delta\alpha$  en fonction des paramètres de la cavité et déterminer les zones de fonctionnement monomode. Nous avons déterminé quatre paramètres d'étude et les avons combinés 2 à 2 pour dégager des configurations optimales de cavité :

- la largeur spectrale du filtre  $\Delta\lambda$
- la réflectivité maximale du filtre  $r_{\max}$
- la longueur de la cavité laser  $l$
- la réflectivité  $r_2$  de la facette droite du laser

Pour ces simulations, nous n'avons pas tenu compte des effets non-linéaires liés à l'interaction porteurs/champ électrique ( $n_1=n$ ).

#### - Influence de $\Delta\lambda$ et $l$

La cartographie en fonction de la largeur spectrale et de la longueur de la cavité laser montre que des cavités lasers inférieures à 400  $\mu\text{m}$  et des filtres de largeur spectrale inférieure à 0.3 nm permettront d'obtenir un  $\Delta\alpha > 2 \text{ cm}^{-1}$  (Figure 2-10). Elle valide aussi le fait qu'un fonctionnement monomode sera possible puisque nous obtenons une valeur maximale de  $\Delta\alpha$  égale à  $2.8 \text{ cm}^{-1}$ . Néanmoins cette valeur semble difficile à atteindre en pratique car les cavités lasers émettant à 850 nm ont généralement des longueurs supérieures à 400  $\mu\text{m}$ , et les réseaux résonants envisagés n'atteignent pas des largeurs spectrales aussi fines que 0.2 nm.

#### - Influence de $l$ et $r_2$

Afin de déterminer le type de laser à utiliser, nous traçons la cartographie de  $\Delta\alpha$  en fonction de la longueur de cavité laser et en fonction de la réflectivité de la facette droite (Figure 2-11). Celle-ci confirme l'intérêt d'avoir une cavité laser courte ( $<400 \mu\text{m}$ ) et montre qu'une facette traitée avec un anti-reflet standard (réflectivité de 4% en intensité) favorisera la sélection d'un seul mode. Cependant cette simulation est qualitative car elle ne prend pas en compte les variations de comportement du laser en fonction du taux de réjection.

- Influence de  $r_{\max}$  et  $r_2$

De même, la Figure 2-12 montre que la réflectivité du filtre doit rester modérée et que des réflectivités d'environ 0.3 pour la facette du laser et le réseau maximisent la sélection modale. Cependant, le modèle simplifié néglige les effets non-linéaires et les différents régimes de réinjection possible. En effet, pour atteindre en pratique le régime de stabilisation (forte réinjection), un traitement anti reflet est généralement nécessaire afin de diminuer l'impact de la cavité laser et favoriser la cavité externe. Ainsi, le comportement généralement observé est que plus la réflectivité  $r_2$  est faible, plus le laser est stable. Ce comportement n'est pas validé par cette cartographie car pour des réflectivités  $r_2 > 0.2$ , des phénomènes non-linéaires apparaissent qui peuvent dégrader la pureté spectrale, et ils ne sont pas modélisés avec cette méthode matricielle.

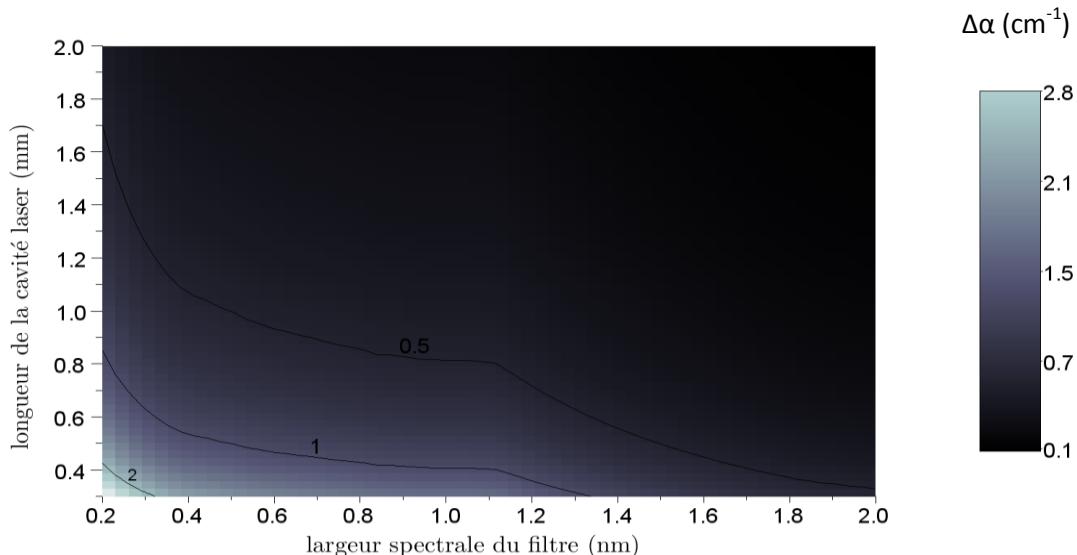


Figure 2-10: Cartographie de  $\Delta\alpha$  en fonction de la largeur spectrale du filtre et de la longueur de la cavité laser, avec  $r_2=0.2$  et  $r_{\max}=0.5$

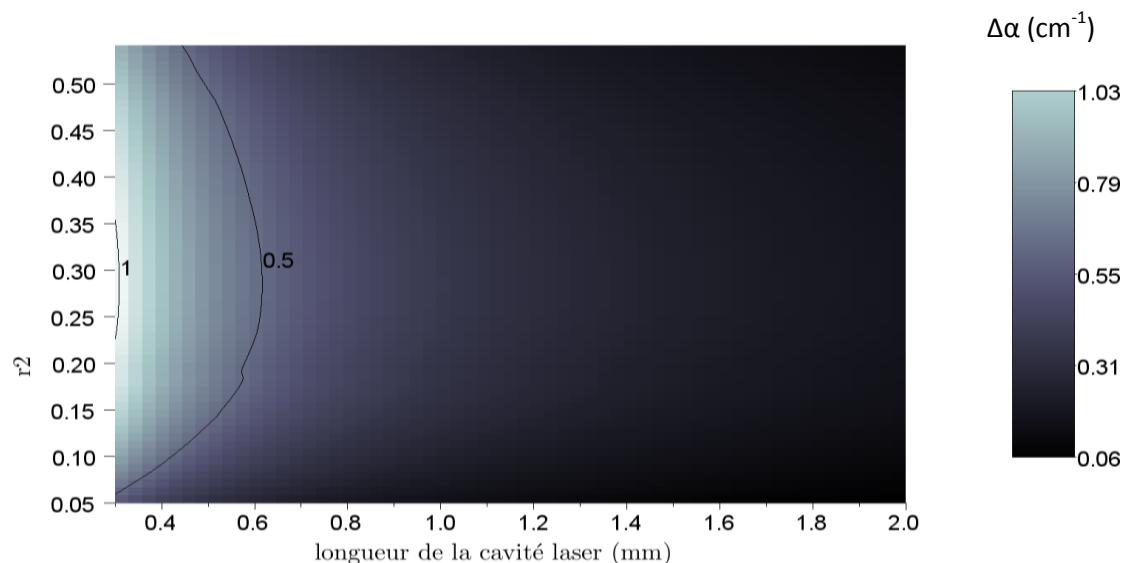


Figure 2-11: Cartographie de  $\Delta\alpha$  en fonction de la réflectivité de la facette  $r_2$  du laser et de la longueur de la cavité laser, avec  $r_{\max}=0.5$  et une largeur spectrale  $\Delta\lambda=1$  nm

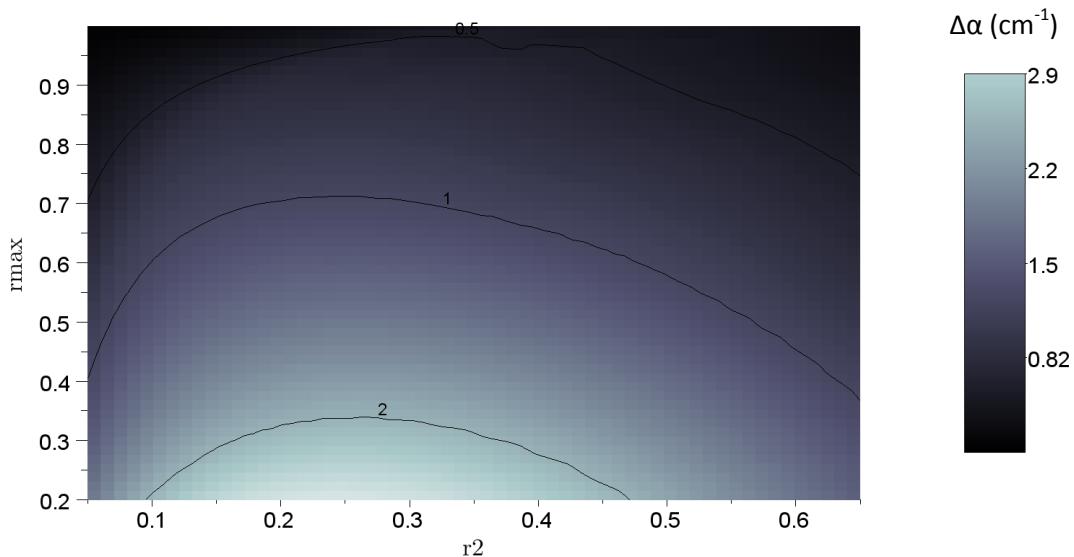


Figure 2-12: Cartographie de  $\Delta\alpha$  en fonction de la réflectivité de la facette  $r_2$  du laser et de la réflectivité maximale du filtre, avec une largeur spectrale  $\Delta\lambda=1$  nm et une longueur de cavité laser  $l=300$   $\mu\text{m}$

- Choix de 2 configurations de cavité externe

Ces cartographies du paramètre  $\Delta\alpha$  permettent donc d'avoir un ordre de grandeur pour la valeur de largeur spectrale à obtenir ( $\Delta\lambda < 1$  nm) et pour la longueur de la cavité laser ( $l < 500$   $\mu\text{m}$ ), et montrent que le paramètre à optimiser pour le réseau résonant sera la finesse spectrale. Nous retenons en fonction des cartographies tracées deux designs de cavités dont les paramètres devraient permettre un fonctionnement monomode (Tableau 2-1). Ces designs correspondent à deux lasers différents, l'un ayant un traitement anti reflet standard à 4% et l'autre ayant un traitement anti reflet de meilleure qualité. La réflectivité maximale du filtre est adaptée pour obtenir  $\Delta\alpha > 1$   $\text{cm}^{-1}$ . Le paramètre  $\Delta\alpha$  calculé pour le design 2 est moins élevé que pour le design 1 mais la stabilisation devrait en pratique être plus facile car la facette du laser a une réflectivité plus faible, correspondant à un traitement anti reflet meilleur, et le régime V de stabilisation devrait donc être atteint plus facilement.

	$\Delta\lambda$	$r_{\max}$	$r_2$	$l$	$L$	$\Delta\alpha$
Design 1	0.2 nm	0.5	0.2	400 $\mu\text{m}$	5 mm	2,15 $\text{cm}^{-1}$
Design 2	0.2 nm	0.3	0.05	400 $\mu\text{m}$	5 mm	1,25 $\text{cm}^{-1}$

{réseau résonant}      {laser}      {cavité externe}      {paramètre calculé}

Tableau 2-1 : résumé des paramètres retenus permettant une émission monomode

L'étude menée jusqu'à maintenant est valable en dessous du seuil. Elle ne tient pas compte des phénomènes observés au-dessus du seuil : saturation du gain et des porteurs, spatial hole burning... Or pour les applications les paramètres couramment utilisés pour caractériser un laser monomode, comme le SMSR (Side Mode Suppression Ratio), sont définis au-dessus du seuil. Pour une étude plus

approfondie, nous allons nous intéresser, pour les paramètres de cavité des designs 1 et 2 définis dans cette partie, aux spectres au-dessus du seuil, en prenant en compte la saturation du gain et les variations longitudinales de porteurs et de photons (spatial hole burning).

## 2.4 Calcul des spectres au-dessus du seuil

Dans cette partie, nous allons étudier les caractéristiques du laser au-dessus du seuil. Pour cela, nous devons d'abord calculer le gain au seuil et le mode principal. Puis nous calculerons le spectre au-dessus du seuil en supposant un fonctionnement monomode, ce qui nous permettra de calculer le SMSR et de caractériser ainsi plus précisément la monochromatique du laser.

La méthode de calcul s'inspire des travaux de N. Aberkane [50]. Cette méthode a initialement été développée pour l'étude de lasers DFB monomodes à 1,55 μm et a fait ses preuves pour le calcul de spectres au-dessus du seuil pour des lasers DFB. Nous allons l'adapter pour la cavité équivalente définie dans la partie 2.2 avec l'hypothèse qu'un seul mode atteint le seuil laser. Cette méthode consiste à discréteriser la cavité en zones élémentaires dans lesquelles les densités de porteurs et de photons sont constantes, puis à l'aide d'algorithmes de prédition-correction en déduire les paramètres du laser au-dessus du seuil. Nous fixons une densité de courant puis nous rebouclons sur les valeurs du champ et de la longueur d'onde à l'aide de l'équation d'évolution et des relations matricielles. Par ce calcul nous prenons en compte les variations longitudinales des densités de porteurs et de photons.

### 2.4.1 Calcul du gain au seuil

Le calcul du gain au seuil s'effectue à l'aide d'un algorithme de prédition-correction. Pour cela, nous devons d'abord traduire matriciellement la condition de seuil.

La condition de seuil est vérifiée quand le gain net compense les pertes aux facettes, ce qui peut se traduire au niveau des conditions aux limites sur les facettes droite et gauche:

$$\begin{cases} E^-(l) = r_{eq} \cdot E^+(l) \\ E^+(0) = r_1 \cdot E^-(0) \end{cases} \quad (2.10)$$

La condition matricielle équivalente s'écrit :

$$p_{11} + r_{eq} \cdot p_{21} = r_1 \cdot (p_{21} + r_{eq} \cdot p_{22}) \quad (2.11)$$

où  $p_{ij}$  sont les coefficients de la matrice de la cavité sans tenir compte des matrices de réflectivité aux facettes.

Nous obtenons ainsi un critère d'erreur à minimiser :

$$\varepsilon(g, \lambda) = p_{11} + r_{eq} \cdot p_{21} - r_1 \cdot (p_{21} + r_{eq} \cdot p_{22}) \quad (2.12)$$

Pour converger vers les bonnes valeurs de  $g$  et de  $\lambda$ , nous utilisons un algorithme de prédiction-correction. Cette méthode consiste à supposer des valeurs de  $g$  et de  $\lambda$ , puis à calculer l'erreur  $\varepsilon(g, \lambda)$ . Si l'erreur est trop élevée (supérieure à une certaine valeur à fixer), nous corrigons  $g$  et  $\lambda$ . Le facteur de correction est calculé par la méthode des gradients : nous calculons  $\varepsilon$  pour  $g$  et  $g+dg$ , et nous corrigons la valeur supposée de  $g$  à l'aide de  $d\varepsilon/dg$  (Figure 2-13). Nous faisons de même pour  $\lambda$ , jusqu'à trouver un couple  $(g, \lambda)$  qui donne une valeur de  $\varepsilon$  inférieure au critère. Le choix du critère doit être optimisé en tenant compte de deux aspects : le temps de calcul, qui sera d'autant plus grand que le critère sera faible, et la précision sur les valeurs de  $g$  et  $\lambda$ , qui sera grande si le critère est faible. Pour cet algorithme, nous fixons  $\varepsilon_{max}=1.10^8$ . L'inconvénient de cette méthode est la possibilité de converger vers un minimum local, d'où la nécessité de prendre des valeurs initiales proches de la solution cherchée.

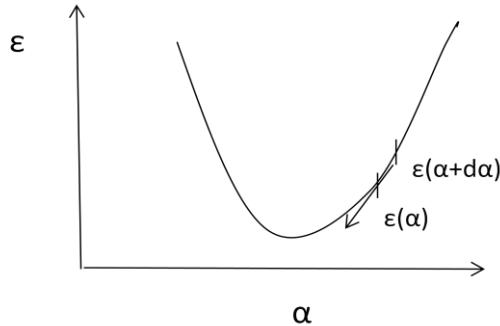


Figure 2-13: Méthode des gradients utilisée pour la minimisation de l'erreur

L'algorithme final est décrit dans la Figure 2-14. Nous prenons comme valeurs de départ pour le gain 0 et pour les longueurs d'onde celles des modes calculés par la condition de phase. L'algorithme converge pour chaque valeur de longueur d'onde puis la longueur d'onde ayant le plus faible gain au seuil est considérée comme étant le mode principal.

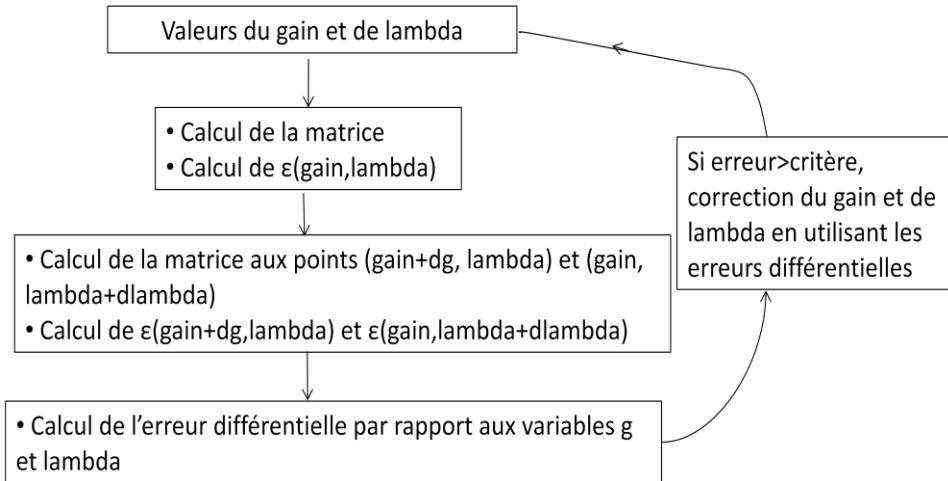


Figure 2-14: Algorithme de calcul du gain au seuil et du mode

Dans le cas du design 1, nous trouvons un gain au seuil de  $519 \text{ cm}^{-1}$ . Il s'agit de la valeur du gain du milieu quantique. Pour obtenir le gain modal, il faut multiplier cette valeur par le facteur de confinement. Pour la cavité laser seule, nous calculons un gain au seuil de  $690 \text{ cm}^{-1}$ . L'effet de réinjection par le réseau permet donc de réduire de 25% le seuil. Pour le design 2, le calcul donne  $778 \text{ cm}^{-1}$  alors que le seuil pour le laser seul est à  $994 \text{ cm}^{-1}$ . La réduction est donc moins importante (21%), ceci pouvant être expliqué par la moins bonne réflectivité du filtre.

Le calcul du gain au seuil nous permet ensuite de déduire la densité de porteurs au seuil, par la relation  $g(N)$ , et la densité de courant au seuil. Au maximum des spectres de gain, l'évolution du gain en fonction de la densité de porteurs a été calculée dans [51] pour une diode laser de la filière GaAlAs/GaAs avec le logiciel CADILAC [52]. Pour les applications numériques, nous avons pris l'expression de la thèse d'Olivier Delléa [51] :

$$g_{pq}(N) = c_1 + c_2 \cdot N + c_3 \cdot \ln\left(\frac{N}{N_0}\right) \quad (2.13)$$

avec :  $c_1 = -8,39 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ ,  $c_2 = 7,47 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$ ,  $c_3 = 149241 \text{ m}^{-1}$ ,  $N_0 = 1 \text{ m}^{-3}$ .

La densité de porteurs au seuil est calculée en résolvant l'équation  $g(N_{\text{th}}) = g_{\text{th}}$ , et la densité de courant au seuil est donnée par :

$$J(N_{\text{th}}) = q \cdot I_{\text{puits}} \cdot (A \cdot N_{\text{th}} + B \cdot N_{\text{th}}^2 + C \cdot N_{\text{th}}^3) \quad (2.14)$$

avec :  $q$  la charge de l'électron,  $I_{\text{puits}}$  l'épaisseur du milieu actif à puissances quantiques,  $A$ ,  $B$ ,  $C$  les coefficients de recombinaison monomoléculaire, spontanée et Auger

Après avoir calculé le mode au seuil et montré une diminution du seuil liée à la réinjection, nous allons maintenant calculer le mode au-dessus du seuil, puis les spectres au-dessus du seuil en considérant qu'un seul mode participe à l'effet laser.

## 2.4.2 Calcul du mode principal au-dessus du seuil

Dans cette partie, nous allons calculer la longueur d'onde et l'intensité du mode principal pour des courants au-dessus du seuil. Afin d'obtenir plus de précision dans le calcul, nous allons d'abord discréteriser la cavité en zones élémentaires dans lesquelles la densité de porteurs est constante (Figure 2-15). Nous appelons  $N(z_k)$  la densité de porteurs dans la zone  $k$ ,  $M(z_k)$  la matrice de transfert correspondante et  $E^+(z_k)$  et  $E^-(z_k)$  les champs se propageant vers la droite et vers la gauche à l'entrée de la zone  $z_k$ . Le gain varie également dans chaque zone du fait de sa dépendance avec la densité de porteurs.

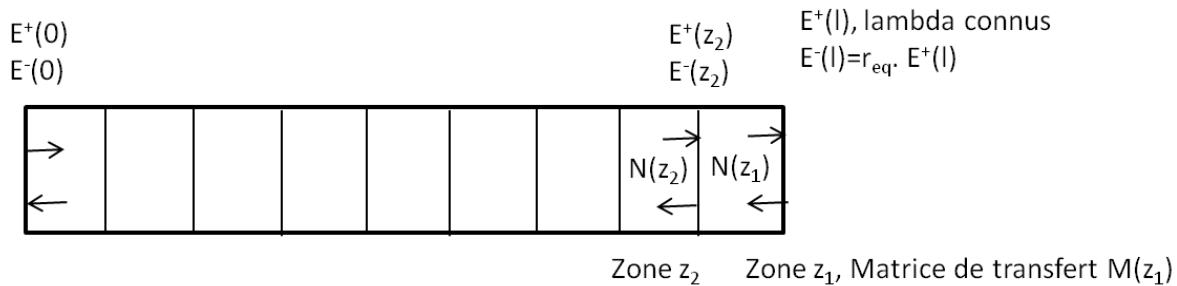


Figure 2-15: Discréterisation de la cavité en zones à densités de porteur constantes

La première boucle de l'algorithme consiste à calculer dans chaque zone les champs et la densité de porteurs pour une densité de courant donné au-dessus du seuil. Nous considérons une valeur donnée de  $E^+(l)$ , le champ sur la facette droite du laser se propageant vers la droite, et de la longueur d'onde. Nous en déduisons  $E^-(l)$  par la relation :  $E^-(l) = r_{eq} \cdot E^+(l)$ . Le calcul des densités de porteurs et des champs dans la zone suivante se fait alors en quatre étapes (Figure 2-16):

- Calcul de  $E^+(z_2)$  et  $E^-(z_2)$  avec les matrices de transfert, à l'aide de la matrice de propagation de la zone  $z_1$
- Calcul de la densité de courant à l'aide de l'équation d'évolution :

$$J(N) = q \cdot I_{puits} \cdot (A \cdot N + B \cdot N^2 + C \cdot N^3) + \Gamma \cdot \frac{\text{gain}}{h \cdot v} \cdot S \quad (2.15)$$

avec :

q la charge de l'électron,  
 $I_{puits}$  la largeur du puits,  
A, B, C les coefficients de recombinaison monomoléculaire, spontanée et Auger,  
 $\Gamma$  le facteur de confinement,  
S l'intensité dans la zone,  $S = |E^+(z_2)|^2 + |E^-(z_2)|^2$ ,  
N la valeur supposée de la densité de porteurs

- Calcul de l'erreur par rapport à l'équation d'évolution
- Calcul de l'erreur différentielle par rapport à la densité de porteurs

La correction de  $N$  à l'aide de ces erreurs assure la convergence de la boucle vers la valeur de  $N(z_2)$ . Nous prenons une valeur initiale de  $N(z_2)$  égale à  $N(z_1)$ ,  $N(z_1)$  étant calculé avec l'équation d'évolution dans la zone  $z_1$ .

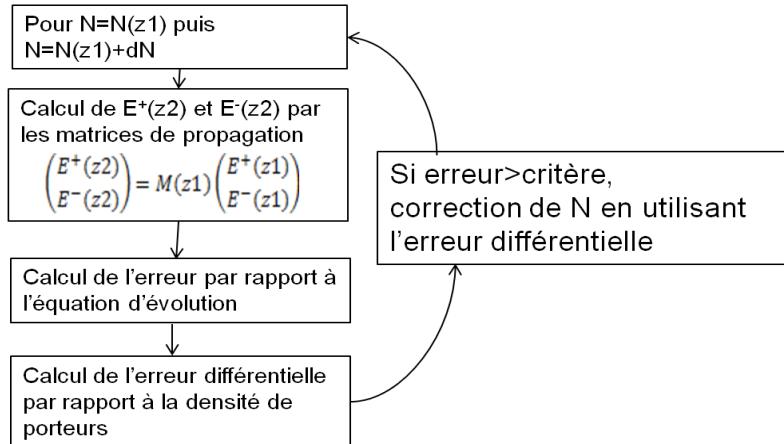


Figure 2-16: Algorithme permettant de calculer la densité de porteurs dans chaque zone (boucle 1)

En réitérant cet algorithme pour chaque zone, nous en déduisons de proche en proche les valeurs du champ  $E^+(0)$  et  $E^-(0)$  sur la facette gauche. A l'équilibre, la relation  $E^+(0)=r_1 \cdot E^-(0)$  est vérifiée. Nous en déduisons un critère d'erreur en champ et un critère d'erreur en longueur d'onde définis par rapport à cette égalité. Ces deux critères permettent de corriger les valeurs supposées de  $E^+(L)$  et de  $\lambda$  jusqu'à converger vers les valeurs exactes (Figure 2-17). Cependant, pour converger vers les bonnes valeurs avec cet algorithme, les valeurs initiales doivent être proches des solutions, nous prenons donc comme valeur initiale du courant et de  $\lambda$  des valeurs proches de celles calculées avec l'algorithme du gain au seuil (Figure 2-14).

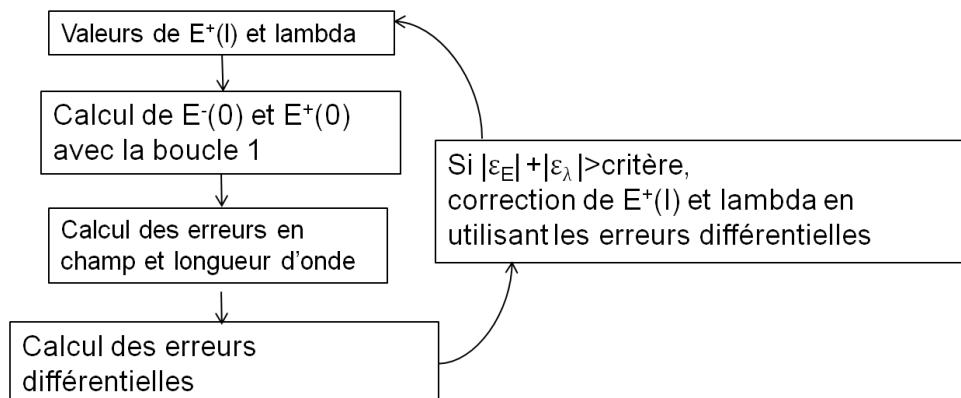


Figure 2-17: Algorithme permettant de calculer le mode au-dessus du seuil

Dans cette partie, nous avons calculé le mode principal au-dessus du seuil et les densités de porteurs dans la cavité laser. En supposant que ce mode est le seul à participer à l'effet laser, nous pouvons calculer les autres modes en les considérant comme de l'émission spontanée. C'est l'objet du paragraphe suivant.

### 2.4.3 Calcul des spectres au-dessus du seuil

Le mode contribuant à l'effet laser a été calculé précédemment. Nous allons considérer que ce mode est le seul à atteindre le seuil laser. Nous ne pouvons donc pas prédire les fonctionnements multimodes, mais cette hypothèse peut se justifier par le fait que dans le régime de réinjection forte nous nous attendons à un comportement monomode. De plus, les cartographies du paramètre  $\Delta\alpha$  ont permis de dégager les zones de fonctionnement monomode, et dans le cas des designs 1 et 2, nous avons calculé un  $\Delta\alpha$  supérieur à  $1 \text{ cm}^{-1}$ .

Les autres modes n'émettent donc que des photons spontanés. Pour calculer l'émission totale, nous reprenons la discrétisation de la cavité afin de prendre en compte les variations longitudinales de porteurs. Au centre de chaque zone, nous considérons qu'un certain nombre de photons sont émis spontanément (Figure 2-18). L'émission spontanée  $\rho_{\text{spontanée}}^{(i)}$  générée par cette section est calculée par :

$$\rho_{\text{spontanée}}^{(i)} = \beta_{\text{sp}} \cdot V_i \cdot B \cdot N_i^2 \cdot h \cdot \nu \quad (2.16)$$

avec  $\beta_{\text{sp}}$  le facteur de couplage entre l'émission spontanée et le mode,  $V_i$  le volume de la section  $i$ ,  $B$  le coefficient de recombinaison spontanée et  $N_i$  la densité de porteurs. La valeur de  $\beta_{\text{sp}}$  pour une diode laser varie entre  $1.10^{-3}$  et  $1.10^{-5}$ , nous la fixons pour les simulations à  $1.10^{-4}$ .

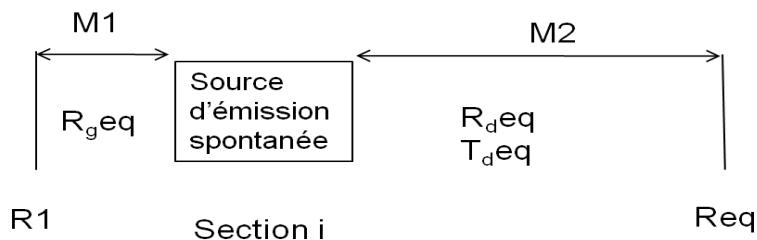


Figure 2-18: Méthode de calcul du spectre au-dessus du seuil en utilisant l'émission spontanée

La contribution à l'émission spontanée de la section  $(i)$  est calculée en fonction de  $R_d^{\text{eq}}$ ,  $R_g^{\text{eq}}$  et  $T_d^{\text{eq}}$ , qui sont les coefficients de transmission et de réflexion équivalents calculés par les matrices de transfert. La contribution de la zone  $(i)$  à l'émission spontanée en sortie de la facette droite du laser s'écrit :

$$P_{spontanée}^{(i)}(\lambda) = \left| T_d^{eq} \cdot \frac{1 + R_g^{eq}}{1 - R_d^{eq} \cdot R_g^{eq}} \cdot \rho_{spontanée}^{(i)} \right| \quad (2.17)$$

Les contributions de chaque section sont considérées comme incohérentes donc l'émission spontanée totale est égale à la somme des contributions :

$$P_{spontanée}(\lambda) = \sum_{sections} P_{spontanée}^{(i)}(\lambda) \quad (2.18)$$

Les valeurs des réflectivités équivalentes vues par la section  $i$  dépendent de la longueur d'onde [50]:

$$R_d^{eq}(\lambda) = \frac{a_{21}^{(2)} + r_2 \cdot a_{22}^{(2)}}{a_{11}^{(2)} + r_2 \cdot a_{12}^{(2)}} \quad (2.19)$$

$$R_g^{eq}(\lambda) = \frac{a_{12}^{(1)} - r_1 \cdot a_{22}^{(1)}}{a_{11}^{(2)} + r_2 \cdot a_{12}^{(2)}} \quad (2.20)$$

$$T_d^{eq}(\lambda) = \frac{\sqrt{1 - r_2^2}}{a_{11}^{(2)} + r_2 \cdot a_{12}^{(2)}} \quad (2.21)$$

où  $a_{ij}^{(1)}$  et  $a_{ij}^{(2)}$  sont les coefficients des matrices  $M_1$  et  $M_2$ .

La Figure 2-19 montre un spectre calculé à un courant  $J=1.02J_{th}$  pour un réseau de 0.2 nm de large, un laser de longueur 400  $\mu\text{m}$  et d'indice 3.8 et une cavité externe de 5 mm, et des valeurs de réflectivité de 0.2 pour la facette droite du laser et 0.5 pour le filtre. Ces paramètres correspondent au design 1 choisi à l'aide des cartographies du paramètre  $\Delta\alpha$ . Le spectre présente deux ISL distincts, le plus grand correspondant à la cavité laser et le plus petit à la cavité externe. Nous observons qu'un mode ressort par rapport aux autres, à une longueur d'onde proche de celle du filtre. Cette longueur d'onde du mode principal correspond bien à celle calculée à l'aide de l'algorithme de la Figure 2-17, qui fournit également la puissance du pic principal  $P_1$ . Nous pouvons déduire du spectre tracé la puissance du second pic principal  $P_2$ . Le SMSR se calcule alors par:

$$\text{SMSR} = 10 \cdot \log\left(\frac{P_1}{P_2}\right)$$

Dans le cas de la Figure 2-19, nous calculons un SMSR de 32 dB. Avec ce taux de réjection, on peut considérer le laser monomode. En effet, pour les applications, un SMSR supérieur à 30 dB est généralement souhaité.

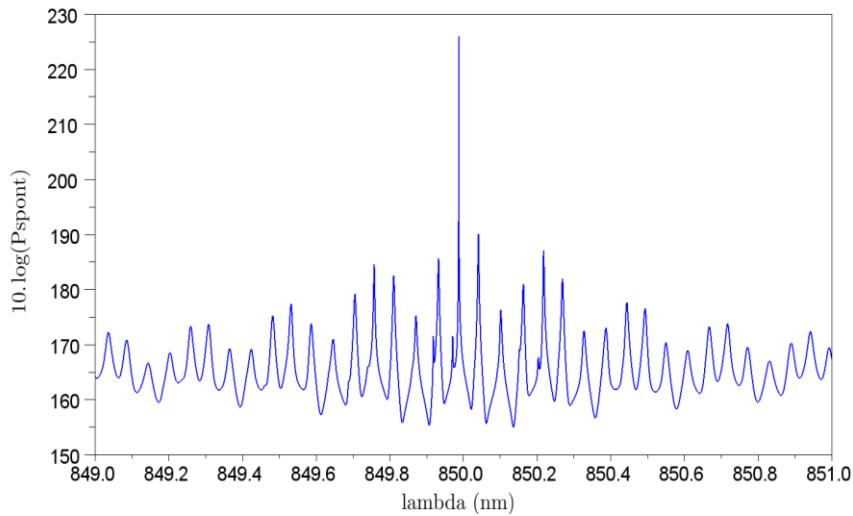


Figure 2-19: Spectre d'émission spontanée calculé pour un réseau de 0.4 nm de large, un laser de longueur 400 μm, des valeurs de réflectivité de 0.2 pour la facette droite du laser et 0.5 pour le filtre et une cavité externe de 5 mm (design 1)

Nous avons également utilisé cet algorithme pour simuler le spectre correspondant au cas du design 2 (réseau de 0.2 nm de large et de réflectivité maximale 0.3, laser de longueur 400 μm et avec une facette de réflectivité 0.05) à un courant  $J=1.02J_{th}$ . La Figure 2-20 montre que les modes Fabry-Pérot de la cavité laser sont presque inexistant, la facette droite du laser étant quasiment transparente. Les seuls modes présents correspondent à ceux de la cavité totale constituée de la cavité laser et de la cavité externe. Nous observons que le mode principal correspond à un mode de la cavité totale, et nous calculons un SMSR de 30 dB.

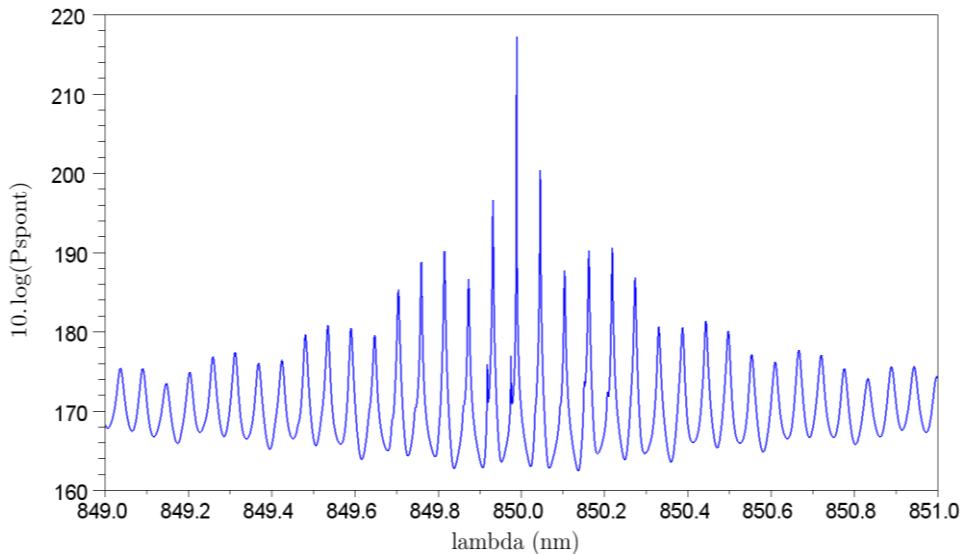


Figure 2-20 : Spectre d'émission spontanée calculé pour un réseau de 0.4 nm de large, un laser de longueur 400 μm des valeurs de réflectivité de 0.05 pour la facette droite du laser et 0.3 pour le filtre et une cavité externe de 5 mm (design 2)

La méthode consiste donc à supposer qu'un seul mode contribue à l'effet laser, puis à calculer le spectre total en supposant que de l'émission spontanée est émise dans chaque zone de discrétisation. Par ce calcul d'émission spontanée, nous avons calculé des SMSR conformes à ceux

requis pour les applications ( $>30$  dB) pour les deux designs définis dans la partie 2.3, ce qui valide l'intérêt de ce type de cavités pour les applications nécessitant un laser monomode.

## 2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons estimé les paramètres de cavité permettant une émission monomode du laser à cavité externe par une méthode simple basée sur les matrices de transfert. Après avoir défini la cavité équivalente, nous nous sommes intéressés aux variations d'un paramètre  $\Delta\alpha$  mesurant la discrimination modale sous le seuil. Cette étude a montré que le paramètre à optimiser pour la conception du filtre est la largeur spectrale, et que nous devons viser des valeurs inférieures à 1 nm pour espérer un spectre monomode. Nous avons dégagé deux jeux de paramètres amenant à un fonctionnement monomode. Pour l'étude au-dessus du seuil de ces configurations, nous avons pris en compte les inhomogénéités longitudinales des densités de porteurs et de photons en discrétilisant la cavité, ainsi que les effets de saturation du gain. Nous avons montré que la puissance réinjectée par le réseau induit une réduction du seuil. Le calcul du mode principal pour des courants au-dessus du seuil, puis du spectre par un calcul d'émission spontanée nous donne le SMSR, qui est un paramètre caractérisant plus précisément la monochromatique. Les valeurs calculées, supérieures à 30 dB, sont satisfaisantes pour les applications.

# Chapitre 3

## Etude de filtres à réseaux résonants

### 3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les étapes de conception, de réalisation et de caractérisation de filtres à réseaux résonants qui vont par la suite constituer l'élément réflecteur et filtrant de la cavité externe. Le chapitre 2 a montré que la largeur spectrale du réseau est un élément déterminant pour une émission monomode. De plus, pour faciliter l'alignement des éléments de la cavité externe et réaliser le montage de type œil de chat, une grande tolérance angulaire est souhaitée. L'idée directrice de l'étude a donc été d'obtenir un filtre avec une faible largeur spectrale et une grande tolérance angulaire.

Plusieurs architectures de filtres sont considérées. Nous étudions tout d'abord des filtres à réseaux résonants « infinis », selon 2 types de motifs, dits à 1 ou 2 « atomes par maille ». Les réseaux résonants infinis permettent d'obtenir une finesse inférieure au nanomètre mais ont une très faible tolérance angulaire. Puis nous étudions un nouveau type de réseau résonant, introduit par S. Ura [53] en 2011, appelé CRIGF (Cavity Resonator Integrated Grating Filter), afin d'évaluer leur tolérance angulaire, leur finesse spectrale et leurs potentialités pour une cavité externe.

Le chapitre s'articule autour de trois parties :

Dans une première partie, nous présentons la conception des réseaux résonants. Nous utilisons deux méthodes, l'une s'appliquant aux réseaux infinis (méthode RCWA) et l'autre permettant de simuler la réponse des réseaux CRIGF (méthode FDTD), qui ne sont pas des structures périodiques. Afin de valider expérimentalement l'approche théorique et compte tenu des diodes laser disponibles pour notre étude, nous avons centré nos simulations autour de 2 longueurs d'onde (850 nm et 870 nm).

La deuxième partie concerne le procédé de réalisation technologique et détaille les différentes étapes. Dans la perspective d'un développement générique, nous avons utilisé les procédés de la microélectronique Si pour la fabrication des différents types de filtres. La structure de base de ces

filtres repose sur un empilement sur verre de 2 couches diélectriques (silice et nitrure de silicium), matériaux standards de la technologie CMOS. Plusieurs séries de filtres sont réalisées afin d'étudier ultérieurement l'influence des paramètres structuraux sur les performances et de valider la pertinence de l'approche théorique.

La dernière partie présente la caractérisation des différents filtres. Nous précisons les bancs optiques mis en place pour chaque type d'architecture. L'étude systématique des filtres réalisés permet de dégager les paramètres technologiques critiques pour les performances des filtres ainsi que les conditions optimales d'insolation.

## 3.2 Conception des réseaux

### 3.2.1 Conception de réseaux résonants infinis

Les premières études ont concerné les réseaux résonants infinis 1D. Les réseaux résonants 2D à maille hexagonale étudiés dans [60] ont montré des performances très satisfaisantes en termes de largeur de raie (0.4 nm) et d'insensibilité à la polarisation. Comme nous ne recherchons pas l'insensibilité à la polarisation pour la réinjection optique, nous choisissons une maille 1D plus simple, constituée de lignes. Les réseaux résonants conçus dans ce paragraphe peuvent être considérés comme des structures périodiques infinies. La méthode appropriée pour simuler leur réponse spectrale est la RCWA, et nous utilisons le logiciel Rodis [49]. Nous nous sommes intéressés à deux structures : le réseau résonant classique infini, comportant des lignes de largeur identique, aussi appelé réseau à « 1 atome par maille » et le réseau résonant comportant des lignes alternées de largeurs différentes, appelé réseau résonant à « deux atomes par maille », permettant d'améliorer la tolérance angulaire.

#### a. Réseau résonant à un atome par maille

L'objectif de la conception est de connaître l'évolution des caractéristiques de la réponse du réseau en fonction des paramètres technologiques du réseau. Nous allons nous intéresser à trois caractéristiques de la réponse spectrale du réseau (Figure 3-1) :

- la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$ , qui doit correspondre à la longueur d'onde de la diode laser à stabiliser
- la largeur spectrale  $\Delta\lambda$
- la tolérance angulaire  $\Delta\theta$ , calculée à la longueur d'onde  $\lambda_0$

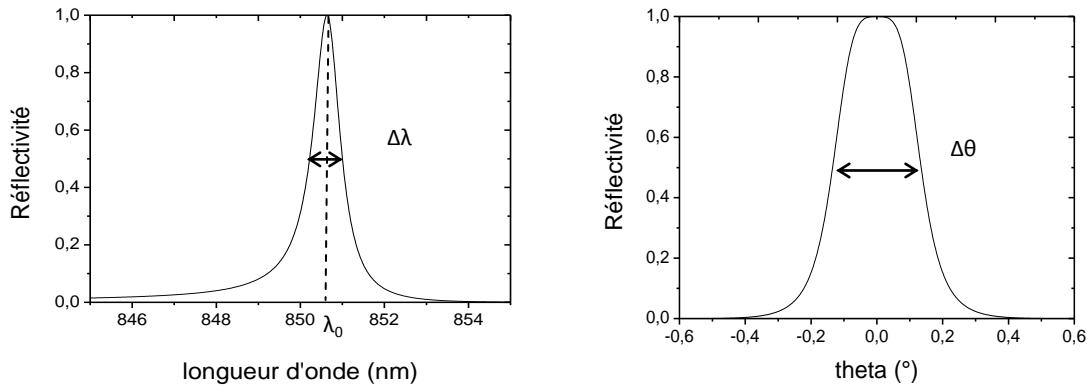


Figure 3-1 : spectre en réflexion d'un réseau résonant (à gauche) et réponse angulaire à la longueur d'onde  $\lambda_0$  (à droite)

La structure de couches utilisée pour la réalisation de filtres est représentée sur la Figure 3-2. Les paramètres technologiques ajustables sont la période  $d$ , la profondeur de gravure  $h$  et la largeur des lignes  $D$  (Figure 3-2). Nous utiliserons donc ces trois paramètres pour concevoir le réseau. De plus, afin d'obtenir une plus grande précision, nous incluons dans nos simulations les valeurs d'épaisseurs des couches de nitrate et de silice et la dispersion d'indice mesurées avec l'ellipsomètre sur les couches déposées. Les épaisseurs et indices mesurés sont  $e_1=111$  nm et  $n_{1(850\text{nm})}=1.46$  pour la silice,  $e_2=165$  nm et  $n_{2(850\text{nm})}=1.97$  pour le nitrate.

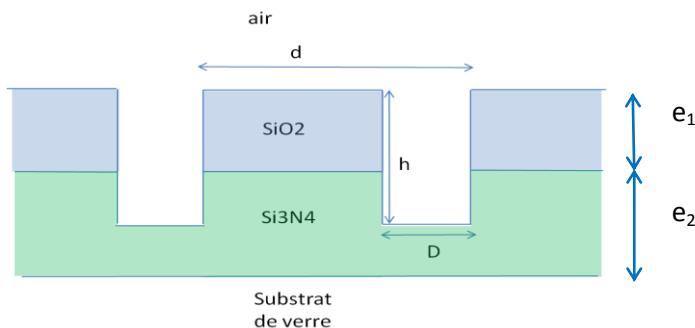


Figure 3-2 : Schéma du réseau résonant et des paramètres de conception

La période permet d'ajuster la longueur d'onde de résonance du réseau, alors que la profondeur de gravure et la largeur des lignes permettent de faire varier la largeur spectrale  $\Delta\lambda$  et la tolérance angulaire  $\Delta\theta$ . L'objectif est d'obtenir  $\Delta\lambda$  le plus faible possible et  $\Delta\theta$  le plus élevé. Dans les simulations, nous considérons que le réseau est éclairé par une onde plane dont le vecteur du champ électrique est parallèle aux lignes du réseau (polarisation TE). La Figure 3-3 montre l'évolution de la largeur spectrale et de la tolérance angulaire en fonction de la profondeur de gravure pour une largeur de ligne fixée à 100 nm.

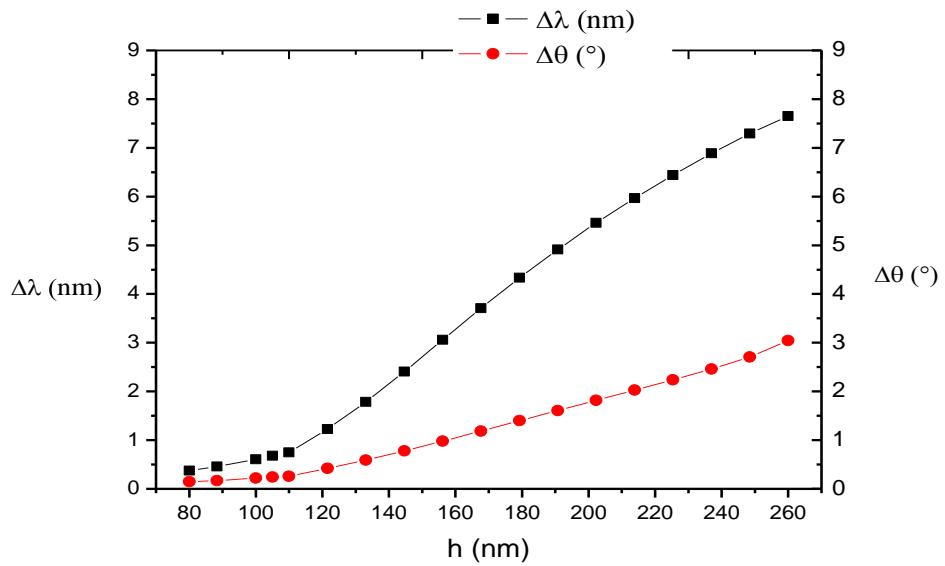


Figure 3-3 : Evolution de la largeur spectrale et de la tolérance angulaire en fonction de la profondeur de gravure

Ces courbes montrent qu'une faible largeur spectrale est possible mais que la tolérance angulaire reste faible. D'après le chapitre 2, des valeurs de largeur spectrale inférieures à 0.5 nm seront nécessaires pour obtenir une émission monomode. De telles valeurs peuvent être atteintes pour une profondeur gravée inférieure à 90 nm, mais dans ce cas la tolérance angulaire est inférieure à 0.2°. Si nous fixons une valeur limite de 1 nm pour la largeur spectrale, la tolérance angulaire reste inférieure à 0.5°. Cette tolérance impose l'usage d'un faisceau gaussien de divergence totale inférieure à 0.5° pour les applications pratiques, ce qui correspond à un waist de 125 μm. La divergence d'une diode laser étant d'environ 20°, il faudrait un grandissement de 40 pour obtenir un faisceau gaussien suffisamment peu divergent. La longueur de la cavité externe dépasserait alors la dizaine de centimètres et elle serait alors trop importante par rapport aux objectifs de ce travail. La tolérance angulaire maximale de 3° est encore insuffisante pour envisager le montage œil de chat, et la largeur spectrale est alors trop élevée (7.5 nm).

Nous avons également étudié l'influence de la largeur des lignes pour une profondeur de gravure fixée à 100 nm. Nous observons que  $\Delta\lambda$  et  $\Delta\theta$  augmentent quand  $D$  augmente, mais que  $\Delta\theta$  reste inférieur à 0.4° et n'est que très peu augmenté quand la largeur augmente (Figure 3-4). Pour limiter le temps de lithographie électronique, nous fixerons celle-ci à 100 nm, et nous ferons varier la profondeur de gravure pour influer sur  $\Delta\lambda$  et  $\Delta\theta$ . Une fois les paramètres  $h$  et  $D$  fixés, la période est ensuite ajustée pour obtenir la longueur d'onde de résonance souhaitée. Nous visons deux longueurs d'onde distinctes : 850 nm et 870 nm, qui correspondent aux longueurs d'onde des diodes laser disponibles. La valeur de la période calculée est respectivement de 519 nm et 535 nm pour une largeur de ligne de 100 nm et une profondeur de gravure de 100 nm, ce qui donne un rapport d'ouverture  $\frac{D}{d}$  d'environ 0.2.

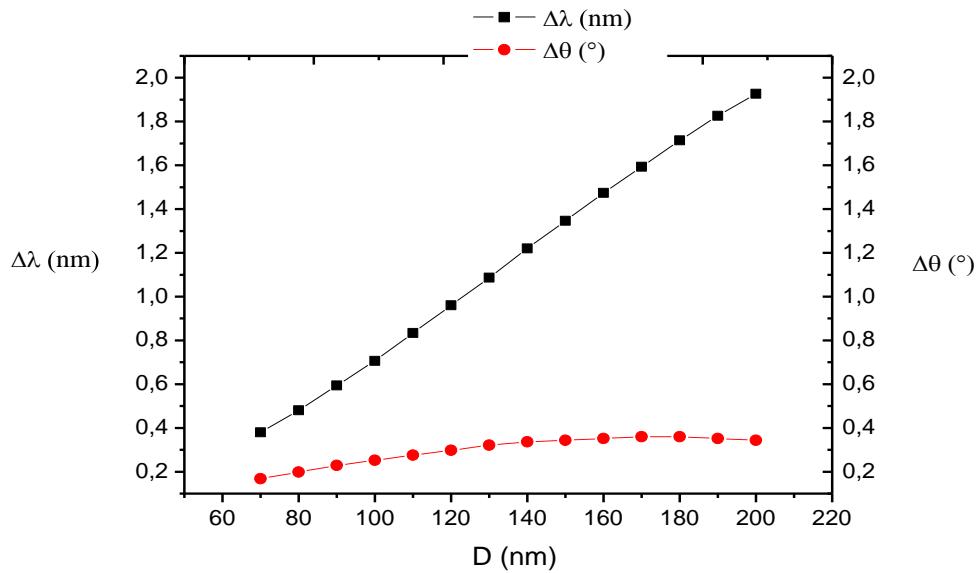


Figure 3-4 : Evolution de la largeur spectrale et de la tolérance angulaire en fonction de la largeur des lignes

Nous avons donc présenté la méthode de conception pour des réseaux résonants infinis homogènes. Ces simulations montrent que des largeurs spectrales inférieures au nanomètre sont possibles. La tolérance angulaire reste faible ( $<0.5^\circ$ ), ce qui limite l'utilisation de ces réseaux à un faisceau collimaté. Dans le paragraphe suivant, nous allons étudier une structure dont le but est d'augmenter la tolérance angulaire tout en gardant la finesse spectrale.

### b. Réseau résonant à deux atomes par maille

Le principe du réseau résonant « à deux atomes par maille » est d'alterner deux largeurs de ligne différentes. Une période de ce type de réseau est donc constituée de deux lignes, de largeurs différentes  $D_1$  et  $D_2$  (Figure 3-5). Ce réseau a d'abord été étudié de manière théorique dans la thèse d'Anne-Laure Fehrembach [57]. Il est démontré que le rapport  $\Delta\theta/\Delta\lambda$  est lié au rapport  $\epsilon_2/\epsilon_1$ , où  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  sont les coefficients de Fourier d'ordre 1 et 2 du réseau. Avec le motif complexe à deux atomes par maille, il est possible d'avoir simultanément  $\epsilon_2$  grand et  $\epsilon_1$  petit en jouant sur les valeurs de  $D_1$  et  $D_2$ . Une tolérance angulaire de  $0.6^\circ$  associée à une largeur spectrale inférieure à  $0.1$  nm sont calculées théoriquement [58]. Il a ensuite été démontré expérimentalement dans le cas 2D pour un réseau à maille carrée comportant quatre trous de diamètres différents [59]. Nous nous intéressons au cas 1D, que nous pouvons simuler par la méthode RCWA. La méthode de conception est la même que précédemment. Les paramètres de conception sont la période  $d$ , la profondeur de gravure  $h$  et les largeurs des lignes  $D_1$  et  $D_2$ .

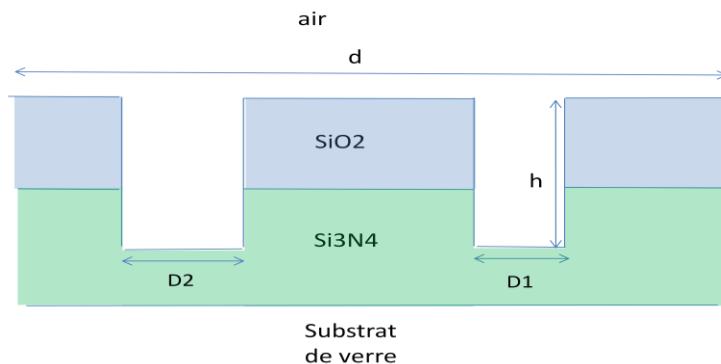


Figure 3-5 : Schéma d'une période du réseau à deux atomes par maille

La Figure 3-6 montre l'évolution de la largeur spectrale et de la tolérance angulaire en fonction de la profondeur de gravure pour des largeurs de ligne de 100 nm et de 130 nm. Nous observons que la tolérance angulaire présente un maximum pour une profondeur de gravure d'environ 200 nm, mais que ce maximum est difficile à atteindre en pratique car il faut contrôler la profondeur de gravure à 10 nm près, ce qui semble difficile avec la technologie utilisée. Nous remarquons également que la largeur spectrale est très fine (inférieure à 0.3 nm) mais que la tolérance angulaire reste faible (inférieure à 1°).

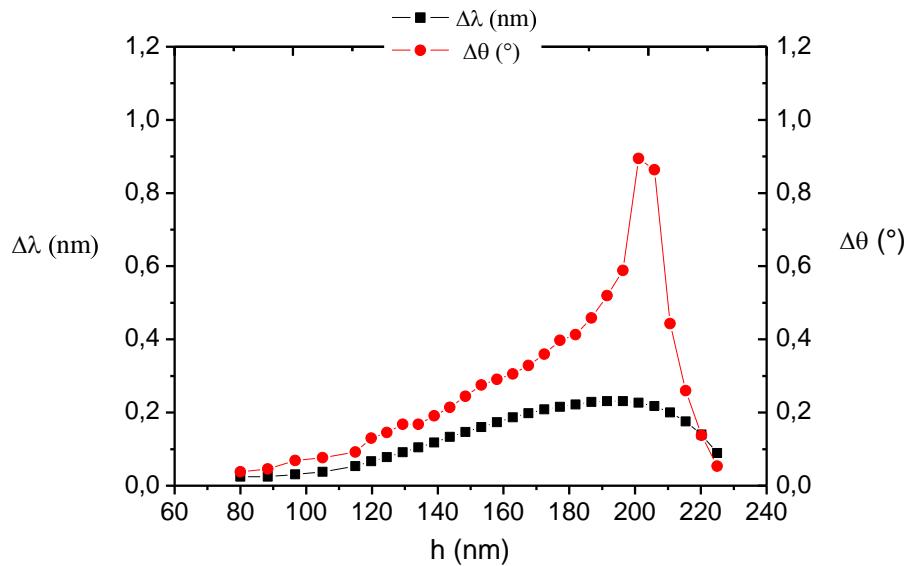


Figure 3-6 : Evolution de la largeur spectrale et de la tolérance angulaire en fonction de la profondeur de gravure pour un réseau à deux atomes par maille

Nous avons également étudié l'influence de la largeur d'une ligne en se plaçant à la profondeur de 205 nm (Figure 3-7). La largeur de l'autre ligne est fixée à 130 nm. Nous obtenons alors un maximum de 2° pour  $\Delta\theta$ , avec une très bonne finesse spectrale (0.4 nm). Pour des valeurs de ligne trop

proximes, la résonance disparaît à 850 nm car nous retrouvons alors le cas homogène, mais avec un pas de 250 nm au lieu de 500 nm.

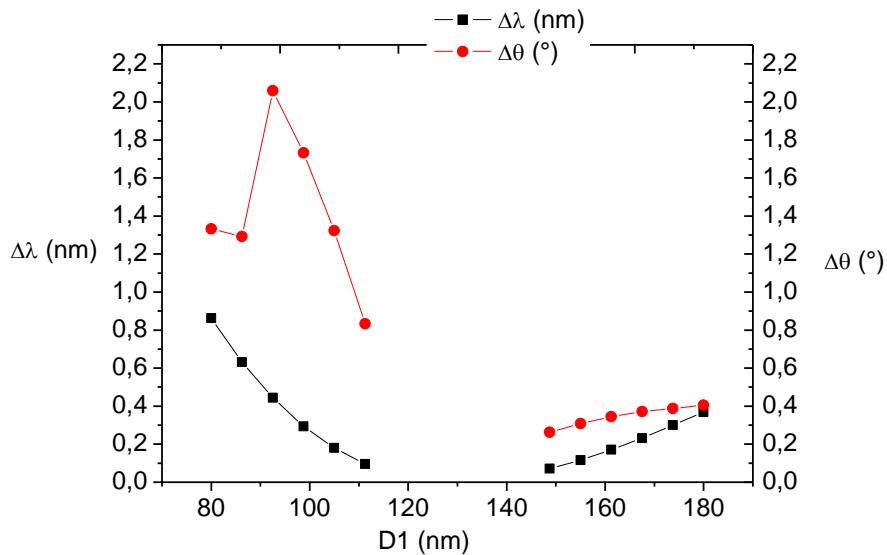


Figure 3-7 : Evolution de la largeur spectrale et de la tolérance angulaire en fonction de la largeur de ligne D<sub>1</sub>. Pour la zone comprise entre 120 nm et 140 nm, nous retrouvons le cas homogène.

Dans ce paragraphe, nous avons mis en évidence à l'aide de simulations l'apport de cette structure. Le rapport  $\Delta\theta/\Delta\lambda$  est amélioré d'un facteur 10 par rapport au réseau standard à 1 atome par maille. Cependant, si la largeur spectrale calculée est très fine, la tolérance angulaire reste trop faible pour envisager un montage de réinjection de type œil de chat, et les paramètres technologiques ne sont pas en pratique ajustables de manière suffisamment précise pour fabriquer un composant avec les caractéristiques optimales. Nous retenons malgré tout cette structure car elle permet d'avoir de très bonnes finesse, avec une tolérance angulaire supérieure au réseau précédent. Pour augmenter encore la tolérance angulaire, il nous faut étudier un nouveau type de réseau résonant.

### 3.2.2 Modélisation de réseaux CRIGF

#### a. Présentation de la structure

Une nouvelle structure de réseau résonant, appelée CRIGF (Cavity Resonator Integrated Grating Filter), a été introduite en 2011 par S. Ura [53], [54], [55]. Elle consiste à entourer la zone de réseau résonant de pas  $a$  de deux réflecteurs de Bragg (zones DBR) de pas  $a/2$ , la zone réseau et les zones DBR étant séparées par une zone de déphasage (Figure 3-8). Les réflecteurs permettent l'existence d'un mode localisé dans la zone réseau, et ce mode peut être excité par un faisceau gaussien focalisé sur le réseau résonant. Ce mode est couplé à l'extérieur par le réseau résonant.

La structure de couches de ces filtres est identique à celle étudiée pour les réseaux infinis :

- $e=111\text{nm}$ ,  $t=165\text{ nm}$
- $n_{\text{SiO}_2}=1.46$  et  $n_{\text{Si}_3\text{N}_4}=1.97$

Pour simuler ce type de structure, nous ne pouvons plus utiliser la méthode RCWA car la structure n'est pas périodique. Un modèle basé sur les modes couplés a été développé dans [53] et a montré un bon accord avec la méthode FDTD (Finite Difference in Time Domain). Nous avons choisi de simuler cette structure par la méthode FDTD 2D, qui est plus longue mais qui a l'avantage d'être plus rigoureuse. Dans le cas présent il s'agit d'une résolution des équations de Maxwell discrétisées dans l'espace et le temps. Nous utilisons MEEP comme outil de simulation FDTD, logiciel gratuit développé par le MIT [56]. Toutes les simulations sont effectuées avec une résolution de  $a/50$ .

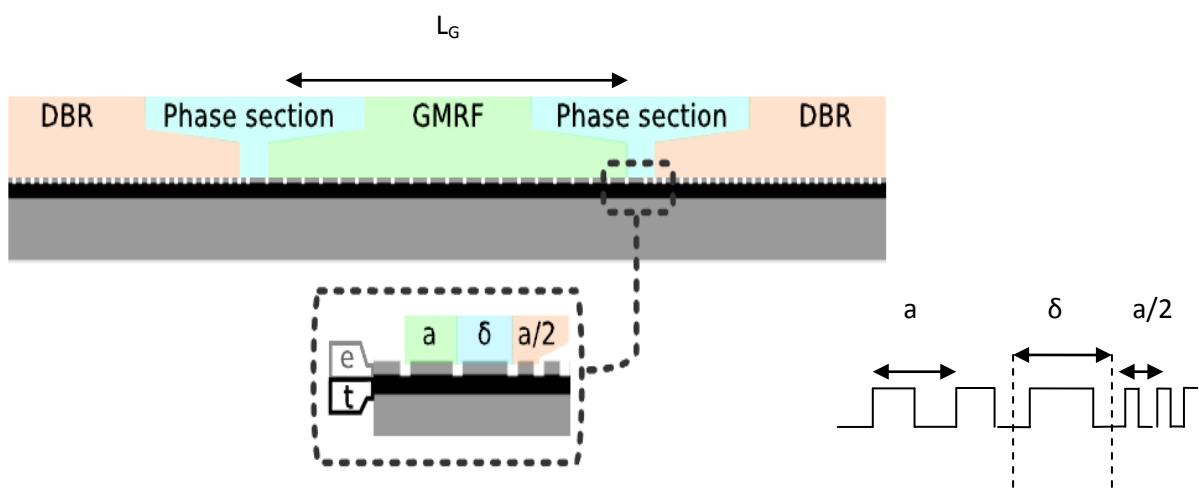


Figure 3-8 : Représentation schématique des différentes zones : DBR, section de phase, section réseau central (Guided-Mode resonance Filter), et définition du paramètre de phase  $\delta$

### b. Paramètres de conception

La conception de la structure CRIGF repose sur la détermination des paramètres du réseau central et des zones DBR, compte tenu des conditions d'excitation imposées par le type et la taille du faisceau.

- Zone réseau central:

Le pas  $a$  du réseau central détermine la longueur d'onde de résonance du filtre et peut être approximé par un calcul préalable de type RCWA. La profondeur de gravure  $h$  est un paramètre essentiel pour ajuster la finesse du filtre. Afin de faciliter les conditions de réalisation, la même profondeur de gravure est fixée pour le réseau central et les DBR.

La longueur du réseau central  $L_G$  apporte un nouveau paramètre de conception par rapport à l'étude d'un réseau infini. Elle est fixée par le nombre de périodes et le déphasage  $\delta$  dont nous montrerons

que la valeur est essentielle pour assurer la sélectivité du filtre. Par ailleurs, la longueur  $L_G$  du réseau détermine la réflectivité du filtre et nécessite d'ajuster la taille du mode d'excitation.

- Zone DBR :

- Pas du réseau : il est pris égal à la moitié du pas du réseau central pour maximiser la réflectivité modale à la longueur d'onde de résonance.
- Profondeur de gravure : elle est identique à celle du réseau central pour simplifier la fabrication en ne réalisant qu'une seule étape de gravure.
- Extension de la zone DBR : la plus longue possible pour maximiser la réflexion du mode et limiter les pertes d'énergie de la structure. En pratique, nous chercherons à limiter son extension, et il y a donc un compromis à effectuer pour cette valeur.
- Emplacement du DBR : raccordement, ou *offset*, entre la période du réseau et celle du DBR. C'est un paramètre crucial selon [53]. Il permet d'ajuster le déphasage entre l'onde se propageant vers la droite et celle se propageant vers la gauche. Nous avons choisi de l'exprimer comme l'intervalle entre la dernière dent du réseau et la première dent du DBR.

- Mode d'excitation :

En pratique, le filtre est excité par un mode gaussien (correspondant à un faisceau laser focalisé) et non par une onde plane. La largeur du mode détermine le recouvrement spatial entre le mode localisé et le mode d'excitation, il a une importance forte sur la réflectivité mesurée. Le faisceau a une amplitude gaussienne et une phase plate, et est placé juste au-dessus du réseau. Le champ électrique a une polarisation TE ( $\vec{E}$  parallèle aux lignes du réseau).

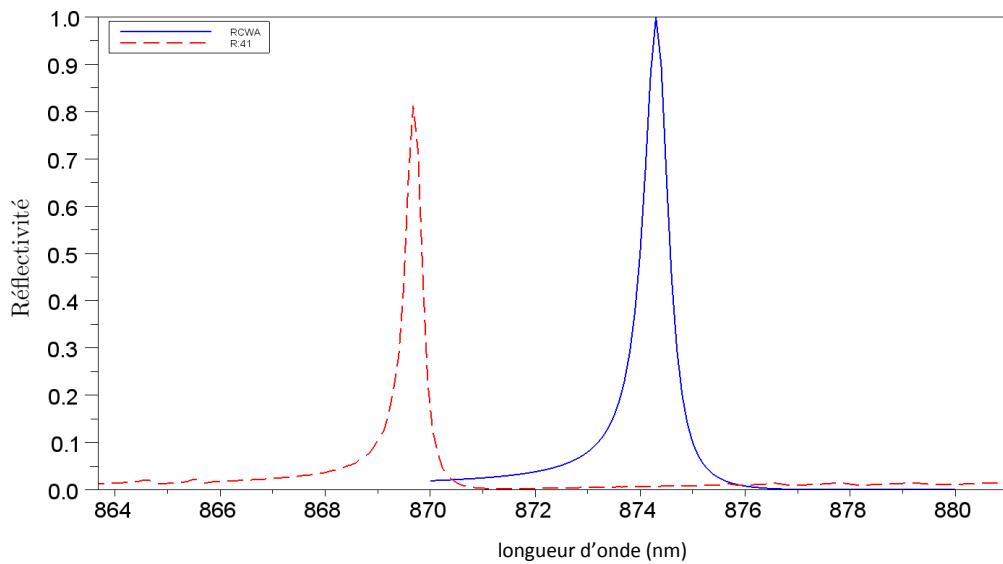
### c. Comportement d'un filtre CRIGF

#### i. Comparaison entre réseau CRIGF et réseau infini :

La Figure 3-9 montre les spectres de réflectivité calculés pour un réseau infini (en bleu) et un réseau CRIGF (en rouge). La comparaison porte sur la réponse de 2 filtres, l'un à réseau résonant à un atome par maille, l'autre un filtre CRIGF, de même période  $a=535$  nm, de largeur de lignes  $D=100$  nm, de profondeur de gravure  $h=120$  nm et de déphasage  $\delta=1a$ . Le réseau infini est modélisé comme dans 3.2.1 par la méthode RCWA, ce qui conduit à une réflectivité de 1 à 874 nm, une finesse égale à 0.95nm et une tolérance angulaire de  $\pm 0.15^\circ$  (Figure 3-9).

Le réseau CRIGF a été simulé par FDTD 2D en considérant un faisceau gaussien incident de waist égal à 20.a, soit une divergence de  $\pm 3^\circ$ . Une finesse similaire à celle présentée par le réseau infini a été obtenue à partir d'une configuration comportant 41 périodes dans la zone de réseau et 400 périodes dans la zone DBR, puisque nous obtenons une finesse de 0.55 nm.

On peut souligner que la réflectivité maximale atteint près de 80%. Cette valeur reste inférieure à la valeur théorique du réseau infini, mais elle tient compte de la divergence angulaire de  $\pm 3^\circ$  qui est bien supérieure à la tolérance angulaire de  $\pm 0.15^\circ$  autorisée par le réseau infini.



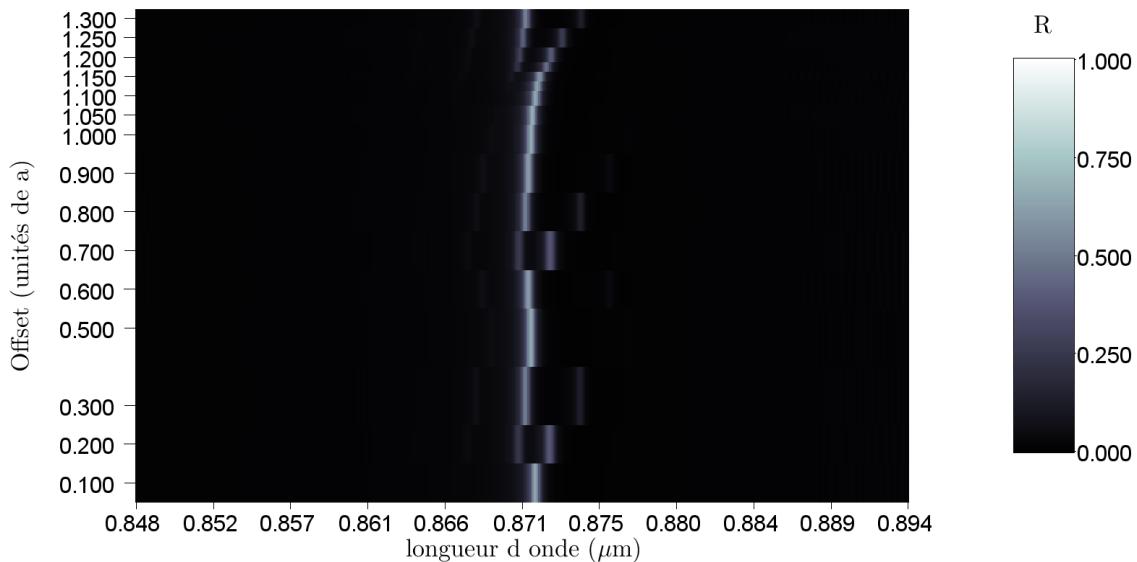
**Figure 3-9 : spectres de réflectivité obtenus pour un réseau résonant infini (spectre bleu, en continu) et un CRIGF avec 41 périodes dans la zone réseau et 400 périodes dans les zones DBR (spectre rouge, en pointillés). Le réseau infini (RCWA) est éclairé en incidence normale par une onde plane, le CRIGF est illuminé par un spot gaussien de demi-largeur à 1/e de 20 périodes.**

Un avantage supplémentaire du filtre CRIGF réside dans sa compacité puisque la longueur du filtre est seulement de 220  $\mu\text{m}$ , ce qui permet de garantir une excellente homogénéité de structure pour une si faible dimension. On évite ainsi les gradients de dimension inhérents à la fabrication de réseaux « infinis » qui conduisent à une altération des performances théoriques [63].

ii. Influence du déphasage :

Une étude numérique des différents paramètres de conception a permis d'affiner le dessin de la structure. Considérons un CRIGF centré autour de 872 nm dont les paramètres sont les suivants :  $a=535$  nm,  $h=120$  nm,  $D=100$  nm, 201 périodes dans le réseau central (100  $\mu\text{m}$  de large), DBR de 100 périodes (25  $\mu\text{m}$  de large), demi waist du faisceau d'excitation de 200 périodes ( $\sim 100$   $\mu\text{m}$  de large). En faisant varier  $\delta$  de 0 à 1.3.a, on obtient la cartographie représentée sur la Figure 3-10. Celle-ci montre l'importance du paramètre d'offset entre le réseau central et les DBR latéraux. On distingue le mode de réflexion du filtre qui reste centré autour de 872 nm quelque soit l'offset, et les différents modes Fabry-Pérot de la cavité comprise entre les deux DBR qui défilent lorsque l'offset augmente. L'intervalle entre 2 modes correspond à l'ISL de la cavité de 100  $\mu\text{m}$  formée par les 2 DBR, soit 1.8 nm. Il existe un anti-croisement entre ces deux types de modes, et une réflectivité maximale de 0.5 est obtenue pour des offset de 1.05a modulo 0.5a. Pour les spectres bimodes, la réflectivité est diminuée à 0.3. La largeur spectrale reste fixée autour de 0.6 nm quand le déphasage varie.

La valeur d'offset proche de 1.0a peut s'expliquer par le caractère perturbatif du réseau, le rapport d'ouverture et les contrastes d'indice étant faibles. Dans chacune des zones, l'indice effectif du mode guidé est très proche de l'indice effectif du mode guidé sans réseau, la mise en phase est donc obtenue en conservant une zone de phase proche de  $\lambda$  dans le matériau, c'est-à-dire proche de  $pa/2$  avec  $p$  entier.

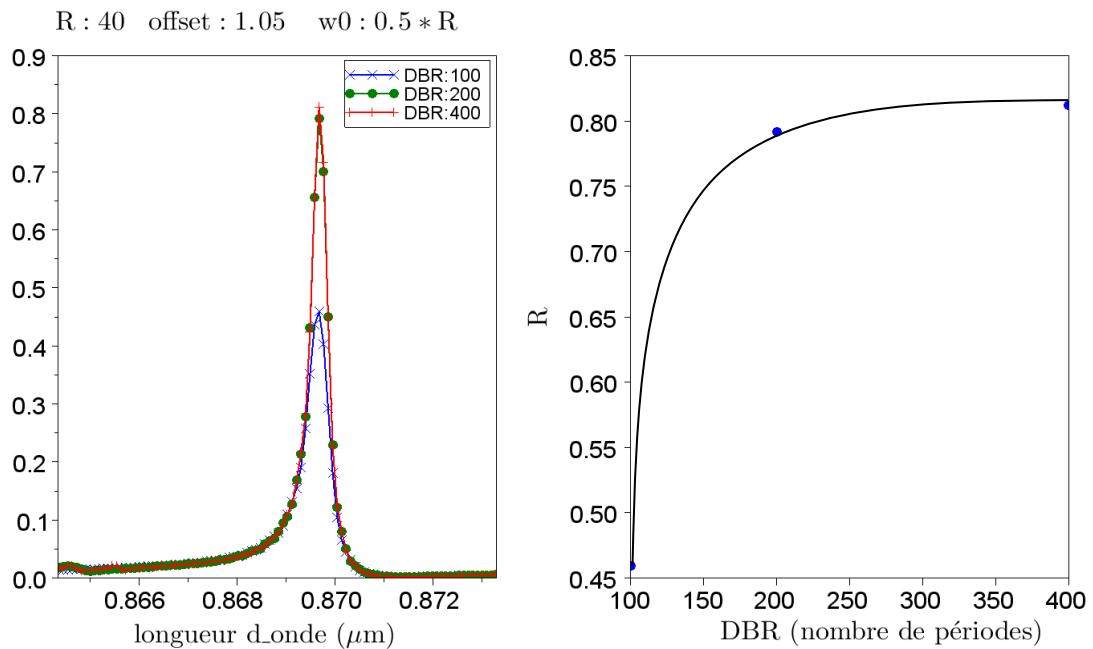


**Figure 3-10 : cartographie 2D de réflexion du filtre en fonction de la longueur d'onde et de l'offset entre les zones réseau et DBR. Paramètres de calcul : réseau de 201 périodes (100  $\mu\text{m}$  de large), DBR de 100 périodes (25  $\mu\text{m}$  de large), demi waist du faisceau d'excitation de 200 périodes ( $\sim 100 \mu\text{m}$  de large).**

iii. Influence de la longueur des DBR :

Considérons un filtre CRIGF dont les paramètres sont les suivants :  $a=535 \text{ nm}$ , largeur de lignes  $D=100 \text{ nm}$ , profondeur de gravure  $h=120 \text{ nm}$ , réseau de 41 périodes  $a$ , offset  $\delta=1.05a$ .

La réflectivité globale de cette structure dépend du coefficient de réflectivité des DBR. Nous avons simulé la réponse de ce réseau pour trois longueurs de DBR : 100 périodes, 200 périodes, 400 périodes (Figure 3-11). Si la longueur est trop faible, la structure présente des pertes qui limitent la réflectivité globale de la structure. On peut considérer que dans nos structures des longueurs de DBR de 200 périodes seront suffisantes afin d'obtenir un compromis satisfaisant entre taille et efficacité.



**Figure 3-11 : Evolution de la réflectivité globale de la structure en fonction de la longueur des zones DBR. Gauche : spectres de réflexion, droite : évolution de la réflectivité maximale en fonction de l'extension des DBR. Paramètres de calcul : période du réseau à 535 nm, réseau de 41 périodes  $a$ , offset = 1.05a, demi largeur du mode d'excitation de 20 périodes  $a$**

iv. Influence de la taille du mode d'excitation :

Enfin, la réflectivité globale de la structure dépend de la taille du mode d'excitation. On peut considérer que la réflectivité ne provient plus d'une réflectivité pour une onde plane donnée, mais provient de l'excitation d'un mode local par le faisceau incident. Dans ce cadre, la réflectivité mesurée dépend du recouvrement entre les deux modes (localisé et d'excitation). La réflectivité modale du système pour la réinjection optique dépendra donc de l'adaptation modale entre le mode à la facette de la diode laser et son image à la surface du réseau. Nous avons simulé la réponse d'un filtre CRIGF avec les paramètres suivants :  $a=535$  nm, largeur de ligne  $D=100$  nm, profondeur de gravure  $h=120$  nm, réseau de 41 périodes  $a$ , offset = 1.05a, DBR de 200 périodes.

La Figure 3-12 illustre les variations de réflectivité en fonction du waist incident. Pour plus de clarté, le waist du faisceau a été normalisé par rapport à la taille de la section réseau. Dans toute notre étude, le waist  $w_0$  est défini comme la demi-largeur du faisceau à 1/e du faisceau en intensité. La décroissance de la courbe pour les petits waists s'explique par la présence de composantes angulaires supérieures à la tolérance angulaire du réseau. Pour les waists plus grands, la taille du faisceau dépasse celle du réseau et par conséquent, la réflectivité diminue. Pour les trois tailles de réseau simulées, le maximum de réflectivité se situe pour un waist d'environ 0.4 fois la taille du réseau. L'autre résultat observé sur les spectres est que la largeur spectrale reste fixée à 0.6 nm quand la taille du faisceau incident change, ce qui est conforme avec l'hypothèse d'un mode localisé excité.

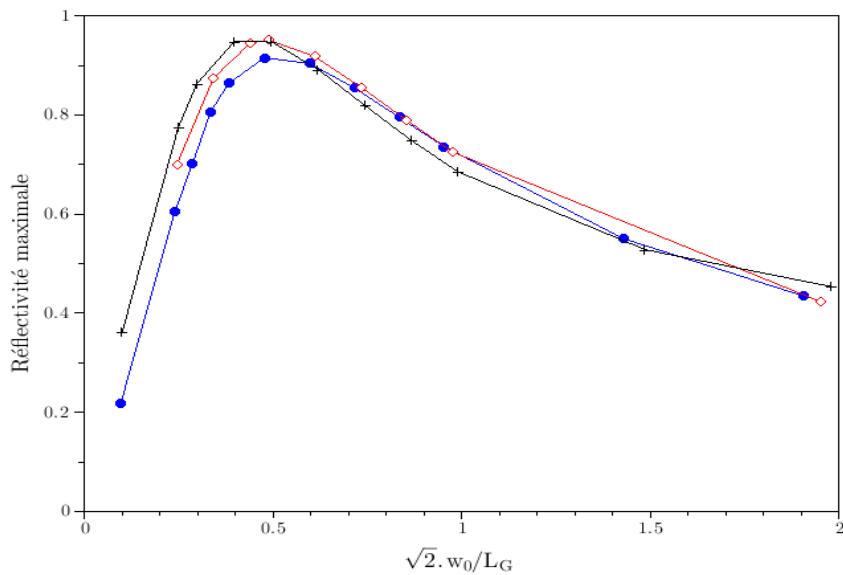


Figure 3-12 : Evolution du maximum de réflectivité avec la taille du mode incident  $\sqrt{2} \cdot w_0$  normalisé par rapport à la taille de la section réseau pour différentes tailles de réseau :  $L_G=21a$  (cercles bleus pleins),  $L_G=41a$  (carrés rouges ouverts),  $L_G=101a$  (croix noires)

v. Influence de la profondeur de gravure :

Les paramètres étudiés précédemment (déphasage, taille des réflecteurs, waist incident) ont permis d'optimiser la réflectivité. Pour influer sur la largeur spectrale, le paramètre crucial est la profondeur de gravure. Pour mieux comprendre la sensibilité des CRIGF à la profondeur de gravure, une série de simulations numériques a été effectuée. Nous avons fixé les paramètres suivants :  $a=535$  nm, largeur de lignes  $D=100$  nm, réseau de 21 périodes  $a$ , DBR de 200 périodes, offset  $\delta=1.05a$ .

La Figure 3-13 présente les spectres de réflectivité simulés par FDTD 2D pour différentes profondeur de gravure comprises entre 80 et 140 nm.

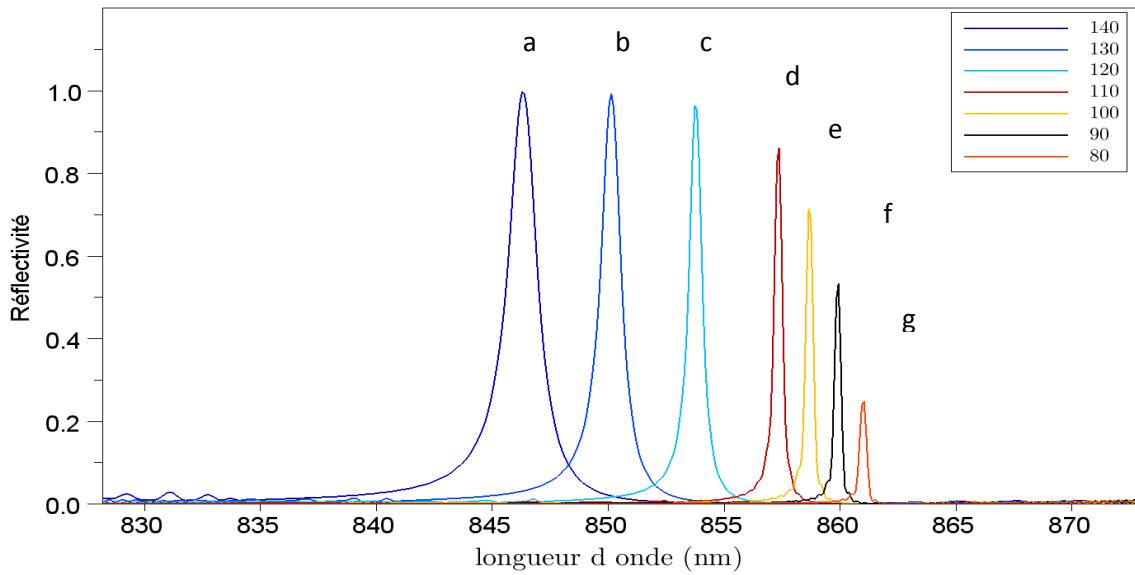


Figure 3-13 : Spectres de réflectivité des réseaux 1D de 21 périodes simulés par FDTD 2D pour différentes profondeurs de gravure (de a vers g : de 140 à 80 nm par pas de 10 nm)

On constate immédiatement la grande sensibilité de ces réseaux à la profondeur de gravure. Les largeurs spectrales varient entre 1.42 nm et 0.28 nm. On observe de plus la présence d'un compromis (autour d'une profondeur de 120 nm) entre une bonne finesse spectrale et une bonne réflectivité. Pour des profondeurs moins importantes, la réflectivité chute alors que la largeur spectrale reste identique.

vi. Influence de la période :

Comme pour les réseaux résonants infinis, une fois tous les paramètres fixés ( $a=535$  nm, largeur de lignes  $D=100$  nm, réseau de 41 périodes a, DBR de 200 périodes, offset  $\delta= 1.05a$ ,  $h=120$  nm), la période a est ajustée afin de se fixer sur la longueur d'onde de résonance de la diode laser à stabiliser. Les simulations montrent que la longueur d'onde de résonance varie linéairement avec la valeur du pas du réseau, ce qui permet d'ajuster simplement la longueur d'onde de résonance (Figure 3-14 a). Les largeurs spectrales correspondantes varient peu, en restant dans une gamme de valeurs inférieures au nanomètre (Figure 3-14 b).

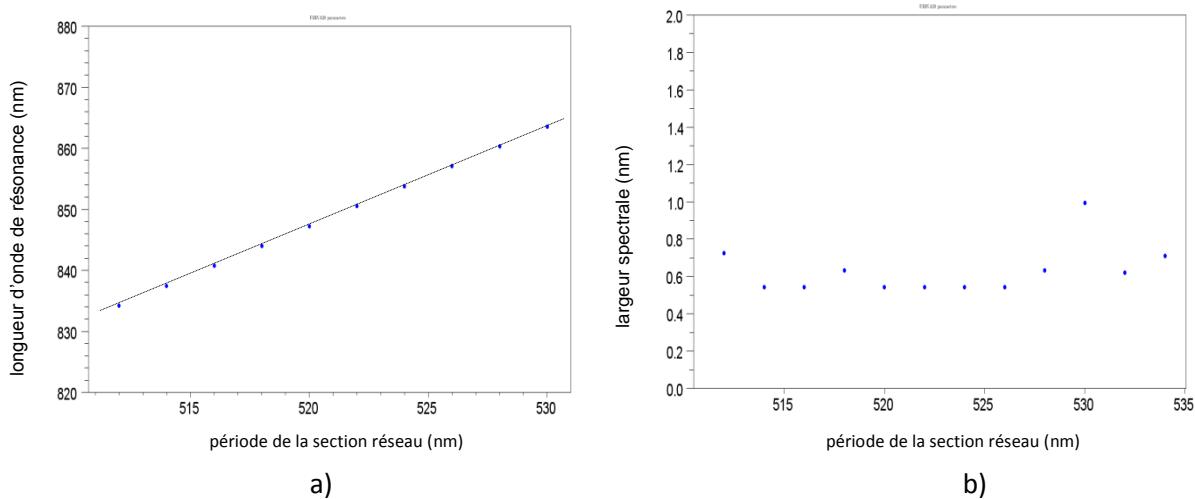


Figure 3-14 : a) Evolution de la longueur d'onde de résonance et b) Evolution de la largeur spectrale en fonction de la période du réseau

Ces simulations FDTD confirment l'intérêt des réseaux CRIGF. La largeur spectrale est d'ordre nanométrique et, après avoir optimisé les différents paramètres, nous pouvons obtenir théoriquement des réflectivités élevées en éclairant la section réseau avec un faisceau de waist aussi faible que 10  $\mu\text{m}$ . Cela laisse présager d'une grande tolérance angulaire et ouvre la voie au montage œil de chat.

### 3.3 Réalisation technologique

Nous présentons dans cette partie la réalisation technologique effectuée dans la salle blanche du LAAS selon une approche similaire à celle menée lors des travaux de S. Hernandez [60]. Dans la perspective de démontrer un procédé générique, le choix s'est porté sur les technologies usuelles de la microélectronique silicium, afin d'obtenir un procédé de fabrication « compatible CMOS ». Ce choix résulte d'une double motivation :

- la maîtrise actuelle de ces technologies permet d'assurer des réalisations reproductibles et à grande échelle,
- les procédés d'élaboration de la microélectronique autorisent des procédés complexes, faisant intervenir plusieurs étapes technologiques dans le procédé de fabrication, qui permettent ainsi la réalisation de dispositifs hautement fonctionnels. L'intégration sur la même puce d'un filtre de fonctions de filtrage, détection, traitement du signal, pourrait ainsi ouvrir la voie à des fonctions optiques intégrées avancées.

Le procédé est identique pour les réseaux résonants infinis et les réseaux résonants de type CRIGF, seul le masque utilisé lors du codage du réseau change. La réalisation comporte trois principales étapes, que nous allons développer successivement: le dépôt des couches, la lithographie électronique, la gravure.

### 3.3.1 Dépôt des couches minces

La première étape consiste à déposer les couches minces sur un substrat. Le réseau sera gravé dans la couche supérieure, alors que la couche inférieure servira de guide d'onde. Les couches sont déposées sur un substrat en verre Corning 7980, de taille 4 pouces et d'épaisseur 480  $\mu\text{m}$ , et ayant une excellente transmission à 850 nm (supérieure à 98%). Les matériaux sélectionnés sont le nitride de silicium, ou nitride ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) et la silice ( $\text{SiO}_2$ ). Les procédés de dépôt standard ont été optimisés dans le but de réduire l'absorption et d'améliorer la reproductibilité. Les épaisseurs à obtenir ont été calculées dans [60], de manière à obtenir un très bon anti reflet à 850 nm. Nous visons des épaisseurs de 103 nm pour la silice et 171 nm pour le nitride. Pour limiter les contraintes dans les couches, nous avons choisi un dépôt par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) plutôt que par LPCVD (Low Pressure Chemical Vapor Deposition). Ceci limitera la présence de craquelures, que nous avons observées après vieillissement sur les dépôts effectués dans [60]. Les dépôts sont effectués à haute fréquence et à une température de 300°C, ce qui permet d'obtenir une bonne précision sur les épaisseurs déposées en réduisant la vitesse. Les temps de dépôt sont de 12mn40s pour le nitride et 2mn25s pour la silice.

Nous mesurons ensuite les épaisseurs et les indices à l'aide d'un ellipsomètre Horiba. Les épaisseurs mesurées sont proches des valeurs visées :  $e(\text{SiO}_2)=110$  nm,  $e(\text{Si}_3\text{N}_4)=170$  nm. La dispersion d'indice de chaque matériau est représentée sur la Figure 3-15, et a été incluse dans nos simulations. La partie imaginaire de l'indice nous donne accès aux pertes des matériaux. Celles-ci sont inférieures à  $1.10^{-4}$ , ce qui valide l'utilisation de ces matériaux pour les réseaux résonants.

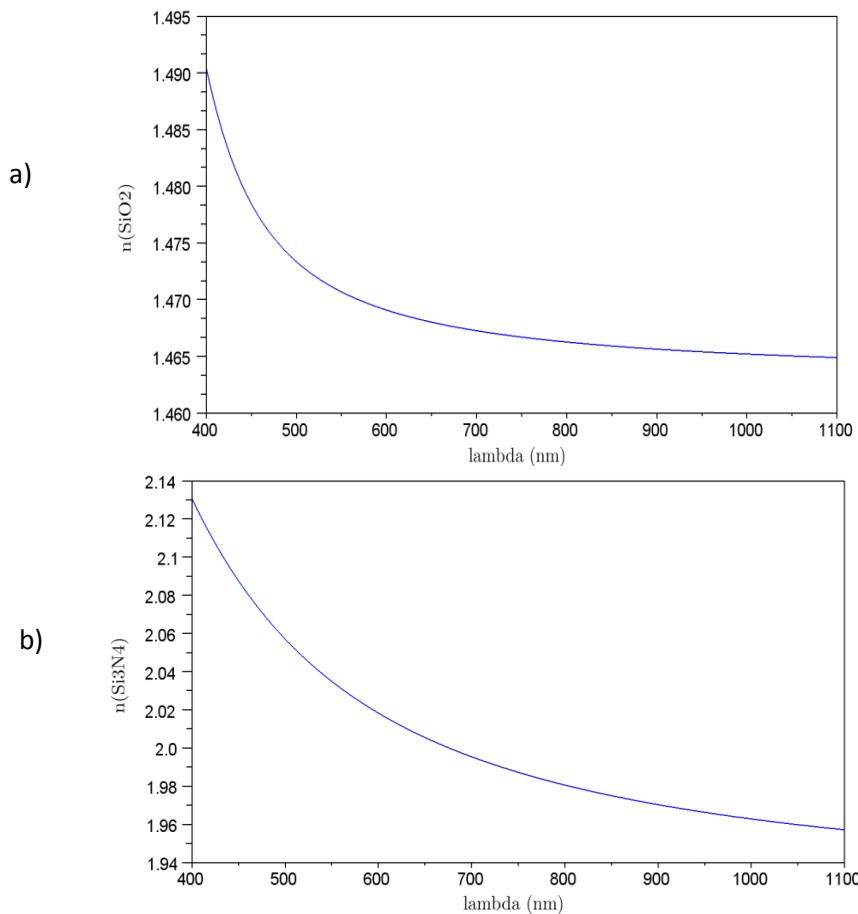


Figure 3-15 : a) : dispersion d'indice du  $\text{SiO}_2$  b) : dispersion du  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , mesurées à l'ellipsomètre

L'empilement réalisé, nous découpons le substrat en de nombreux échantillons rectangulaires de 8mmx12mm, de manière à avoir une direction privilégiée et repérer plus facilement les réseaux. La prochaine étape du procédé est la réalisation d'un masque comportant les motifs nanométriques sur ces échantillons.

### 3.3.2 Lithographie électronique

Le but de cette étape est la réalisation d'un masque sur la couche supérieure de  $\text{SiO}_2$ , comportant des lignes de largeur nanométrique. Les motifs réalisés sur le masque seront alors transférés dans la couche de silice lors de l'étape de gravure présentée dans le paragraphe suivant. Nous utilisons un masqueur électronique Raith 150 pour écrire les motifs dans la résine électrosensible. Cet équipement peut atteindre une résolution de 20 nm dans une résine électrosensible [61]. Le motif est écrit par un faisceau à électrons qui est accéléré par une haute tension puis focalisé sur l'échantillon (Figure 3-16). Le balayage de l'échantillon se fait par champ de 100 $\mu\text{m}$ x100 $\mu\text{m}$ , ce qui implique l'existence de raccords de champ.

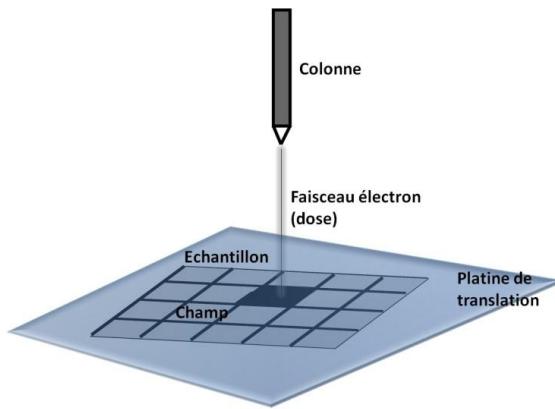


Figure 3-16 : schéma du principe d'écriture par lithographie électronique

### a. Préparation des échantillons

Avant d'insoler les échantillons, nous devons les préparer en déposant dessus la résine électro-sensible et une couche conductrice permettant d'évacuer les charges lors de l'insolation.

Le masque est réalisé à partir d'une résine électro-sensible positive standard : du poly-methyl-méthacrylate (PMMA) 950K dilué dans de l'isopropanol (IPA). Une couche homogène est déposée à la tournette sur les échantillons après les avoir préalablement soigneusement nettoyés. L'épaisseur de résine déposée dépend des conditions de dépôt (vitesse, temps, accélération) et de la concentration de la PMMA. Nous avons choisi de déposer une épaisseur de PMMA de 250 nm avec une concentration de 50 g/l pour les filtres réalisés. Cette couche assez fine permet d'obtenir les bonnes résolutions requises lors de l'insolation et est assez épaisse pour permettre la gravure d'une épaisseur d'environ 150 nm dans la silice.

Le substrat étant isolant, nous déposons un métal sur le PMMA afin d'évacuer les charges durant l'exposition aux électrons. Nous choisissons ici de déposer une épaisseur de 30 nm d'aluminium sur la résine, que nous pouvons facilement éliminer avec une solution aqueuse commerciale de développeur de résine photo sensible AZ726MIF. L'épaisseur de 30 nm est suffisante pour éliminer les effets de charge lors de l'insolation des motifs. Par contre cette épaisseur doit être précise et reproductible car la calibration des doses d'électrons pour obtenir les motifs désirés dépend de cette épaisseur. Nous avons choisi un dépôt par pulvérisation effectué dans le bâti Cluster, qui garantit la reproductibilité de l'épaisseur du dépôt. Nous avons évalué les effets de l'exposition aux électrons, qui contribuent à insoler de façon homogène et répétable une épaisseur de PMMA de l'ordre de 50 nm sans détériorer les 200 nm restant. Après l'insolation, l'aluminium est enlevé à l'aide de la solution aqueuse basique AZ726MIF, puis les motifs insolés sont développés dans une solution de MIBK-IPA (3:1).

### b. Conditions d'Insolation

Nous devons d'abord déterminer la dose d'électrons permettant d'obtenir la largeur de ligne voulue. Les doses nécessaires varient pour chaque empilement, car les électrons sont rétrodiffusés de manière différente selon la nature des couches. Pour l'empilement réalisé, nous effectuons donc un

test de dose, qui consiste à tracer l'évolution de la largeur des lignes en fonction de la dose d'insolation pour différentes largeurs codées (Figure 3-17).

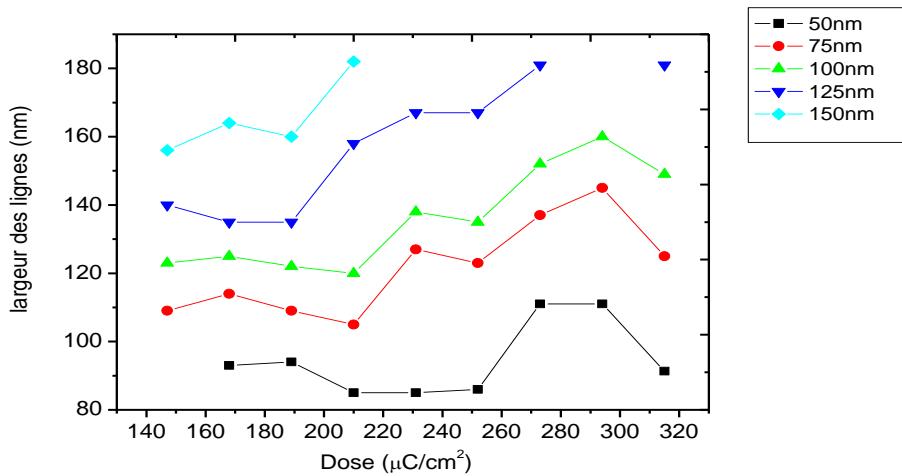


Figure 3-17 : Evolution de la largeur des lignes en fonction de la dose d'insolation pour différentes largeurs codées

Nous avons codé des largeurs de lignes comprises entre 50 nm et 150 nm par pas de 25 nm, pour des doses comprises entre  $147 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  et  $315 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ . Nous choisissons à l'aide de ces courbes une dose de  $210 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  et un codage de 75 nm pour la réalisation de lignes de 100 nm. L'observation MEB correspondant à ces réseaux est présentée sur la Figure 3-18.

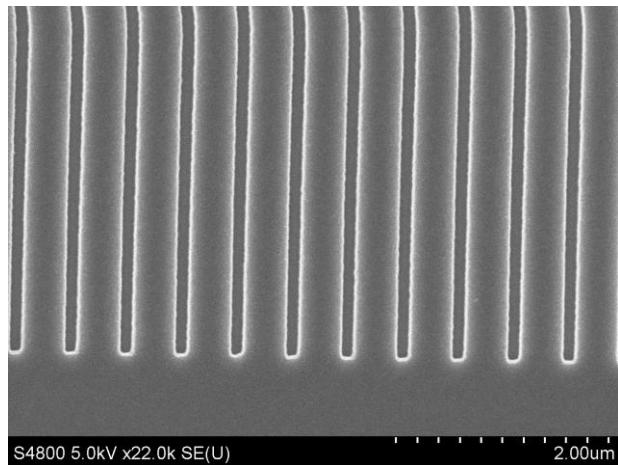


Figure 3-18 : Vue MEB d'un réseau de lignes de 100 nm au pas de 500 nm après gravure sèche et dépôt d'une couche de chrome de 10 nm d'épaisseur pour l'observation.

### c. Masques des réseaux

Une fois le test de dose effectué, nous pouvons passer à la fabrication des réseaux. Plusieurs masques, correspondant aux différents réseaux décrits dans la partie de conception ont été codés:

- des réseaux résonants à un atome par maille, de taille 1mmx1mm. Les champs faisant 100  $\mu\text{m}^2$ , l'existence de raccords de champs peuvent dégrader les propriétés optiques.
- des réseaux résonants à deux atomes par maille, de taille 1mmx1mm. Le facteur de remplissage est deux fois plus important que pour des réseaux résonants à un atome par maille, ce qui double le temps de lithographie
- des réseaux résonants de type CRIGF. La taille totale de ces réseaux étant 20 fois inférieure aux précédents, nous pouvons réaliser 20 fois plus de réseaux sur un échantillon pour un temps de lithographie identique. Un exemple de masque comportant 42 réseaux CRIGF est présenté sur la Figure 3-19. Nous avons fait varier sur ce masque trois paramètres : la taille du réseau (21a, 41a, 101a), la période ( $a=528 \text{ nm}$  ou  $a=532 \text{ nm}$ ), le déphasage (compris entre 0.8a et 1.3a). Les DBR sont au pas de  $a/2$ . La longueur des réseaux est prise égale à 80  $\mu\text{m}$ , dans la zone centrale et dans les DBR. Les champs correspondent aux carrés sur la Figure 3-19. Les raccords de champ sont situés dans les zones DBR et ne devraient donc pas influer sur les performances.

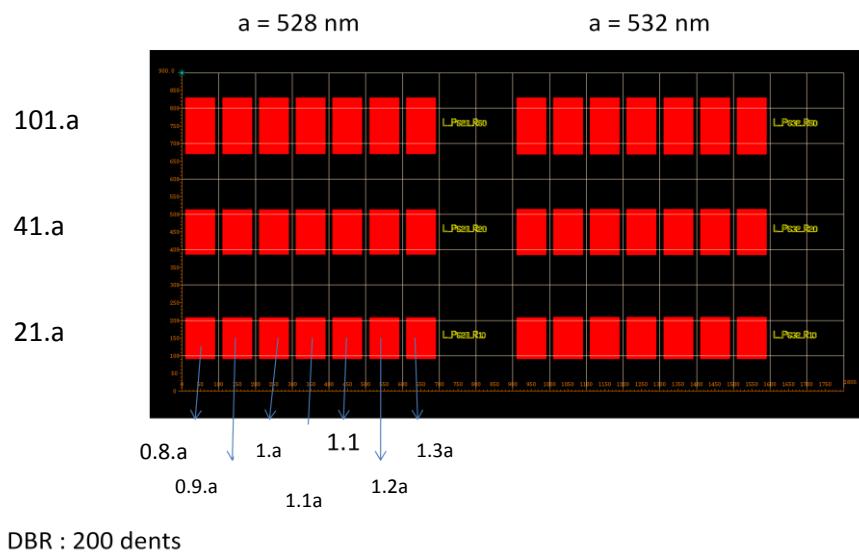


Figure 3-19 : Exemple de masque réalisé pour des réseaux CRIGF (échantillon FBINE20)

### 3.3.3 Gravure par plasma

La dernière étape du procédé consiste à transférer le réseau écrit sur la résine dans la silice. Les motifs écrits dans la résine sont transférés par gravure ionique réactive (RIE) à haute densité de plasma de type ICP (Inductively Coupled Plasma). La gravure se fait à l'aide d'un plasma à base de  $\text{CHF}_3$  dans un équipement OMEGA 201 d'Aviza Technology. Nous utilisons une gravure dont les différents paramètres ont été optimisés [56] pour obtenir une sélectivité maximale entre la PMMA et la silice ainsi qu'une bonne verticalité des flancs et une faible rugosité (Tableau 3-1).

Gaz: débit (sccm)	Pression (mTorr)	Puissance de Polarisation (W)	Puissance de Source (W)	Température du porte échantillon (°C)
CHF3: 50sccm	5	60	500	18

Tableau 3-1 : paramètres de la gravure plasma utilisée pour les réseaux résonants

La sélectivité entre la silice et la PMMA, définie par le rapport des vitesses de gravure  $\frac{V_{SiO_2}}{V_{PMMA}}$ , est de 0.8, ce qui pour une épaisseur de PMMA de 200 nm correspond à une profondeur maximale de gravure de 160 nm. Ceci est suffisant pour les réseaux résonants à 1 atome et de type CRIGF. Cependant, pour la réalisation des réseaux résonants à deux atomes par maille, la profondeur gravée optimale est de 200 nm d'après les simulations, et elle doit être atteinte avec précision. Nous avons donc opté pour une gravure ayant une meilleure sélectivité, et qui est aussi plus lente. Les paramètres de cette gravure, qui a été étudiée dans [62], sont donnés dans le Tableau 3-2.

Gaz: débit (sccm)	Pression (mTorr)	Puissance de Polarisation (W)	Puissance de Source (W)	Température du porte échantillon (°C)
CHF3: 50sccm	5	100	50	18

Tableau 3-2 : paramètres de la gravure plasma utilisée pour les réseaux résonants à deux atomes par maille

Afin de vérifier la profondeur gravée et la forme des flancs, nous avons observé ces réseaux en cross-section par la méthode Focused Ion Beam (FIB). Cette technique consiste à envoyer un faisceau d'ions focalisés (des ions gallium dans notre cas) sur l'échantillon qui grave le matériau semiconducteur, puis à observer en coupe le réseau avec un microscope électronique à balayage (Figure 3-20). La couche rugueuse présente sur le dessus correspond à un résidu de résine, que nous enlèverons par la suite. Nous observons une sous-gravure d'environ 50 nm, ce qui montre la difficulté d'ajuster précisément et de manière reproductible une profondeur de gravure relativement élevée dans un empilement avec deux matériaux différents, qui ont deux vitesses de gravure différentes.

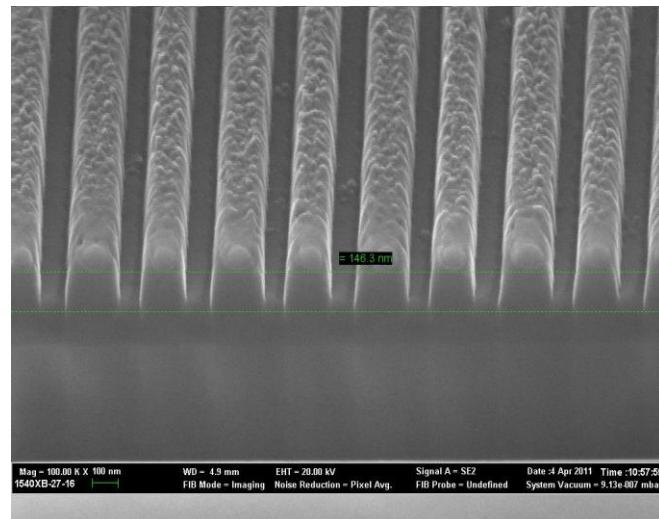


Figure 3-20 : Observation FIB d'un réseau résonant à deux atomes par maille

Après l'étape de gravure, un plasma  $O_2$  est appliqué sur l'échantillon pour enlever les résidus de PMMA. L'échantillon peut ensuite être caractérisé. L'ensemble du procédé est résumé sur la Figure 3-21.

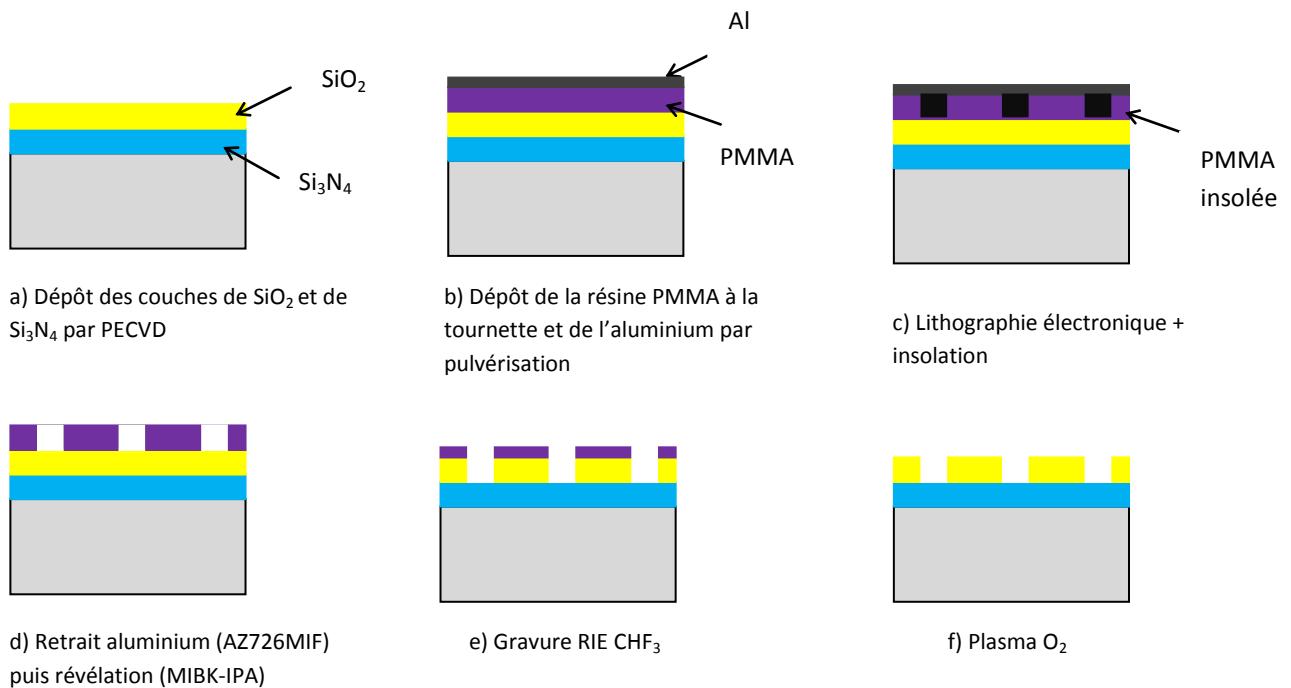


Figure 3-21 : Résumé du procédé de fabrication des réseaux résonants

## 3.4 Caractérisation des réseaux résonants

Plusieurs filtres ont été réalisés selon le procédé décrit précédemment. Cette partie concerne la caractérisation optique de ces filtres. L'objectif est de mesurer les performances du réseau : la largeur spectrale, la réflectivité maximale et la longueur d'onde de centrage. Cela permettra par la suite d'effectuer un choix judicieux du réseau résonant à utiliser dans le montage de réinjection optique. Nous avons utilisé deux montages différents, adaptés à chaque type de réseau :

- un banc optique spécifique à la caractérisation en espace libre a permis de mesurer la réponse en transmission des réseaux résonants infinis. Le faisceau doit être collimaté, du fait de la très faible tolérance angulaire de ces réseaux.
- ce montage a ensuite été modifié pour caractériser les réseaux de type CRIGF, car le faisceau incident doit être focalisé sur le réseau.

### 3.4.1 Caractérisation des réseaux résonants infinis

#### a. Banc de caractérisation

Pour effectuer la caractérisation, nous utilisons une source large bande (820 nm-870 nm) de puissance 15 mW. La sortie fibrée de la diode laser est collimatée, puis se propage en espace libre. Un polariseur est placé sur le chemin du faisceau de manière à éclairer le réseau en polarisation TE : le vecteur du champ électrique est parallèle aux lignes du réseau. Un trou nous permet de régler la taille du faisceau à 1 mm. Le faisceau passe à travers le filtre, qui est placé sur une platine de translations 3 axes. Un goniomètre permet de régler l'incidence normale du filtre. Le signal transmis est ensuite envoyé dans un monochromateur M1000 de distance focale de 1 m, qui peut atteindre une résolution de quelques dizaines de picomètres. Pour aligner tous ces éléments, nous utilisons un laser He-Ne, car le faisceau dans l'infrarouge n'est pas visible. Le laser He-Ne permet aussi de régler l'incidence normale du filtre car nous pouvons observer le faisceau réfléchi par le filtre. Avec ce banc nous n'avons pas accès au spectre en réflexion du filtre, mais d'après l'expérience acquise lors de travaux antérieurs [60], les pertes mesurées sont faibles et nous supposerons que  $R \approx 1-T$ .

vers le monochromateur

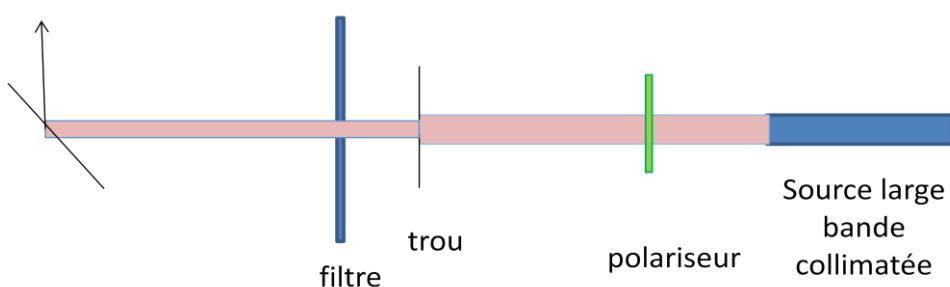


Figure 3-22 : schéma du banc de caractérisation optique des réseaux résonants infinis

#### b. Réseaux résonants infinis à un atome par maille

Nous avons mesuré la réponse spectrale en transmission des réseaux résonants à un atome par maille en incidence normale. Nous mesurons d'abord la source seule, puis la mesure est effectuée en faisant passer le faisceau à travers le réseau. Le spectre en transmission obtenu est présenté sur la Figure 3-23, et la comparaison des valeurs expérimentales avec les valeurs théoriques dans le Tableau 3-3. Les paramètres de ce réseau sont les suivants : profondeur de gravure de 100 nm, largeur de ligne de 100 nm et période de 519 nm.

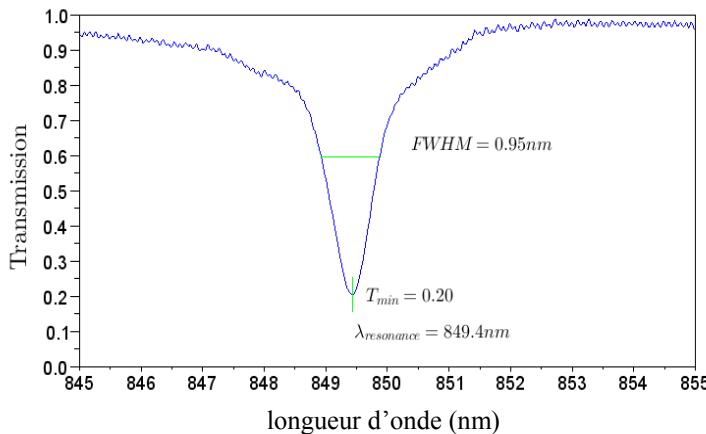


Figure 3-23 : spectre en transmission mesuré d'un réseau résonant infini à un atome par maille

	$\lambda_0$ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	$R_{max}$
Théorie	850	0.6	1
Expérience	849.4	0.95	0.8

Tableau 3-3 : comparaison des caractéristiques théoriques et expérimentales du réseau

Nous obtenons un bon accord entre les valeurs théoriques et expérimentales qui valide la méthode de conception et le procédé développé. La position de la résonance peut être fixée précisément, en particulier par la prise en compte dans les simulations des épaisseurs mesurées des couches déposées et de la dispersion d'indice a permis d'être précis sur la longueur d'onde de résonance. Nous remarquons que les valeurs de largeur spectrale et de réflectivité sont légèrement en-dessous des performances théoriques, mais cette dégradation est en accord avec les résultats obtenus précédemment pour des réseaux 2D à maille hexagonale [60]. Les calculs effectués dans [63] prenant en compte le gradient mesuré sur l'échantillon ont montré que les inhomogénéités présentes lors de la fabrication de l'échantillon peuvent expliquer en grande partie cette dégradation des performances.

### c. Réseaux résonants infinis à deux atomes par maille

Les réseaux résonants infinis à deux atomes par maille sont caractérisés avec le même montage que précédemment. Nous avons réalisé un réseau de pas égal à 570 nm et de largeurs de lignes égales à 100 nm et 130 nm. Les caractéristiques mesurées sont une largeur spectrale de 1.23 nm et une transmission minimale de 0.31 (Figure 3-24). La comparaison avec les valeurs théoriques (Tableau 3-4) montre une diminution des performances par rapport aux performances visées, notamment en ce qui concerne la largeur spectrale. Ceci peut être expliqué par une plus grande sensibilité aux inhomogénéités, due à la présence de deux lignes de largeurs différentes. De plus, les simulations

(Figure 3-7) montrent que pour un écart de seulement 20 nm sur une largeur de ligne, nous passons d'une largeur spectrale de 0.3 nm à 0.9 nm. La profondeur de gravure est également critique, et elle est de plus différente dans chaque ligne car la vitesse de gravure dépend de la taille du motif. Nous avons mis en évidence, par simulation numérique, que la largeur spectrale augmente pour des structures similaires présentant des lignes dissymétriques. La simulation de réseaux comportant des lignes de  $D_1=90$  nm et  $D_2=150$  nm, dont les profondeurs de gravure diffèrent de 5 nm entre les lignes ( $h_1=150$  nm et  $h_2=155$  nm) conduit ainsi à une largeur spectrale de 0.89 nm, plus conforme aux résultats expérimentaux.

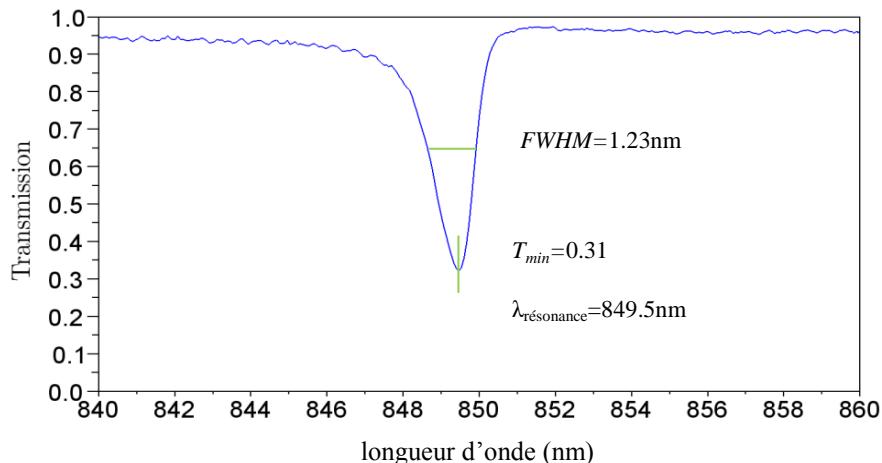


Figure 3-24 : spectre en transmission mesuré d'un réseau résonant infini à deux atomes par maille

	$\lambda_0$ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	$R_{max}$
Théorie	850	0.18	1
Expérience	849.5	1.23	0.69

Tableau 3-4 : comparaison des caractéristiques théoriques et expérimentales du réseau résonant à deux atomes par maille

La caractérisation des réseaux résonants infinis à un atome s'est montrée en bon accord avec les simulations. Nous disposons de plusieurs réseaux aux longueurs d'onde souhaitées (850 nm et 870 nm) avec des performances satisfaisantes en vue de la réinjection optique en montage Littrow. Pour les réseaux résonants à deux atomes par maille, les performances se sont révélées inférieures du fait d'une plus grande complexité de motif à réaliser, mais ces réseaux pourront malgré tout être utilisés pour stabiliser une diode laser.

### 3.4.2 Caractérisation des réseaux résonants CRIGF

#### a. Synthèse des réseaux fabriqués

L'étude expérimentale va s'appuyer sur la caractérisation de réseaux CRIGF issus du procédé technologique développé dans 3.3. Plusieurs réalisations ont été effectuées, dont le Tableau 3-5 résume les paramètres caractéristiques.

plaque	Période a (nm)	Largeur de lignes D (nm)	Déphasage $\delta$	Largeur du réseau central $L_G$	Nombre de périodes du DBR $N_{DBR}$	Profondeur de gravure h (nm)
FBINE20	a=528 ou a=532	100	Variable entre 0.8a et 1.3a	$L_G=21a$ ou $L_G=41a$ ou $L_G=101a$	200	120
FBINE22	Variable entre 492 nm et 540 nm par pas de 4 nm	100	1.05.a	$L_G=21a$ ou $L_G=41a$ ou $L_G=101a$	200	140
FBINE24	Variable entre 492 nm et 540 nm par pas de 4 nm	100	1.05.a	$L_G=21a$ ou $L_G=41a$ ou $L_G=101a$	200	90

Tableau 3-5 : tableau récapitulatif des filtres CRIGF réalisés

- Trois tailles de réseaux ont été choisies : 21a, 41a, 101a
- Pour tous les échantillons, nous avons fixé  $N_{DBR}=200$  et  $D=100$  nm
- Sur la plaque FBINE20, nous avons fait varier le déphasage entre 0.8a et 1.3a et deux valeurs de pas ont été réalisées, 528 nm et 532 nm.
- Sur la plaque FBINE22, le déphasage est fixé à la valeur optimale,  $\delta=1.05.a$ , et la période varie entre 492 nm et 540 nm. Des simulations RCWA préliminaires ont montré que ces valeurs permettaient d'obtenir une longueur d'onde de résonance comprise entre 800 nm et 870 nm. Des filtres CRIGF à géométrie 2D sont également présents sur cette plaque, avec trois tailles différentes :  $L_G=21a$  ou  $L_G=41a$  ou  $L_G=101a$ .
- La plaque FBINE 24 est identique à la précédente, seule la profondeur de gravure a été modifiée

Les caractérisations présentées dans la suite de cette partie vont porter sur ces 3 plaques.

#### b. Banc de caractérisation

Nous avons dû modifier le montage précédent pour caractériser les réseaux CRIGF. La principale différence est que le faisceau doit être focalisé à l'aide d'une lentille F1 pour adapter la taille du waist incident à celle du réseau. Les réseaux étant de taille micrométrique et non visibles à l'œil nu, nous rajoutons derrière un objectif de microscope x10 et une lentille de focale 20 cm pour imager

l'échantillon sur une caméra CCD et mesurer la taille du spot. Nous modifions également le support de l'échantillon, de manière à pouvoir placer au-dessus de l'échantillon un élément de référence. Celui-ci est constitué d'un dépôt d'or réalisé dans la salle blanche, et la réflectivité, que nous avons mesurée à 850 nm, vaut 97%. Dans la suite de cette partie, les réflectivités données seront normalisées par rapport à cette référence. Nous pouvons ainsi caractériser les réseaux en réflexion, après avoir modifié le trajet du faisceau vers le monochromateur (Figure 3-25).

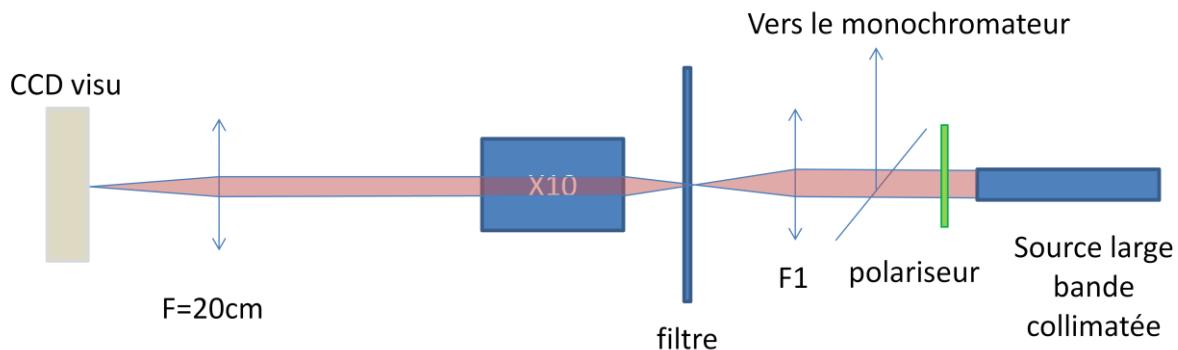


Figure 3-25 : schéma du banc de caractérisation optique des réseaux résonants CRIGF

L'étude expérimentale des réseaux CRIGF a ensuite été menée en étudiant l'influence des différents paramètres :

- le déphasage entre la zone réseau et la zone DBR
- la taille du waist incident
- l'étude des tolérances (angulaire, de positionnement)
- la période du réseau
- la profondeur de gravure
- l'étude des réseaux CRIGF à géométrie 2D

### c. Influence du déphasage entre la zone réseau et la zone DBR

Le paramètre de raccordement de phase entre la zone DBR et la zone réseau est un élément critique du design, et son influence a été mise en évidence théoriquement dans le paragraphe 3.2.c.ii. La plaque FBINE20 (Tableau 3-5), dont le masque est présenté sur la Figure 3-19, a été réalisée pour confirmer expérimentalement les résultats théoriques. Les réseaux sont constitués de lignes de 100 nm et ont une longueur de 80  $\mu$ m, la profondeur de gravure est estimée à 120 nm. Trois tailles de réseaux sont étudiées : 21a, 41a, 101a où a est la période du réseau. Les DBR sont au pas de  $a/2$  avec les mêmes lignes. Des périodes de 528 nm et 532 nm sont testées, et le déphasage varie entre 0.8a et 1.3a par pas de 0.1a

Nous avons caractérisé l'influence du déphasage pour la période de 528 nm. Pour chaque taille de réseau central, nous avons utilisé une lentille différente pour adapter la taille du waist à celle du

réseau. L'étude plus détaillée de la réflectivité en fonction de la taille du faisceau incident sera présentée dans le paragraphe suivant. La Figure 3-26 montre l'évolution des spectres en fonction de l'offset pour les trois tailles de réseau fabriquées.

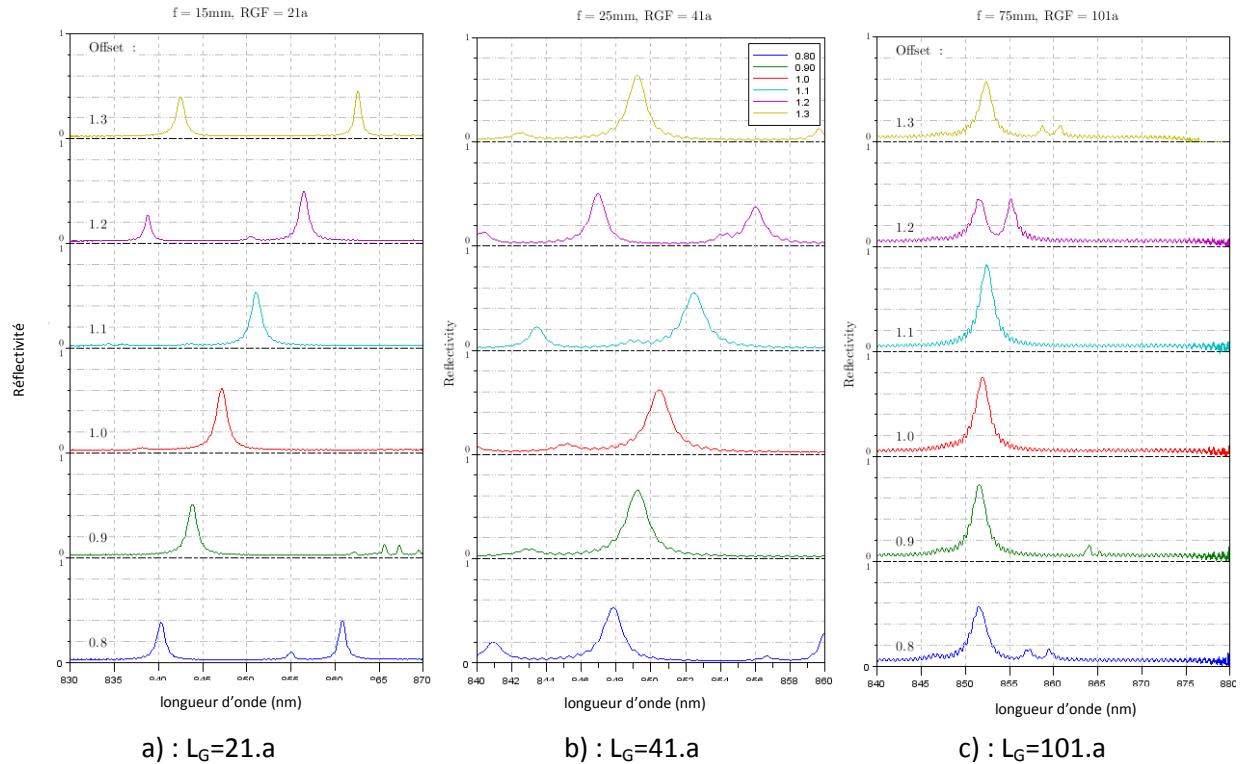


Figure 3-26 : Evolution expérimentale du spectre de réflexion des réseaux de pas 528 nm en fonction de la taille de la zone de phase pour les trois tailles de filtres étudiées

Nous remarquons tout d'abord que la longueur d'onde de la résonance varie en fonction du déphasage. Ceci peut être expliqué par le fait que le mode localisé résulte de l'interaction entre le mode couplé par le réseau et les modes Fabry-Pérot de la cavité située entre les deux réflecteurs DBR. Une évolution de la taille du Fabry-Perot décale la fréquence du mode localisé. Le glissement de fréquence est d'autant plus important que la modification de taille est proportionnellement grande. En d'autres termes, la pente de variation est d'autant plus marquée que le réseau est petit. Un bon fonctionnement du dispositif est obtenu lorsque le mode Fabry-Pérot est résonant avec le mode du réseau. Nous observons que le meilleur spectre est obtenu pour un offset compris entre 1.0a et 1.1a, en bon accord avec la valeur théorique de 1.05a. L'apparition de spectres bimodes pour des offsets de 0.8a et 1.2a est également en accord avec les simulations du paragraphe 3.2.c.ii.

Nous avons donc confirmé expérimentalement que des valeurs de  $\delta$  proches de 1.0a sont optimales dans notre cas. Cela est du fait que le rapport d'ouverture est faible et que dans chacune des zones, l'indice effectif du mode guidé est très proche de l'indice effectif du mode guidé sans réseau. La mise en phase est donc obtenue en conservant une zone de phase proche de  $\lambda$  dans le matériau. Cette première plaque fabriquée nous permet donc de fixer la valeur du déphasage à 1.05a pour les échantillons suivants.

#### d. Influence de la taille du waist incident

Les filtres qui ont été le support de l'étude sont issus de la plaque FBINE20 pour laquelle nous avons sélectionné la période  $a=528$  nm. Nous avons fait varier la focale de la lentille F1 pour adapter la taille du faisceau aux 3 dimensions des réseaux considérés. Plusieurs lentilles ont été utilisées afin de concevoir des tailles de waist s'étendant de 3.6  $\mu\text{m}$  à 17.8  $\mu\text{m}$  (cf Tableau 3-6).

Focale (mm)	10	25	40	60	75	100
Waist ( $\mu\text{m}$ )	3.6	4.8	7.2	10.4	14	17.8

Tableau 3-6 : Valeurs des focales des lentilles utilisées et waist mesuré correspondant

La taille du waist a été mesurée à partir de la capture sur la caméra CCD de l'image du spot non saturé et de l'image des réseaux, en utilisant la longueur connue des réseaux (80  $\mu\text{m}$ ) pour calibrer les images (Figure 3-27). Lors des étapes de réglage, nous centrons au mieux la lentille sur l'axe optique de manière à obtenir un spot circulaire et sans aberrations.

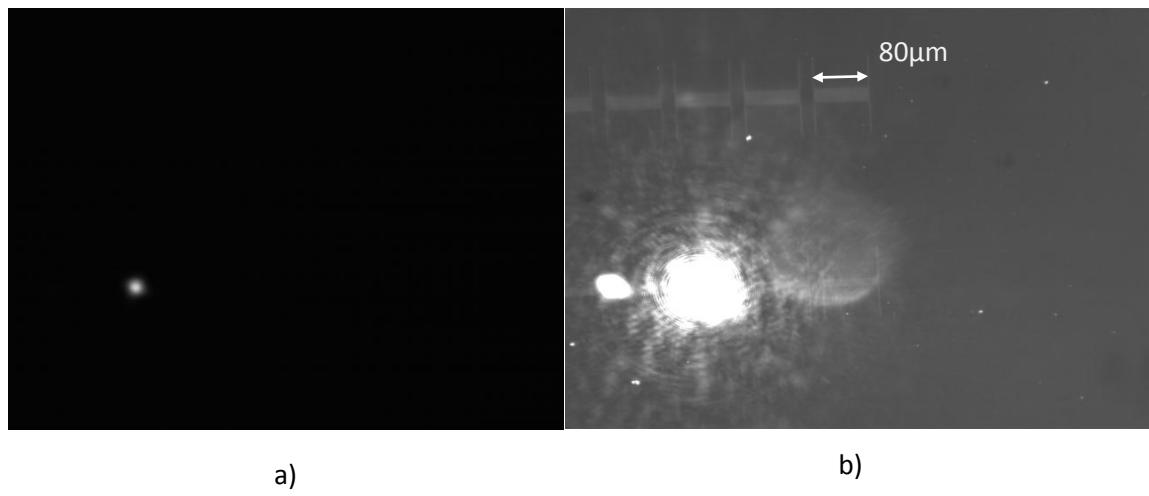


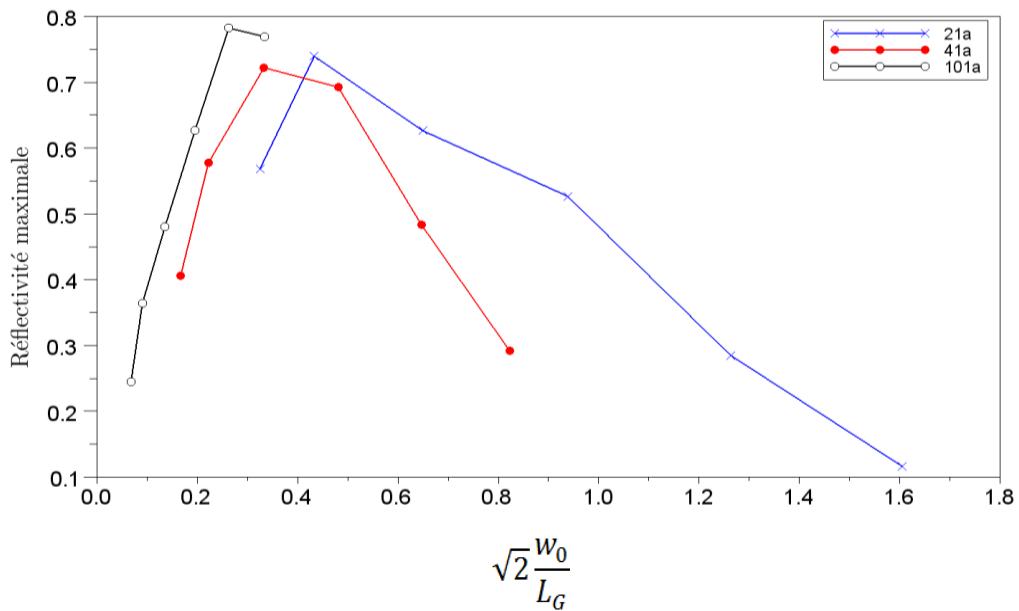
Figure 3-27 : a) : Image du spot non saturé et b) : image du spot saturé avec les réseaux

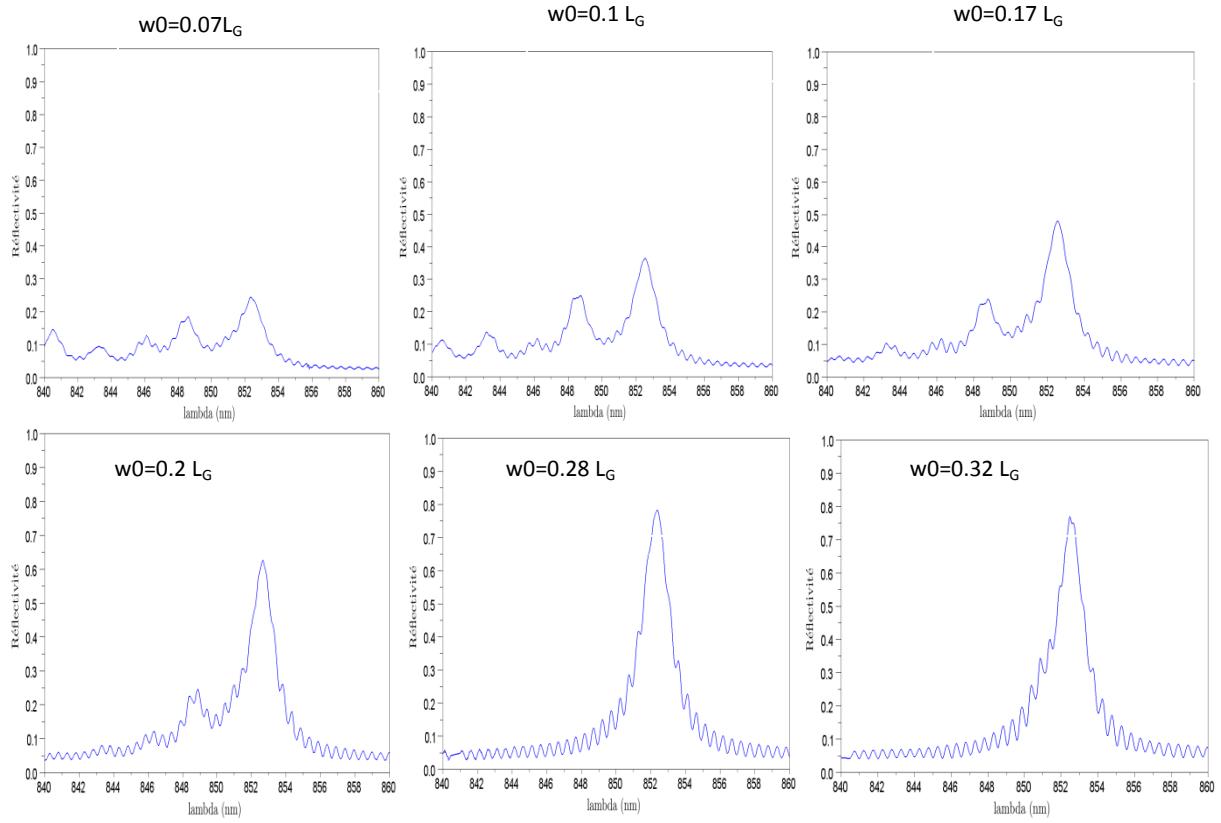
Pour chaque lentille utilisée, nous faisons l'acquisition des spectres pour les trois tailles de réseau. Nous traçons ensuite à partir de ces spectres la courbe de la réflectivité maximale en fonction du waist pour les trois tailles de réseaux (Figure 3-28). Pour une meilleure lisibilité, nous avons normalisé la valeur du waist en amplitude par la taille du réseau. Cette évolution du maximum de réflectivité est similaire à celle obtenue par l'étude théorique du paragraphe 3.2.c.iv.

Quel que soit le réseau, ce maximum apparaît toujours sensiblement pour la même taille relative entre le spot et le réseau ( $\sim 0.4$ ). On retrouve la même allure de variation avec la taille du réseau, malgré une diminution générale du maximum de réflectivité (cf Figure 3-12). Nous trouvons que le facteur de qualité Q est indépendant de la taille du spot dans la limite de précision de nos mesures, ce qui est cohérent avec l'existence d'un mode localisé excité à l'intérieur de la cavité : le mode est le même quelque soit la taille du waist incident, mais il est excité de manière plus ou moins efficace selon le spot incident. Sur la Figure 3-29, nous avons représenté les spectres mesurés pour le réseau de taille 101.a avec les 6 tailles de spot. L'absence de lentilles adéquates n'a pas permis d'explorer des faisceaux de plus grande taille que 17.8  $\mu\text{m}$ . Nous remarquons que des modes latéraux

apparaissent lorsque le spot n'est pas adapté. Le couplage de modes d'ordre supérieur dans le CRIGF pourrait être à l'origine de l'apparition de ces modes.

Nous avons donc montré expérimentalement l'importance d'adapter le faisceau incident à la taille du réseau pour obtenir des réflectivités élevées. Nous avons déterminé les lentilles optimales pour chaque taille de réseau, et nous présenterons désormais les mesures effectuées avec ces lentilles.





**Figure 3-29 : évolution du spectre en fonction de la taille du spot incident pour le réseau de taille 101.a, pour un waist variant entre 0.07.  $L_G$  et 0.32.  $L_G$**

### e. Spectres expérimentaux optimisés

Après avoir optimisé le paramètre de déphasage et la taille du waist incident, nous représentons les spectres expérimentaux les plus performants obtenus sur les filtres précédents (plaques FBINE20) pour chaque taille de réseau, avec la lentille adaptée et pour un offset de 1.0a (Figure 3-30).

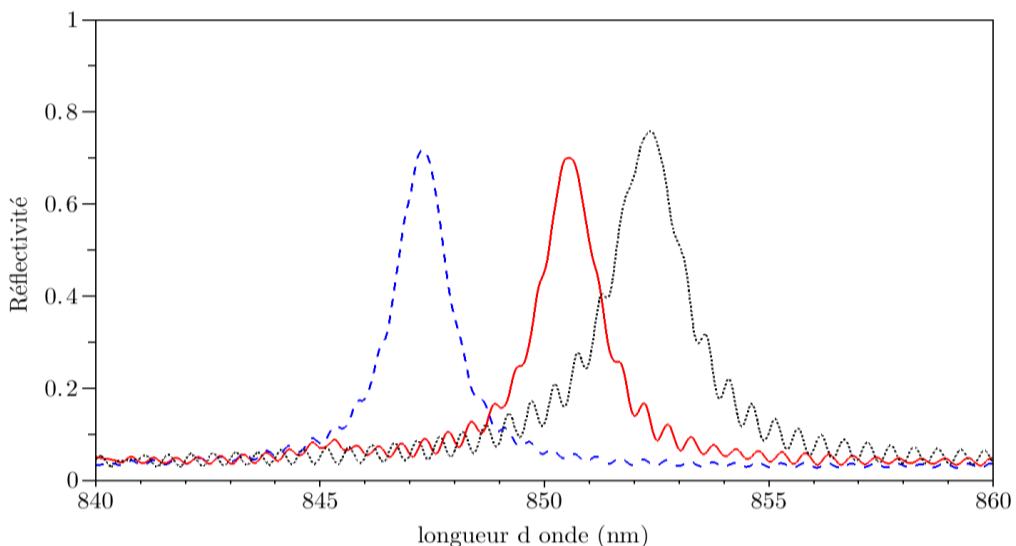


Figure 3-30 : spectres expérimentaux pour les 3 tailles de réseau avec le spot optimal (courbe bleue en traits longs: petit réseau de 21a, avec la lentille de focale 25 mm, courbe rouge continue : moyen réseau de 41a, avec la lentille de focale 40 mm, courbe noire pointillée : gros réseau de 101a, avec la lentille de focale 75 mm)

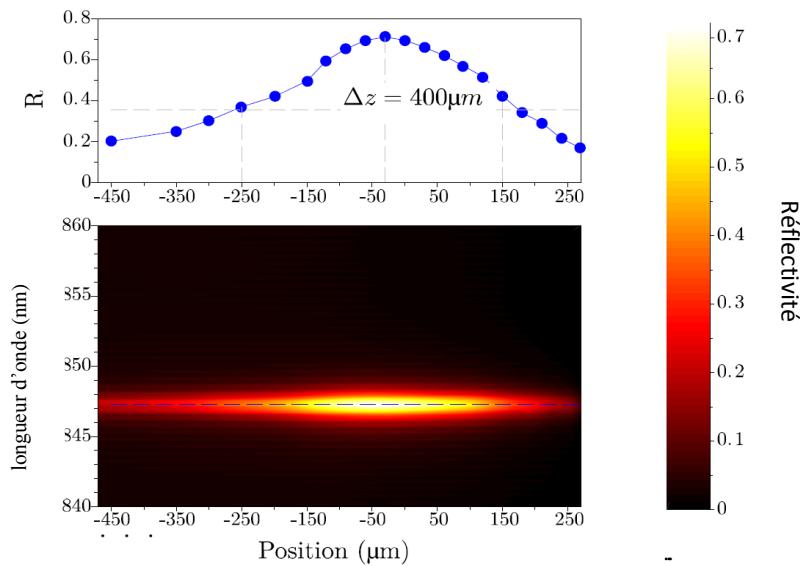
Les réflectivités maximales sont respectivement de 78%, 72% et 74% pour les réseaux gros, moyens et petits, et les largeurs spectrales sont respectivement de 2 nm (facteur de qualité  $Q=426$ ), 1.5 nm ( $Q=567$ ) et 1.4 nm ( $Q=605$ ). La valeur élevée de ces réflectivités semble confirmer le choix d'une gravure  $h=120$  nm qui a été réalisée sur ces échantillons, à la suite des simulations présentées sur la Figure 3-13. La largeur spectrale augmente légèrement avec la taille du réseau de couplage. Une interprétation physique de ce résultat peut être obtenue en analysant les performances en termes de facteur de qualité du mode résonant. En effet, une augmentation de la taille du réseau se traduit par un meilleur couplage du mode localisé vers l'espace libre (car on augmente la taille de la zone centrale qui, seule, participe au couplage). Ce meilleur couplage entraîne une diminution du facteur de qualité du mode localisé (pertes plus élevées). La largeur spectrale du mode propre se trouve ainsi augmentée.

Les largeurs spectrales mesurées sont environ deux fois plus importantes que celles données par les simulations. Cet écart peut provenir du fait que l'échantillon réel a une géométrie 3D alors que nous avons utilisé une géométrie 2D dans nos simulations. La divergence de la lumière selon l'axe parallèle aux lignes n'est pas prise en compte dans nos simulations, ce qui induit une description erronée du couplage de la lumière dans le guide.

#### f. Etude des tolérances

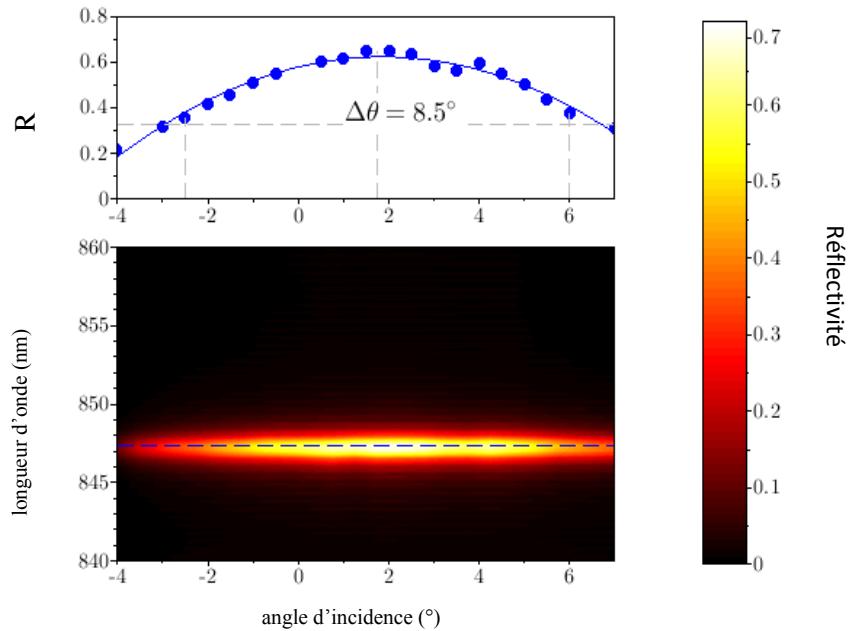
L'un des avantages attendus des réseaux CRIGF est l'amélioration de la tolérance angulaire par rapport aux réseaux résonants infinis, ce qui permettrait de faciliter l'utilisation de tels réseaux pour les applications pratiques. Nous avons donc étudié expérimentalement la tolérance angulaire ainsi que la tolérance de positionnement selon l'axe optique du petit réseau avec un déphasage de 1.0a en utilisant le spot adapté. La Figure 3-31 montre tout d'abord l'évolution du spectre quand le filtre est déplacé selon l'axe optique. La longueur d'onde de résonance et le facteur de qualité ne sont pas

modifiés par un déplacement selon l'axe optique. La tolérance mesurée de 400  $\mu\text{m}$  est relativement élevée, elle correspond à environ 3 fois la longueur de Rayleigh du faisceau utilisé qui est de 130  $\mu\text{m}$ .



**Figure 3-31 : Cartographie 2D du spectre de réflexion en fonction du déplacement du réseau selon l'axe optique (en bas) et courbe de l'évolution du maximum de réflectivité en fonction du déplacement (en haut)**

La Figure 3-32 montre l'évolution du spectre lorsqu'on effectue une rotation du réseau selon l'axe des lignes. Encore une fois, on ne constate aucun glissement de fréquence, ni modification conséquente de la largeur spectrale lorsque l'angle d'incidence varie. Ceci est une différence notable par rapport aux réseaux résonants infinis, qui présentent une accordabilité en fonction de l'angle d'incidence. Nous mesurons une grande tolérance angulaire de  $\pm 4.5^\circ$ . Pour un réseau résonant infini présentant une largeur spectrale similaire, nous calculons par la méthode RCWA une tolérance angulaire de  $\pm 0.2^\circ$ . La tolérance du réseau CRIGF est donc plus de 20 fois supérieure, avec un facteur de qualité identique.



**Figure 3-32 : cartographie 2D du spectre en fonction de l'angle d'incidence (en bas) et courbe de l'évolution du maximum de réflectivité en fonction de l'angle d'incidence (en haut)**

Les larges tolérances mesurées sont prometteuses pour les applications pratiques. La tolérance angulaire dépasse d'un ordre de grandeur celles mesurées jusqu'à maintenant pour des réseaux résonants [59]. Cette grande tolérance angulaire rend possible le montage de type œil de chat, en effet nous obtenons des bonnes réflectivités avec un faisceau focalisé dont la taille est de quelques dizaines de microns. Les premiers calculs en considérant des faisceaux gaussiens montrent qu'un montage effectuant la relation objet-image entre la facette du laser et le réseau est possible en utilisant des lentilles boules de courte focale avec des longueurs de cavité externe de quelques centimètres.

#### g. Etude en fonction du pas

Une seconde plaque, appelée FBINE22, a été réalisée à partir d'un masque adapté pour les études de réinjection dans des diodes laser EagleYard optimisées pour le fonctionnement en cavité externe et présentant un gain entre 810 nm et 860 nm. Des réseaux de lignes (largeur de 80  $\mu$ m comme précédemment) avec 200 périodes dans les zones DBR et un offset de phase de 1.05 a sont répétés avec des pas de réseau variant entre  $a=492$  et  $540$  nm par pas de 4 nm. Les DBR ont un pas  $a/2$ , et pour chaque pas de réseau, 3 tailles de zone de couplage (21 périodes, 41 périodes et 101 périodes) sont réalisées.

Les Figure 3-33 et Figure 3-34 montrent les spectres de réflectivité obtenus sur les réseaux de 21 périodes et 101 périodes sur cette plaque. Des fortes réflectivités sont obtenues, de l'ordre de 80%,

avec une plage d'accord des réseaux en fonction du pas allant de 803 à 859 nm. Les largeurs spectrales sont grandes (de l'ordre de 2.7 à 3.0 nm) et pourraient être dues à une sur-gravure involontaire du réseau qui se traduit par une profondeur de gravure de 140 nm.

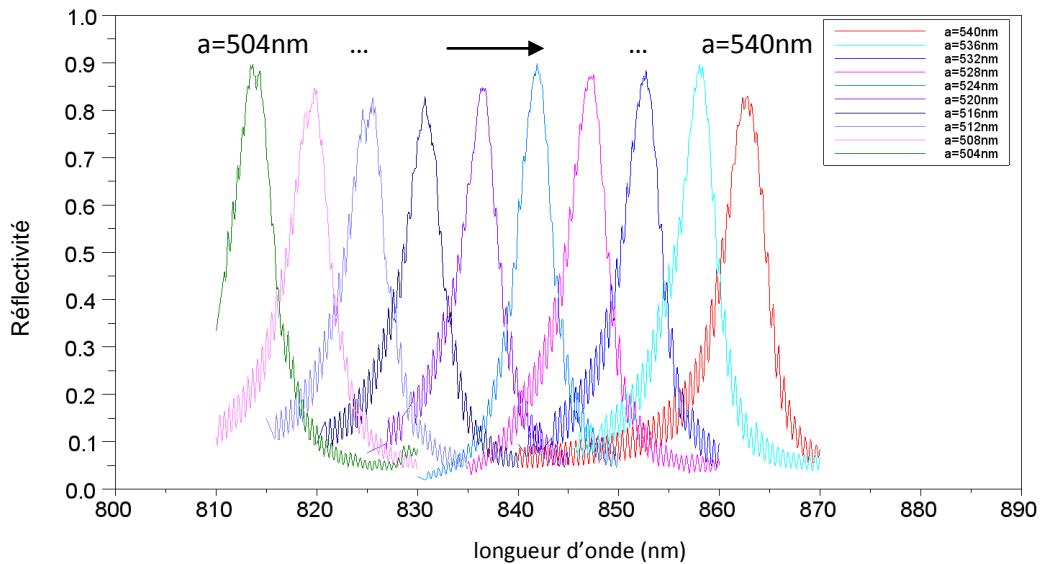


Figure 3-33 : spectres de réflectivité des gros réseaux (101 périodes) mesurés avec le spot adapté pour des pas compris entre 504 nm et 540 nm (de gauche à droite : de 504 nm à 540 nm, par pas de 4 nm)

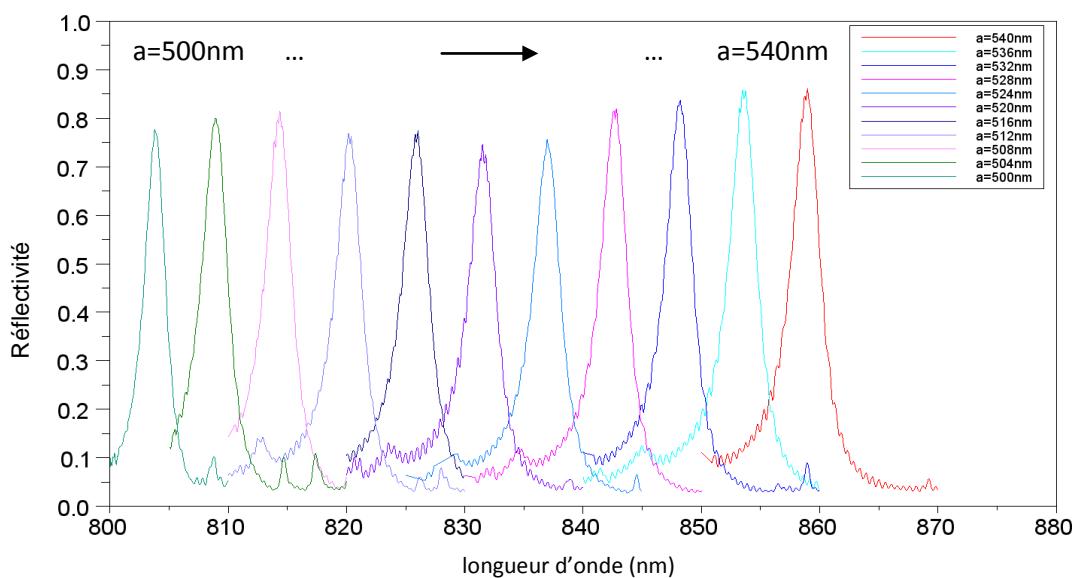
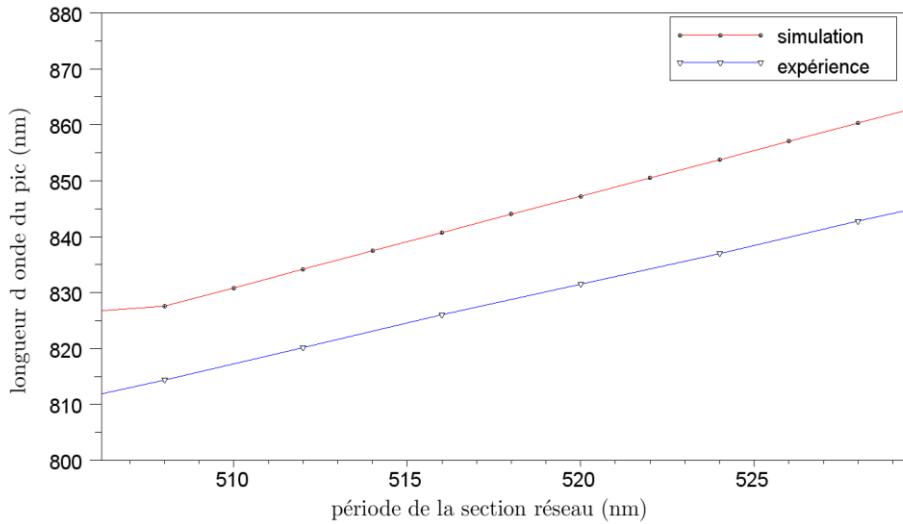


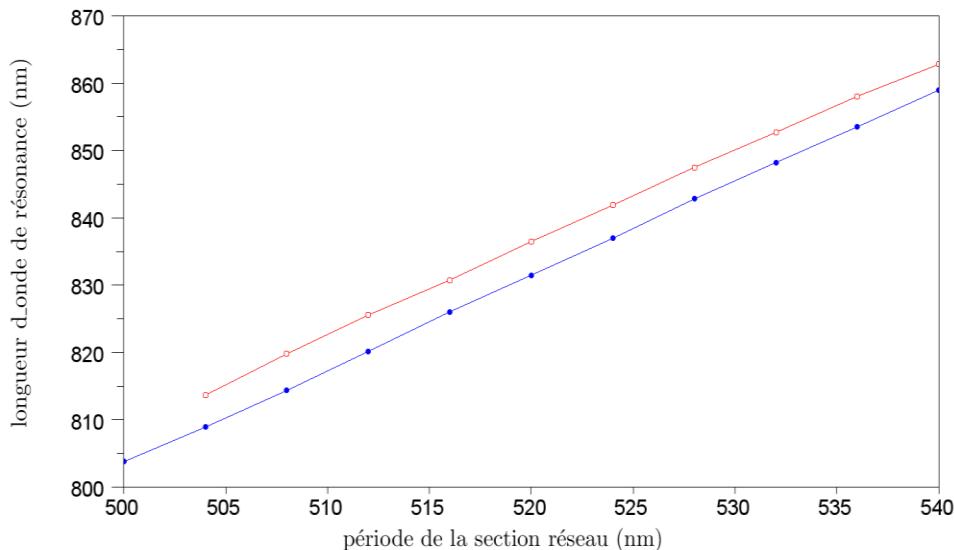
Figure 3-34 : spectres de réflectivité des petits réseaux (21 périodes) mesurés avec le spot adapté pour des pas compris entre 500 nm et 540 nm (de gauche à droite : de 500 nm à 540 nm, par pas de 4 nm)

L'évolution de la longueur d'onde de résonance en fonction du pas semble être linéaire, comme attendu pour un réseau résonant standard. La Figure 3-35 compare la variation expérimentale et la variation théorique. La pente est quasiment identique entre les deux courbes, mais nous observons un écart entre les deux courbes dont l'origine pourrait être due à une erreur entre la profondeur de

gravure visée et celle obtenue en réalité. Nous observons également que la pente ne dépend pas de la taille de la section réseau (Figure 3-36).



**Figure 3-35 : comparaison théorique et expérimentale de la variation de la longueur d'onde de résonance en fonction du pas du réseau pour les petits réseaux (21 périodes)**



**Figure 3-36 : Evolution de la longueur d'onde en fonction de la période pour les CRIGF de taille de réseau central de 21 périodes (cercles pleins en bleu) et 101 périodes (cercles ouverts en rouge)**

L'obtention de réseaux CRIGF avec des longueurs d'onde comprises entre 803 nm et 859 nm est satisfaisante dans l'objectif de stabiliser des diodes laser EagleYard, qui ont une courbe de gain comprise entre 810 nm et 860 nm. Ces réseaux sont de plus tous disponibles à partir de la même plaque grâce à la miniaturisation des filtres. Cependant, les largeurs spectrales mesurées sont importantes. Une gravure moins profonde du réseau devrait permettre de réduire cette largeur.

#### **h. Influence de la profondeur de gravure**

L'influence de la profondeur de gravure a été étudiée dans la partie théorique. Elle est un élément important du design car elle détermine de manière prépondérante la largeur spectrale et la réflectivité maximale. Nous avons réalisé plusieurs échantillons avec des temps de gravure différents.

Les profondeurs estimées à l'aide du microscope confocal sont de 120 nm pour l'échantillon FBINA20 et 140 nm pour l'échantillon FBINE22, qui a été sur-gravé involontairement. Nous avons réalisé un nouvel échantillon FBINE24 moins gravé dans le but d'obtenir des largeurs spectrales meilleures, avec le même masque que la plaque FBINE22. Les spectres de la Figure 3-37 et de la Figure 3-38 montrent que la plus faible profondeur de gravure se traduit par une réduction de la largeur à mi-hauteur des pics, mais une réflectivité très inférieure. Pour les gros réseaux, nous mesurons des réflectivités de 55% et une largeur spectrale de 0.8 nm, et pour les petits réseaux nous obtenons une réflectivité de 40% associée à une largeur de 0.5 nm. Cette baisse de réflectivité maximale peut s'expliquer par la moins bonne réflectivité des réflecteurs DBR quand ils sont peu gravés. Une solution pour y remédier serait de réaliser des DBR plus longs, ce que confirment les simulations FDTD.

Ces performances sont satisfaisantes dans l'objectif de stabiliser des diodes laser EagleYard, car les largeurs spectrales sont inférieures au nanomètre et des coefficients de réflexion de 40% semblent suffisants pour envisager de réinjecter dans une diode laser avec un très bon anti reflet (de l'ordre de  $1.10^{-3}$  pour les diodes EagleYard dont nous disposons).

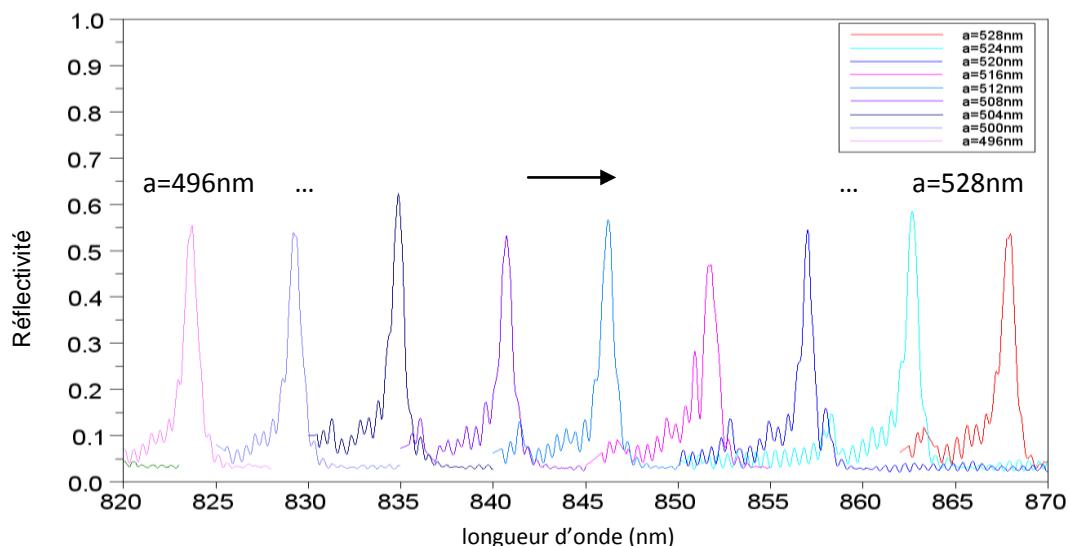


Figure 3-37 : spectres de réflectivité des gros réseaux (101 périodes) mesurés avec le spot adapté sur l'échantillon FBINE24 pour des pas compris entre 496 nm et 528 nm (de gauche à droite : de 496 nm à 528 nm, par pas de 4 nm)

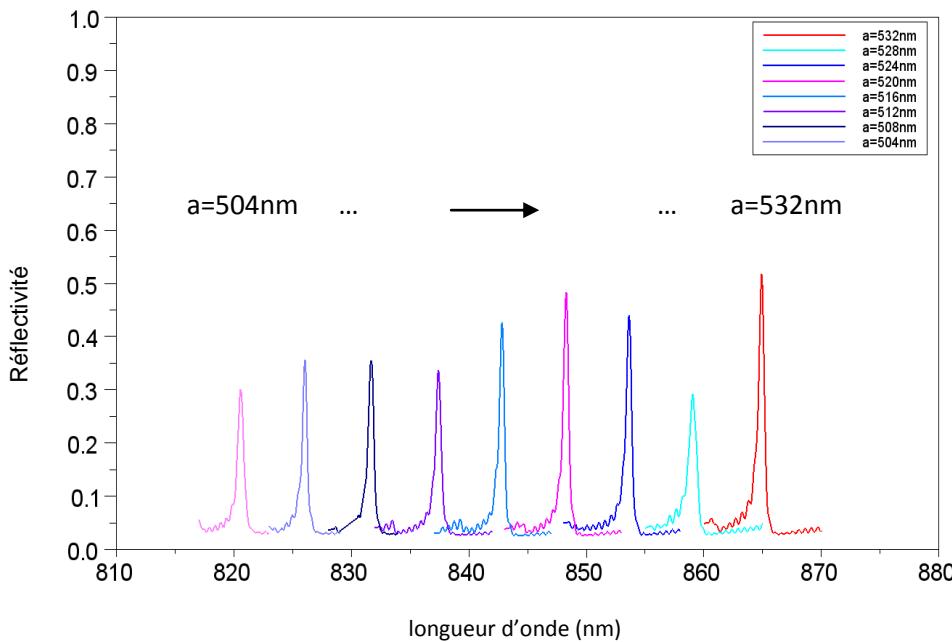


Figure 3-38 : spectres de réflectivité des petits réseaux (21 périodes) mesurés avec le spot adapté sur l'échantillon FBINE24 pour des pas compris entre 504 nm et 532 nm (de gauche à droite : de 504 nm à 532 nm, par pas de 4 nm)

Nous avons donc confirmé expérimentalement les résultats théoriques : une faible profondeur de gravure correspond à un filtre de plus faible réflectivité et avec une largeur spectrale plus fine. Nous avons comparé les largeurs spectrales expérimentales aux résultats de simulation issus de l'étude sur la profondeur de gravure (Figure 3-13). La Figure 3-39 confirme l'évolution de la largeur spectrale avec la profondeur de gravure, l'élargissement constaté provenant de la géométrie 3D de l'échantillon réel. Les échantillons fabriqués ont aussi mis en évidence la difficulté d'ajuster précisément ce paramètre important du design. Un changement dans le procédé, comme l'utilisation d'une couche d'arrêt lors de la gravure, permettrait de corriger cet inconvénient.

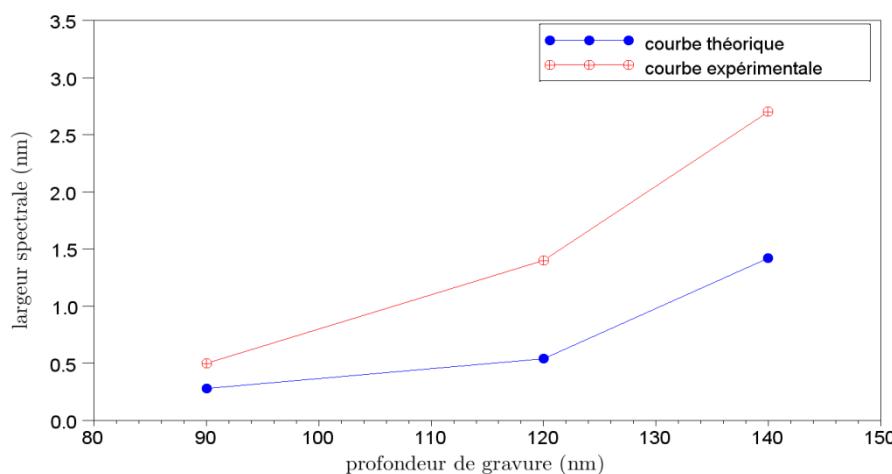


Figure 3-39 : évolution de la largeur spectrale en fonction de la profondeur de gravure pour un réseau de pas  $a=528$  nm, largeur de lignes  $D=100$  nm,  $\delta=1.05.a$ , DBR de 200 périodes (simulations issues du paragraphe 3.2.c.v)

### i. Réseaux CRIGF 2D

Nous avons cherché à optimiser le confinement optique latéral (selon l'axe des traits) des filtres SARGF en utilisant une géométrie 2D de confinement. Le réseau de couplage est alors un réseau carré de motifs de forme carrée réalisant une diffraction selon les deux directions de périodicité. Des zones DBR selon la même géométrie de réseau sont utilisées pour réaliser les confinements latéraux. Une zone d'offset de phase de 1.05a est ajoutée entre la zone centrale et les zones DBR. L'étude de ces filtres est uniquement expérimentale, car des simulations FDTD 3D seraient beaucoup trop lourdes. Trois tailles de réseau sont réalisées : des zones centrales de 21 périodes, 41 périodes et 101 périodes sont fabriquées, et pour chaque taille le pas varie de 492 nm à 540 nm. Le masque correspondant est représenté sur la Figure 3-40, et la Figure 3-41 présente une observation en microscopie confocale d'un tel réseau.

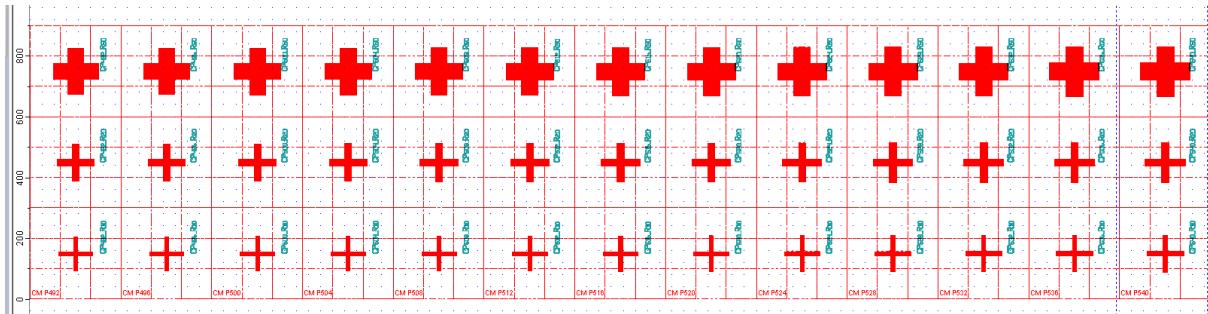


Figure 3-40 : Masque utilisé sur l'échantillon FBINE 22. Réseaux 2D de 21, 41 et 101 périodes, 80 µm de large. Pas des réseaux : 492, 496, 500, 504, 508, 512, 516, 520, 524, 528, 532, 536, 540 nm. Offset de phase 1.05a

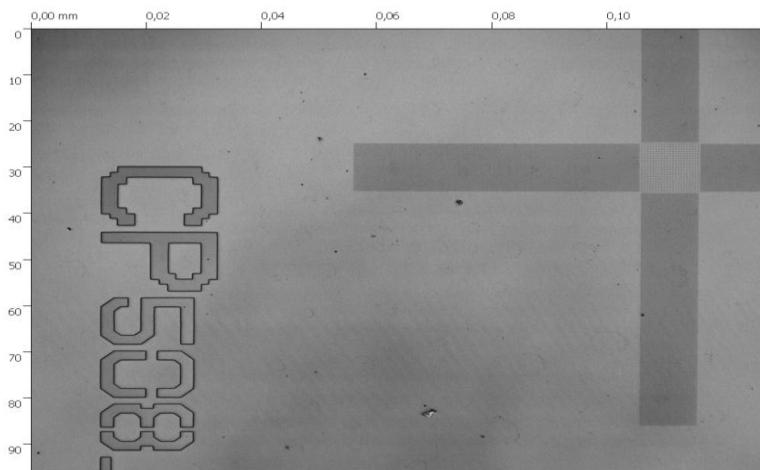


Figure 3-41 : Image au microscope confocal d'un réseau CRIGF 2D réalisé avec au centre la section réseau en clair et sur les cotés les réflecteurs DBR en foncé (Echantillon FBINE22)

Les mesures sont effectuées avec une lentille de focale 25 mm et pour les réseaux de taille moyenne (41 périodes). Le premier résultat est la très bonne finesse mesurée : des largeurs de raie comprises entre 0.4 nm et 0.5 nm sont obtenues (Figure 3-42). Nous interprétons la très faible largeur par le faible couplage vers l'espace libre lié à l'utilisation d'un réseau de très petits trous. Les réflectivités mesurées sont abaissées à environ 35%, avec un minimum à 27% et un maximum à 49%. Nous n'avons pas trouvé d'explication physique pour le gradient observé sur la mesure, il est

vraisemblablement lié à la sensibilité de la mesure. Nous supposons que cette baisse de la réflectivité par rapport aux réseaux 1D est due à la moins bonne réflectivité des réflecteurs DBR, de géométrie 2D. Pour cela, nous avons réalisé un nouvel échantillon comportant des réseaux CRIGF 2D avec une section réseau de géométrie 2D carrée et des réflecteurs DBR de lignes. La caractérisation de ces réseaux n'a malheureusement pas été concluante car le pic mesuré était très faible. Nous n'avons pas d'outil de simulation pour cette structure, et nous n'avons donc pas optimisé le raccordement de phase entre les deux zones. Un mauvais raccordement de phase entre les deux zones de géométrie différentes peut être à l'origine de cette chute de réflectivité.

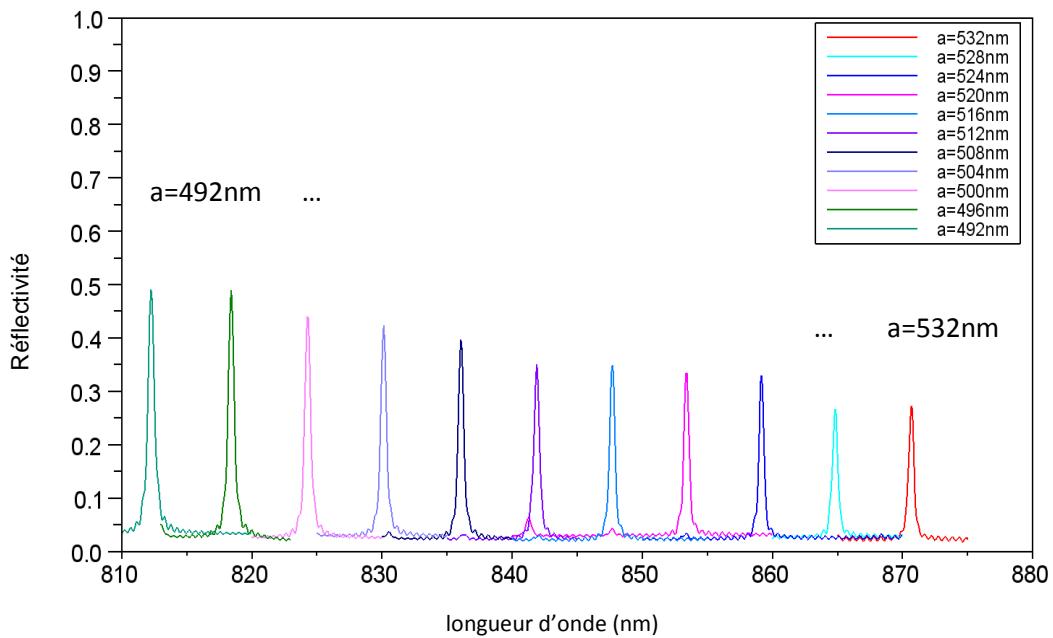


Figure 3-42 : spectres mesurés sur les réseaux moyens 2D pour des pas compris entre 492 nm et 532 nm (de gauche à droite : de 492 nm à 532 nm)

Nous avons mesuré la tolérance angulaire pour le réseau de pas 500 nm en faisant tourner l'échantillon autour d'un axe horizontal. La cartographie angulaire tracée dans le cas 1D (Figure 3-32) montre que la longueur d'onde centrale n'est pas modifiée quand l'angle varie. Nous avons donc, pour cette mesure, fixé la longueur d'onde du spectromètre sur la longueur d'onde de résonance du réseau, puis nous avons fait varier l'angle et noté la valeur de l'intensité réfléchie. La tolérance angulaire s'élève à  $\pm 3.5^\circ$  (Figure 3-43). Elle est inférieure à celle mesurée pour le réseau 1D de petite taille (21 dents) mais le rapport  $\Delta\theta/\Delta\lambda$  est amélioré d'un facteur 3. Nous remarquons aussi sur cette figure que la réflectivité maximale obtenue sur cette mesure est supérieure à celle de la Figure 3-42, qui est de 45%. Ceci correspond à la marge d'erreur de la mesure, qui peut atteindre 10%. Le positionnement de la lentille est en effet un élément critique du montage, car la forme du faisceau et la présence d'aberrations influent sur le spectre de réflectivité.

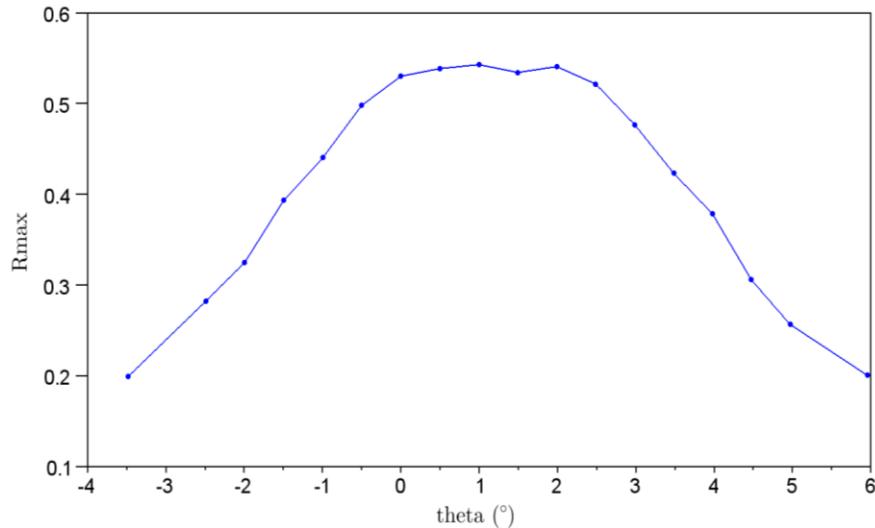


Figure 3-43 : tolérance angulaire mesurée sur le réseau moyen (41 périodes) 2D de pas 500 nm

La caractérisation de cet échantillon a également porté sur les gros réseaux (101 périodes). Pour cette mesure, la lentille utilisée a une focale de 75 mm. Le résultat est en accord avec le comportement observé pour les réseaux 1D : la réflectivité est augmentée et atteint 55%, la largeur spectrale augmente à 0.6 nm (Figure 3-44).

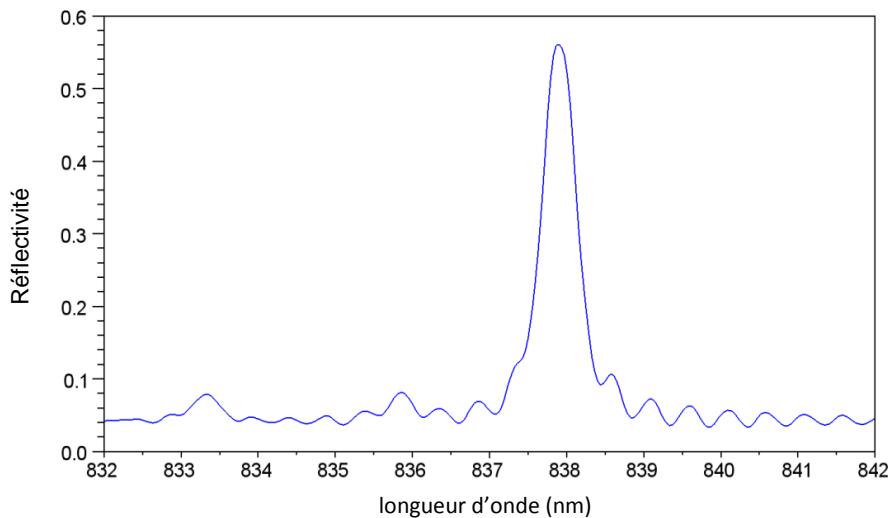
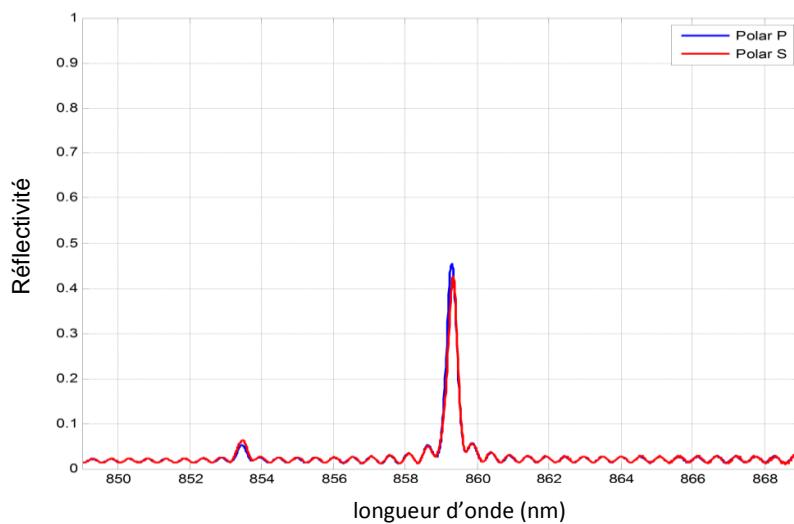


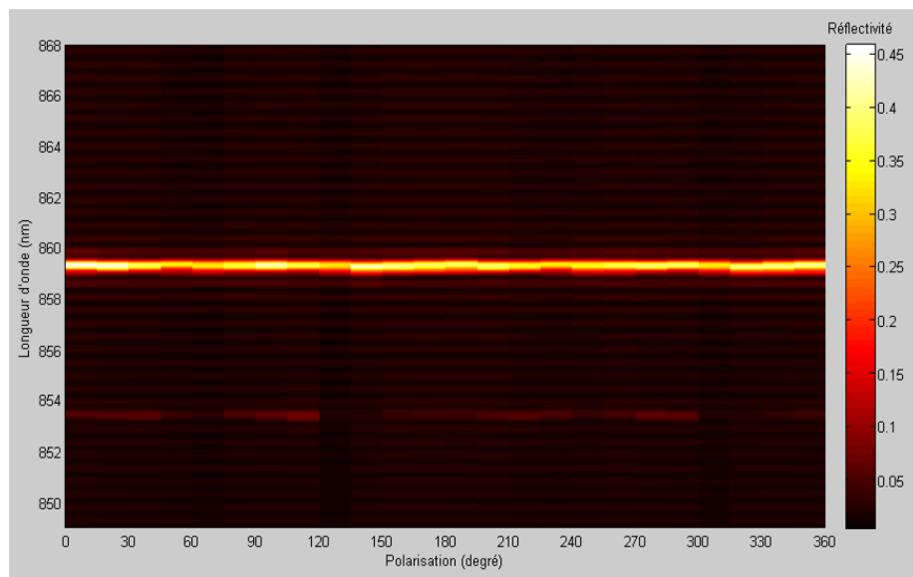
Figure 3-44 : spectre mesuré pour un réseau 2D à 101 périodes pour un pas de 512 nm

Enfin, nous avons effectué des mesures sur ces réseaux en faisant varier la polarisation du faisceau incident. Les caractérisations sur ces réseaux ont jusqu'à maintenant été effectuées avec une polarisation TE, ce qui est suffisant dans le cadre de la réinjection optique. Cependant, l'indépendance à la polarisation reste une performance très recherchée pour certaines applications. La quasi-indépendance à la polarisation a déjà été démontrée théoriquement et expérimentalement

pour une maille 2D hexagonale [60]. En l'absence d'outil théorique, nous avons étudié expérimentalement la dépendance à ce paramètre en faisant varier l'angle du polariseur. Pour ces mesures, nous avons caractérisé le réseau de taille moyenne et de pas 524 nm avec la lentille de focale 25 mm. Les premières mesures montrent une légère variation de réflectivité (de 0.46 à 0.43) et une très légère déviation en longueur d'onde entre les polarisations s et p (Figure 3-45). Afin de vérifier l'indépendance à la polarisation, nous avons ensuite effectué des mesures tous les 15° sur la totalité du cercle. La cartographie obtenue (Figure 3-46) semble montrer que les paramètres du réseau (longueur d'onde de résonance, réflectivité, facteur de qualité) varient peu avec l'angle de polarisation.



**Figure 3-45 : Spectres de réflectivité mesurés pour le réseau 2D de pas 524 nm et de taille moyenne (41a) pour les polarisations s et p avec la lentille de 25 mm**



**Figure 3-46 : cartographie 2D du spectre en fonction de l'angle de polarisation**

En traçant les courbes de la longueur d'onde de résonance, de la réflectivité et du facteur de qualité, en fonction de l'angle de polarisation, nous observons des variations légères. Ces écarts pouvant provenir du bruit associé au banc de mesure ou de l'incertitude liée au réglage, nous avons effectué plusieurs mesures pour chaque point de manière à rajouter une barre d'erreur sur les courbes. Pour chaque point, le spectre a été mesuré entre 5 et 8 fois, puis nous avons calculé l'incertitude par la méthode de Student. Nous avons fixé le critère à 95%, et l'incertitude se calcule par :

$$U = t_{95\%} \frac{\sigma_{n-1}}{\sqrt{n}}$$

où  $t_{95\%}$  est le coefficient de Student,  $\sigma_{n-1}$  est l'écart type et  $n$  le nombre de mesures. Cela signifie que la valeur a 95% de chance de se trouver dans l'intervalle  $[V_{\text{moy}}-U, V_{\text{moy}}+U]$ .

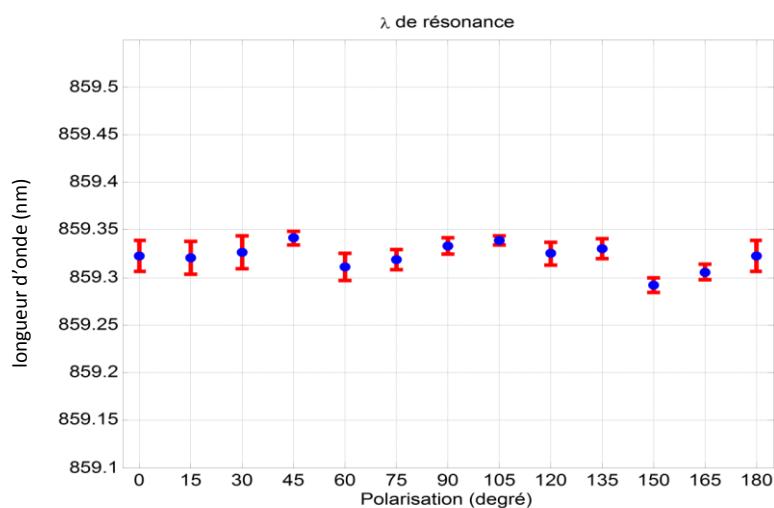


Figure 3-47 : Evolution de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'angle de polarisation, avec en rouge la barre d'erreur

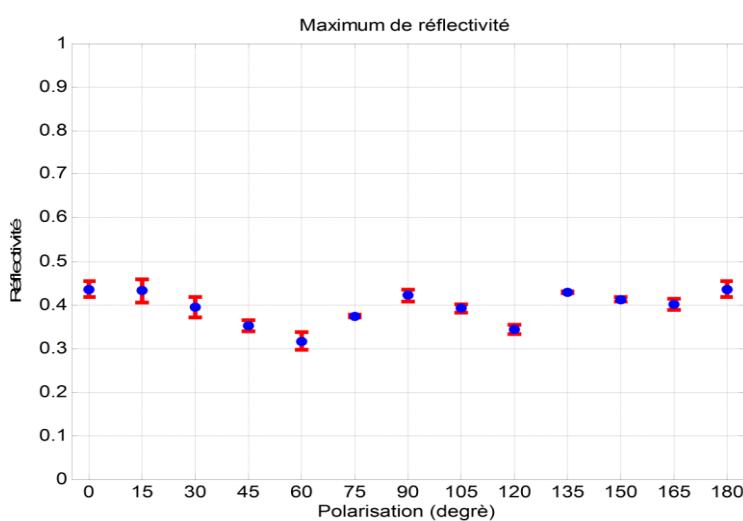


Figure 3-48 : Evolution de la réflectivité en fonction de l'angle de polarisation, avec en rouge la barre d'erreur

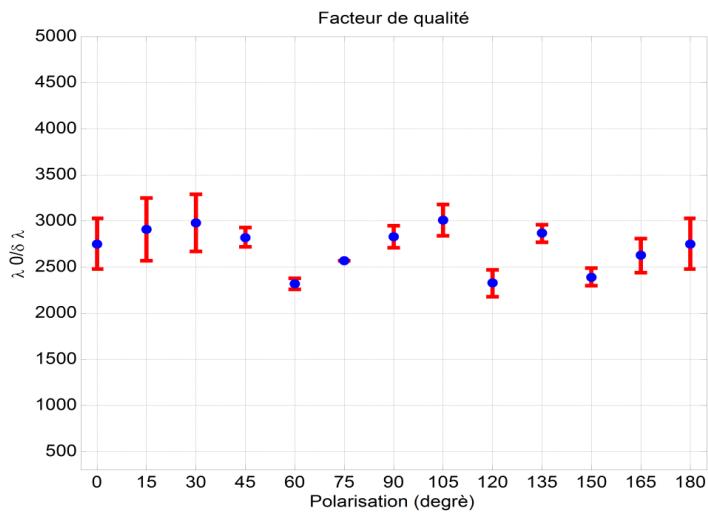


Figure 3-49 : Evolution du facteur de qualité en fonction de l'angle de polarisation, avec en rouge la barre d'erreur

Ces courbes montrent que la longueur d'onde reste quasiment fixée à la même valeur (variations sur une plage de 0.05 nm), en revanche la réflectivité fluctue légèrement, entre 30% et 45%, de même que le facteur de qualité, entre 2200 et 3000. Une modélisation complète des structures sera nécessaire pour établir si ces variations proviennent d'une statistique de mesure insuffisante ou d'un effet physique réel.

Ces résultats expérimentaux confirment l'intérêt de la géométrie à deux dimensions pour les réseaux CRIGF : la largeur spectrale mesurée est affinée à 0.4 nm, la grande tolérance angulaire est maintenue et nous obtenons une quasi-indépendance à la polarisation du spectre. Seule la réflectivité est diminuée, mais des pistes existent pour l'améliorer : adaptation de la taille du faisceau incident, augmentation de la réflectivité des DBR latéraux.

## 3.5 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était d'identifier des architectures de réseaux résonants adaptés dans une cavité externe de diode laser. Pour cette application, nous avons déterminé deux paramètres d'étude principaux : la largeur spectrale et la tolérance angulaire, l'un permettant d'avoir une bonne sélectivité modale et l'autre un montage plus stable (montage œil de chat). Nous avons développé les trois étapes aboutissant au composant final : la conception, la réalisation technologique, la caractérisation.

La conception de réseaux résonants infinis 1D, effectuée par la méthode RCWA, valide l'intérêt de ces structures pour obtenir des largeurs spectrales théoriques inférieures au nanomètre. Nous en déduisons les paramètres technologiques afin d'obtenir la longueur d'onde de résonance et la largeur spectrale désirées. Cependant, la tolérance angulaire reste faible (<1°) et seul un montage de

type Littrow est envisageable avec ces réseaux, même en utilisant une configuration plus complexe à deux atomes par maille.

L'architecture CRIGF, proposée par S. Ura, consiste à encadrer le réseau résonant par deux réflecteurs DBR. Les simulations FDTD de ces réseaux montrent que cette approche permet de conjuguer à la fois finesse spectrale et une réflectivité appropriées, tout en éclairant le réseau avec un faisceau gaussien de taille adaptée à la section réseau.

Nous avons développé un procédé de réalisation qui s'appuie sur des technologies compatibles avec les procédés standards de la microélectronique. Le procédé comportant des étapes de dépôt, de lithographie électronique et de gravure sèche a été mené à bien. De nombreux échantillons ont été réalisés selon ce procédé, de manière à disposer de différentes architectures de réseaux proposées dans l'étude théorique et de juger l'influence des paramètres technologiques.

Un banc de spectroscopie optique a ensuite été mis en place pour caractériser les réseaux fabriqués. Les performances mesurées sur les réseaux résonants infinis permettent d'envisager des cavités externes en montage Littrow :

- Longueurs d'ondes correspondant à celles visées (850 nm et 870 nm)
- Largeur spectrale de 0.95 nm
- Réflectivité de 80%

Les caractéristiques des filtres CRIGF sont très prometteuses :

- Longueurs d'onde correspondant à la plage des diodes laser à stabiliser (810 nm-860 nm)
- Largeur spectrale de 0.5 nm associée à une réflectivité de 40% (géométrie 1D)
- Grande tolérance angulaire de  $\pm 4.5^\circ$
- Insensibilité à la polarisation (géométrie 2D)

La grande tolérance angulaire offerte par l'architecture CRIGF permet de réaliser des cavités externes avec le montage œil de chat. En outre, la faible dimension de ces filtres se prête à la réalisation de matrices de filtres miniatures intégrés sur un seul échantillon qui pourraient conduire à de nouvelles configurations de cavités externes « multispectrales ».

# Chapitre 4

## Etude expérimentale de la stabilisation de diodes laser par réseaux résonants

### 4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude expérimentale de stabilisation par réseaux résonants de diodes laser de type ridge émettant à 850 nm par réseaux résonants. Le montage Littrow et le montage œil de chat sont mis en œuvre. Nous disposons pour cette étude des réseaux résonants 1D de grande taille pour le montage Littrow et des réseaux CRIGF de petite taille à grande tolérance angulaire pour le montage œil de chat.

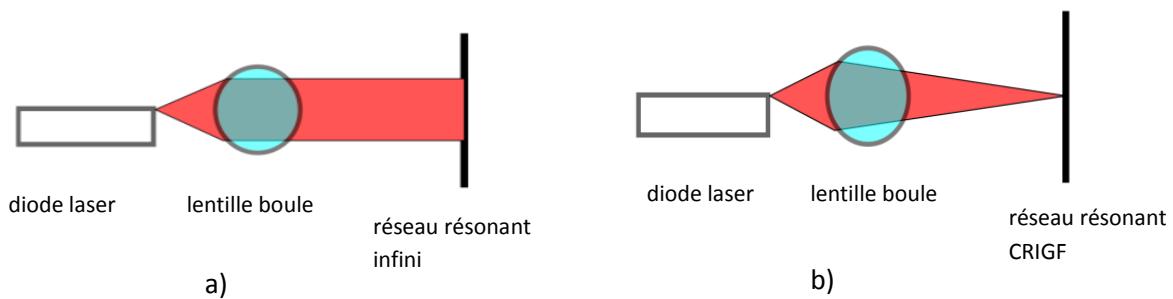


Figure 4-1 : a) : Schéma du montage Littrow et b) : schéma du montage œil de chat

La première partie concerne l'étude expérimentale en montage Littrow. Nous décrivons d'abord le montage mis en place (choix de la lentille, des diodes laser, protocole de réglage), puis nous mettons en évidence la stabilisation de diodes laser. Des mesures complémentaires de RIN et des mesures temporelles complètent la caractérisation expérimentale.

La deuxième partie porte sur le montage en œil de chat en utilisant comme sources des diodes spécifiques dont une facette bénéficie d'un traitement anti reflet de très bonne qualité. Nous montrons que ces premières expérimentations constituent une approche prometteuse pour réaliser des sources laser à semiconducteur stabilisées en longueur d'onde.

## 4.2 Résultats expérimentaux en montage Littrow

### 4.2.1 Montage expérimental

#### a. Présentation du montage

Un montage dédié à la réinjection optique par réseaux résonants a été mis en place au laboratoire. L'ensemble du montage est représenté sur la Figure 4-2.

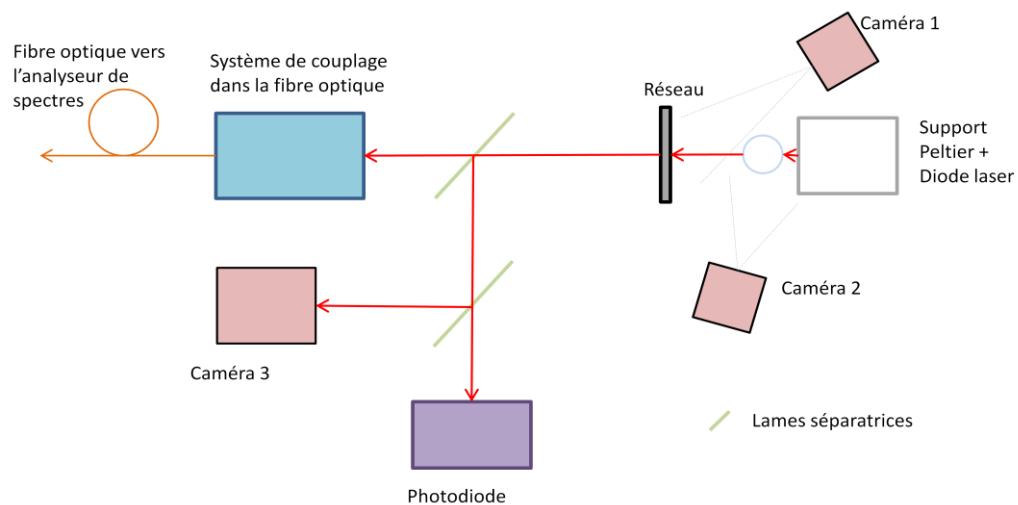
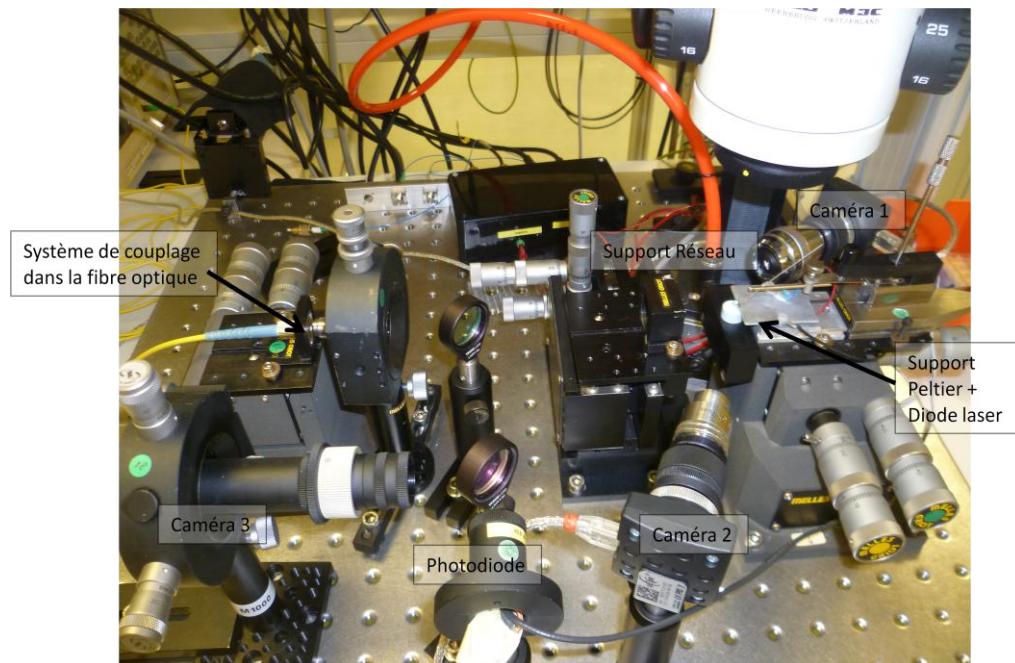


Figure 4-2 : Photo (en haut) et schéma (en bas) du montage de type Littrow

Le banc expérimental mis en place comporte :

- la diode laser, régulée en température
- une lentille de collimation
- le réseau résonant monté sur un support spécifique
- un ensemble d'éléments de visualisation (caméras CCD) permettant d'aligner les éléments
- un système de couplage dans la fibre optique qui collecte l'émission de la diode laser

L'ensemble de l'expérience a été monté sur un marbre optique bien isolé des vibrations extérieures. Nous allons dans la suite détailler les différents éléments.

### b. Choix de la lentille de collimation

L'un des apports du réseau résonant est de permettre une réduction de la longueur des cavités externes. Dans cet objectif, le choix s'est porté sur des lentilles boules Melles Griot de courte focale. Ce choix permet de réaliser la collimation nécessaire tout en gardant une bonne compacité du système grâce à la très faible distance focale de ces lentilles (quelques millimètres). Cette faible distance focale permet également de collecter entièrement le faisceau émis par la diode. Enfin, le faisceau collimaté est de faible diamètre (inférieur au diamètre de la bille), ce qui correspond aux dimensions du réseau. En effet, les réseaux résonnantes utilisés sont des carrés de 1 mm de côté. Le diamètre du faisceau incident doit être du même ordre de grandeur, si possible plus petit. Cela permet de maximiser la proportion du faisceau qui sera réfléchie puis réinjectée. Les lentilles disposent d'un traitement anti reflet à 830 nm afin d'éviter les réflexions parasites, et trois diamètres sont disponibles. Le tableau ci-dessous présente les diamètres de faisceau après collimation en fonction du diamètre de la lentille utilisée, calculés avec les relations de conjugaison pour les faisceaux gaussiens et pour un angle du cône de dispersion du laser de 30°. Cette valeur correspond à la dispersion des diodes laser fabriquées au laboratoire.

Diamètre lentille (mm)	Distance focale (mm)	Distance de travail (mm)	Diamètre faisceau (mm)
1	0.55	0.05	0.3
3	1.65	0.15	0.9
5	2.75	0.25	1.5

Tableau 4-1 : Valeurs du diamètre du faisceau en fonction du diamètre de la lentille

Dans ce tableau, on remarque que dans le cas de la bille de 5 mm, le diamètre du faisceau est supérieur aux dimensions du réseau. Pour la bille de 3 mm le diamètre est proche des bonnes dimensions et la bille de 1 mm serait également satisfaisante, cependant son très petit diamètre rend son utilisation difficile en pratique. On peut donc penser que la réinjection sera difficile avec la plus grosse lentille et qu'il sera nécessaire d'utiliser les billes de plus faibles diamètres. Nous remarquons aussi que les distances de travail (distance entre le foyer et le bord de la lentille) sont très faibles (<250 µm), ce qui signifie que la diode laser devra être extrêmement proche de la lentille. Nous avons donc en tenir compte pour adapter le support du laser et de la lentille. Nous avons choisi un système d'aspiration par le vide pour tenir la lentille, qui nous a semblé plus pratique qu'un système de collage.

### c. Diodes laser et alimentation du montage

La diode laser est un élément central du montage. En effet, sa longueur d'onde d'émission naturelle, fixée par le maximum de la courbe de gain, va déterminer la longueur d'onde du réseau à utiliser et la réflectivité de la facette tournée vers le réseau va grandement influencer la sensibilité à la réinjection optique. Pour ce montage en Littrow, nous disposons de plusieurs diodes laser :

- des diodes laser Fabry-Pérot GaAs/AlGaAs de type ruban fabriquées au sein même du LAAS, avec des facettes non-traitées qui émettent dans le proche infrarouge autour de 870 nm. Elles ont toutes été conçues par l'équipe photonique du LAAS et issues du même wafer original. Dans l'ensemble les diodes utilisées ont des courants de seuil compris entre 30 et 50 mA pour des puissances de l'ordre de 10 mW. Pour alimenter en courant la diode laser, nous utilisons une pointe montée sur un système à joystick. Un microscope binoculaire placé au dessus de la diode permet d'observer l'approche et le contact de la pointe sur la diode (Figure 4-3). Cependant, avec ce type de prise de contact, nous avons observé des variations de tension sur l'alimentation du laser.

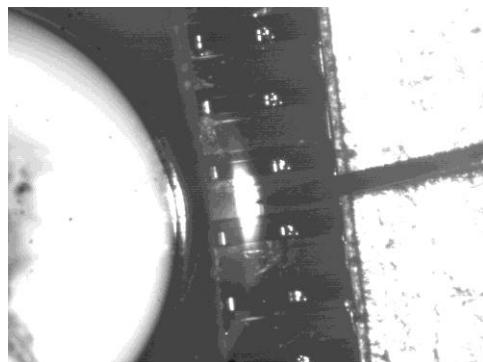


Figure 4-3 : Photo obtenue par la caméra placée sur la loupe binoculaire montrant la mise en contact de la pointe sur la barrette. La lentille boule est visible sur la gauche de la photo (Objectif x16)

- des diodes laser Fabry-Pérot fournies par Thalès, sans traitement anti reflet, de longueur 600  $\mu$ m et émettant à 850 nm. Ces diodes sont issues de la technologie sans aluminium sur substrat GaAs développée par Alcatel-Thalès III-V Lab [64], [65] dans le but d'améliorer la puissance et la robustesse des composants. Elles disposent d'une embase et d'une piste spécifique pour amener le courant. Elles sont donc plus robustes et plus fiables.

L'alimentation de la diode laser est réalisée par une alimentation faible bruit Keithley K2601. Un contrôleur Keithley K2501 permet la régulation en température de l'embase de la diode laser à l'aide d'un élément Peltier placé sous la diode laser.

#### d. Système d'observation : caméras

La difficulté majeure de ce type de montage est l'alignement des éléments. Or, en travaillant avec des diodes lasers émettant dans le proche infrarouge, le faisceau est invisible à l'œil nu. Pour cela, trois caméras CCD sensibles à l'infrarouge ont été disposées en différents endroits du montage :

- **Caméra 1** : Il s'agit de la caméra la plus importante. Elle observe l'échantillon sur lequel sont gravés les réseaux. Comme le montre la photo en Figure 4-4.a), elle permet à la fois d'observer le réseau lorsqu'il est éclairé sous un certain angle avec une petite lampe de poche, mais également la position du faisceau émis par la diode. On peut ainsi assez facilement placer le filtre sur le chemin optique.

- **Caméra 2** : Cette seconde caméra est placée de manière à observer la lentille de collimation (bille), Figure 4-4.b). Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant sur le protocole de réglage, cette caméra a pour principal avantage de pouvoir déterminer la trajectoire du faisceau réfléchi par le réseau.

- **Caméra 3** : Cette troisième caméra, comme on peut le voir sur le schéma du montage, est directement placée sur le chemin du faisceau. Grâce à une lentille de focalisation qui permet d'observer l'image à l'infini, cette caméra nous donne la possibilité de déterminer si la collimation du faisceau est correctement réalisée. En effet si le faisceau est bien collimaté, cette caméra doit pouvoir observer le point d'émission laser de façon assez net (voir photo sur Figure 4-4.c.). Si cette technique ne nous donne pas une grande précision, elle permet néanmoins de placer assez facilement la diode laser au voisinage du foyer de la lentille.

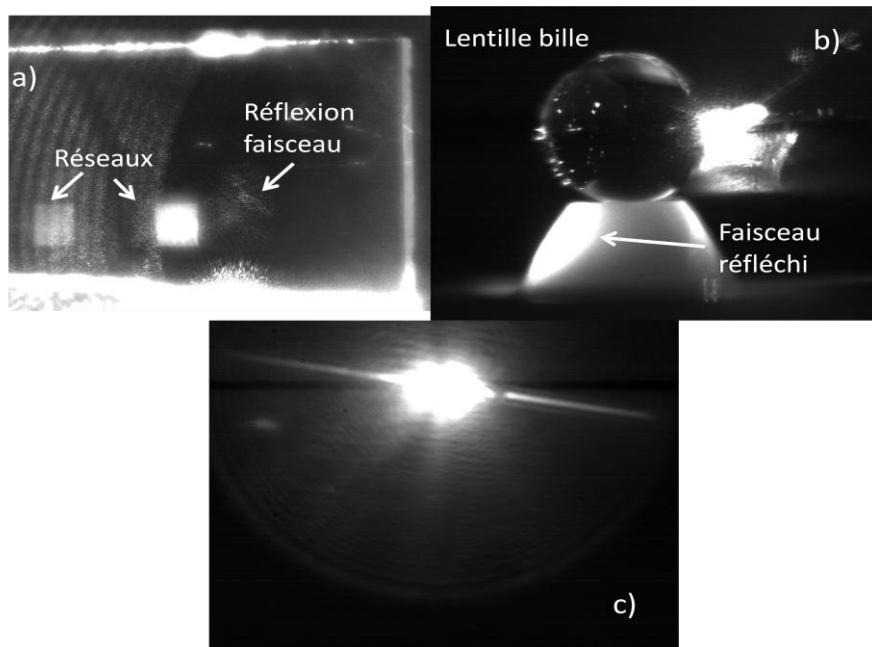


Figure 4-4 : a) : Image obtenue par la caméra 1. Observation de la position des réseaux (carrés lumineux) et de la réflexion du faisceau incident. b) : Image obtenue par la caméra 2. Observation du faisceau réfléchi. c) : Image obtenue par la caméra 3. Observation directe du point d'émission sur la facette du laser.

#### e. Protocole de réglage

Un protocole de réglage a été établi. Celui-ci permet de retrouver de manière assez reproductible l'effet de stabilisation par le réseau. Il comporte plusieurs étapes :

- Réglage approximatif de la trajectoire du faisceau: Comme le montre le schéma en Figure 4-5, la diode laser doit se trouver proche de l'axe optique de la lentille afin que le faisceau émis par la diode soit entièrement collecté par la lentille et afin de pouvoir réinjecter efficacement dans la diode avec le réseau résonant placé en incidence normale.

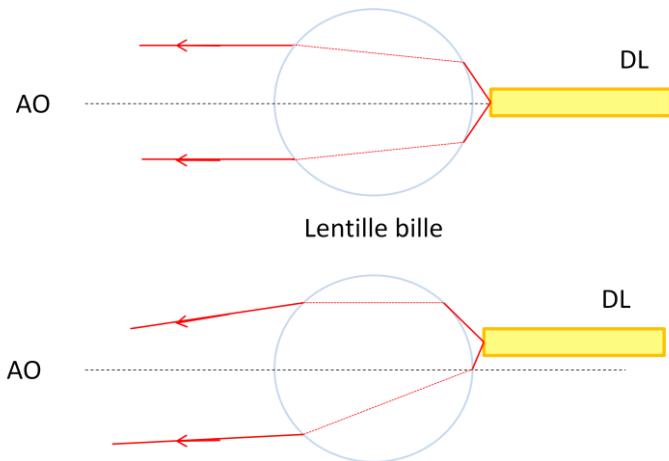


Figure 4-5 : Schéma de la collimation du faisceau à l'aide d'une lentille bille dans les cas où la diode laser (DL) se situe ou non sur l'axe optique (AO) de la lentille.

Un premier réglage approximatif sur la position horizontale et verticale de la diode par rapport à la lentille boule est effectué. On vérifie ainsi qu'au niveau de la lentille de couplage dans la fibre optique, le faisceau est à la même hauteur que celle de la diode laser. On fait de même pour la position latérale du laser grâce à la loupe binoculaire et aux parties du montage qui sont sur cet axe optique. Une fois le centrage effectué, nous pouvons ensuite vérifier que la diode laser est située au foyer de la lentille à l'aide de la caméra 3.

- Optimisation du couplage dans la fibre : Pour mesurer le spectre optique, nous utilisons un analyseur de spectre optique (OSA) dont la résolution atteint 50 pm. Pour transmettre le signal à l'OSA, il est nécessaire de coupler le faisceau dans une fibre optique qui sera ensuite branchée à l'analyseur. Pour cela, on utilise une lentille pour focaliser le faisceau sur l'entrée de la fibre optique. Ce travail demandant beaucoup de précision, le support permettant de brancher la fibre optique est placé sur un autre bloc de réglage très fin similaire à celui utilisé pour le support de la diode. La lentille de focalisation est également installée sur un système réglable (vertical et horizontal). Il est donc possible de positionner la lentille de telle sorte que l'ensemble du faisceau soit collecté et ensuite d'ajuster la fibre optique parfaitement au point focal de la lentille.

- Réglage du réseau : Le réseau doit être placé sur la trajectoire du faisceau et en incidence normale. Nous pouvons d'abord le positionner grossièrement à l'aide des caméras 1 et 2. A l'aide de la caméra 1, on règle les positions verticale et horizontale (Figure 4-7.a.) et avec la caméra 2, on règle l'inclinaison du réseau autour d'un axe vertical et horizontal en observant le faisceau réfléchi par l'échantillon sur la lentille (Figure 4-7.b.). Pour effectuer ce réglage, nous devons disposer de réglages selon deux axes de translation et deux axes de rotation (Figure 4-6). Le réglage plus fin se fait ensuite à l'aide de l'OSA. Avec un courant injecté inférieur au seuil, nous pouvons visualiser sur l'OSA la transmission du réseau (Figure 4-7.c.). Le réglage est optimal quand la transmission est minimale. Nous pouvons également utiliser le fait que la longueur d'onde de centrage du réseau passe par un

maximum quand l'angle d'inclinaison varie autour de l'axe parallèle aux lignes du réseau. La position du maximum correspond à l'incidence normale selon cet axe.

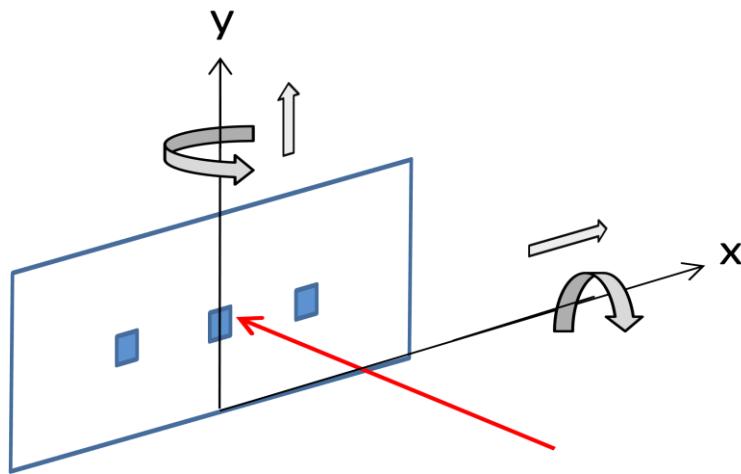


Figure 4-6 : Schéma du réseau et des degrés de liberté disponibles pour régler la position du réseau. Les carrés bleus représentent les réseaux gravés sur l'échantillon

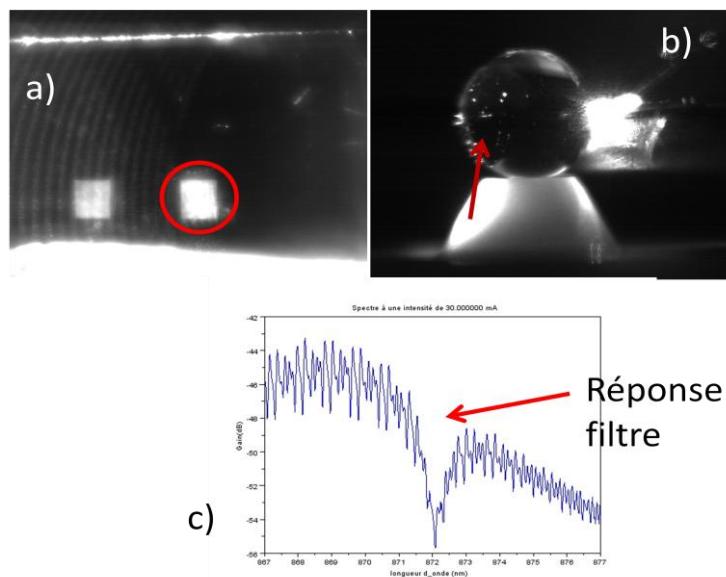


Figure 4-7 : a) : Réglage de la position du réseau par la caméra 1 : faisceau sur réseau (cercle rouge). b) : Réglage de l'inclinaison réseau par la caméra 2 : il faut faire remonter le faisceau réfléchi dans sur la bille (flèche rouge). c) : Spectre obtenu à l'OSA pour un courant injecté sous le seuil lorsque le réseau est correctement réglé.

- Réglage final : Le réglage final se fait à l'aide de la caméra 1. On se place juste en dessous du seuil. En essayant d'améliorer la luminosité du faisceau, on observe que ce dernier devient soudainement très lumineux (Figure 4-8.a.). Sur le spectre mesuré, un pic laser assez fin est apparu à une longueur d'onde très proche de celle du réseau (Figure 4-8.b.). Ce protocole a été appliqué pour obtenir les résultats présentés par la suite.

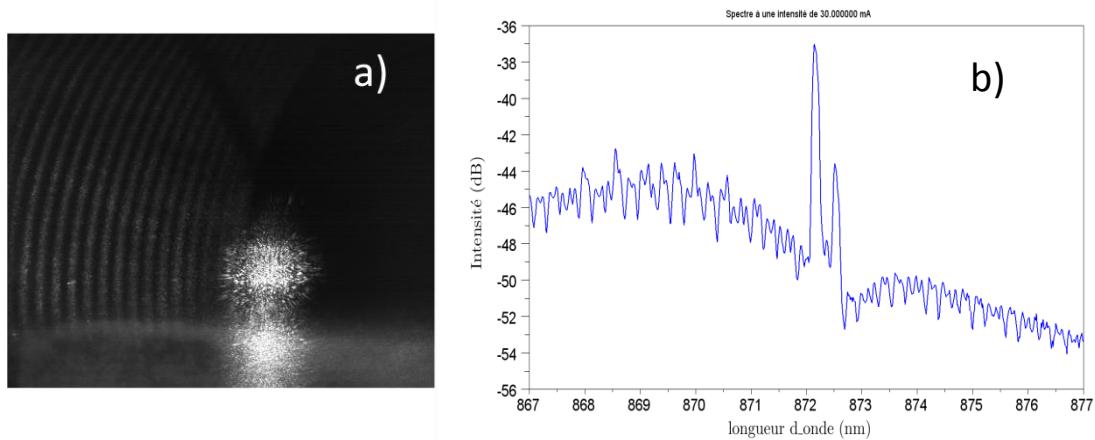


Figure 4-8 : a) : Observation du faisceau quand l'effet laser apparaît. b) : Spectre mesuré juste au-dessus du seuil quand le réglage est achevé

## 4.2.2 Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux montrés dans cette partie ont été obtenus avec les deux types de diodes laser décrites dans la partie précédente : des diodes laser Fabry-Pérot fabriquées au LAAS émettant à 870 nm et des diodes laser Thalès émettant à 850 nm. L'effet de stabilisation a principalement été observé sur les spectres optiques. Des mesures complémentaires de RIN ont néanmoins été effectuées afin de déterminer plus précisément la qualité de la stabilisation.

### a. Spectres en intensité

Nous avons tout d'abord utilisé les diodes laser fabriquées au LAAS car celles-ci demandent moins de précautions d'utilisation et nous disposons de plusieurs barrettes. Après avoir dans un premier temps testé la réinjection avec la lentille boule de diamètre 5 mm sans succès, nous avons utilisé la lentille de 3 mm avec un meilleur résultat, conformément aux calculs de taille de faisceau présentés dans le Tableau 4-1. Le réseau résonant présente une longueur d'onde de centrage de 872 nm, une réflectivité maximale de 80% et une largeur spectrale de 0.95 nm. La longueur de la cavité externe est estimée à 2 cm pour cette mesure. La longueur minimale sur ce montage est de 1.2 cm, cette limite est liée à l'encombrement du support de la lentille boule et à celui du réseau résonant. Elle pourrait donc être encore réduite en modifiant les supports de la lentille et du réseau. En suivant les étapes du protocole de réglage, nous observons sur le spectre optique un effet de stabilisation lié à la réinjection du réseau. Pour démontrer l'influence du réseau sur une large gamme de courant, le spectre est tracé sous forme de cartographie en fonction du courant à l'aide d'un programme de commande développé sous Visual Basic.

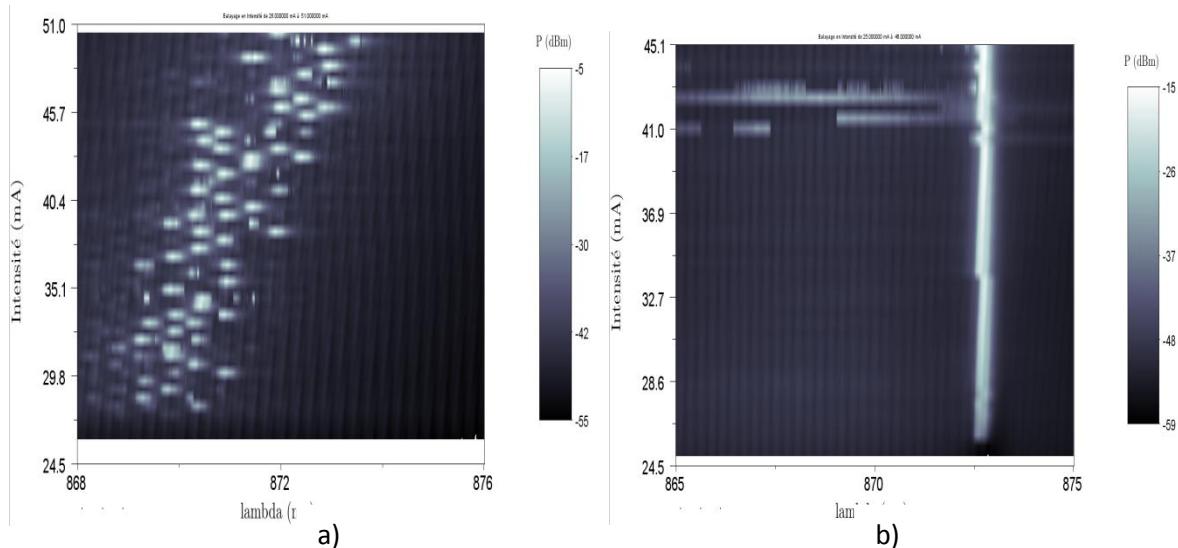


Figure 4-9 : Cartographie du spectre optique d'une source laser fabriquée au LAAS en fonction du courant injecté dans deux situations : a) : sans réinjection et b) : avec réinjection du réseau résonant

Le spectre de la source seule est multimode, et l'échauffement du composant quand le courant injecté augmente fait varier la longueur d'onde entre 868 nm et 873 nm (Figure 4-9 a). Le spectre stabilisé montre un verrouillage de la diode sur le mode du réseau avec un comportement monomode sur une plage d'environ 15 mA (Figure 4-9 b). Le SMSR est compris entre 20 et 30 dB. Les franges observées en dehors du pic laser correspondent aux modes Fabry-Pérot de la diode. Pour une diode de longueur 400  $\mu$ m et d'indice 3.8, l'ISL calculé vaut 0.25 nm, ce qui correspond à l'écart entre deux franges. La cavité laser est donc dominante par rapport à la cavité externe. L'ISL de la cavité externe est à une valeur bien inférieure (0.02 nm pour une cavité de 2 cm) et il ne peut être résolu avec l'OSA. La réinjection du réseau permet aussi une réduction du seuil de 28 mA à 25.6mA, soit une réduction de 8%. Ce type de courbes a pu être répété sur plusieurs diodes différentes, cependant la prise de contact de la pointe est effectuée directement sur la diode, ce qui est problématique. Ceci induit des variations sur la tension de la diode et un manque de reproductibilité des mesures. C'est pourquoi nous avons aussi utilisé des diodes Thalès permettant d'injecter le courant dans la diode de manière plus fiable. Ces diodes ont une longueur de 600  $\mu$ m et une émission à 850 nm. Nous changeons donc aussi de réseau résonant. Le réseau possède des caractéristiques similaires au précédent, seul le pas est modifié pour obtenir une longueur d'onde centrale à 852 nm. Le même effet de stabilisation est mesuré sur le spectre (Figure 4-10 b). Le seuil est réduit de 27 mA à 22.5 mA (réduction de 16%). Le spectre est monomode avec un SMSR compris entre 30 dB et 40 dB (Figure 4-11). Ces caractéristiques sont légèrement améliorées par rapport au cas précédent. Plusieurs hypothèses peuvent être émises : une meilleure réflectivité du réseau, ou des caractéristiques du laser différentes (gain, facteur de Henry) et plus favorables à la réinjection.

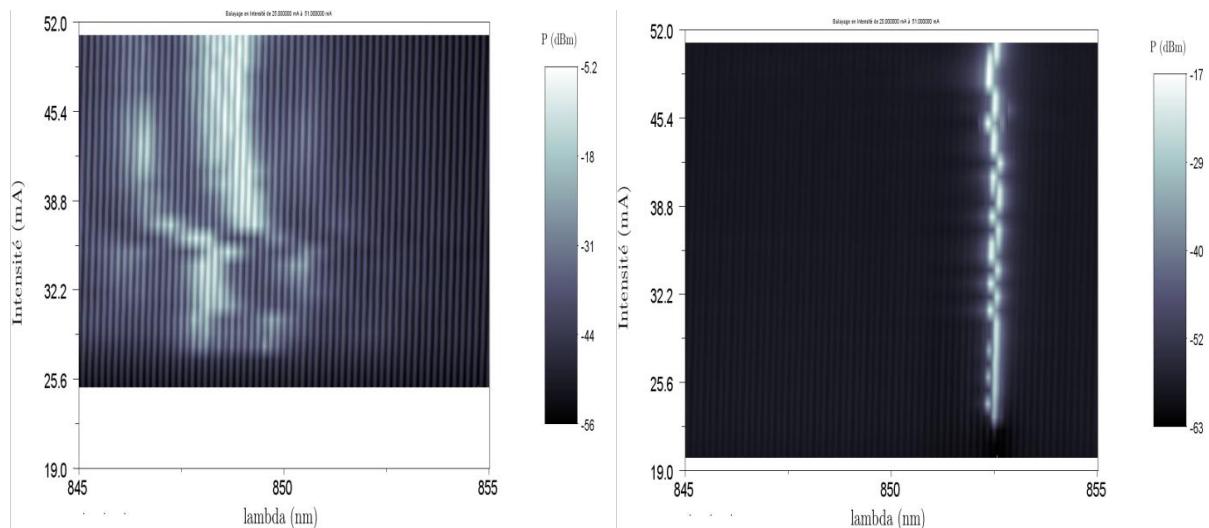


Figure 4-10 : Cartographies du spectre optique d'une source laser Thalès en fonction du courant injecté dans deux situations : a) : sans réinjection et b) : avec réinjection du réseau résonant

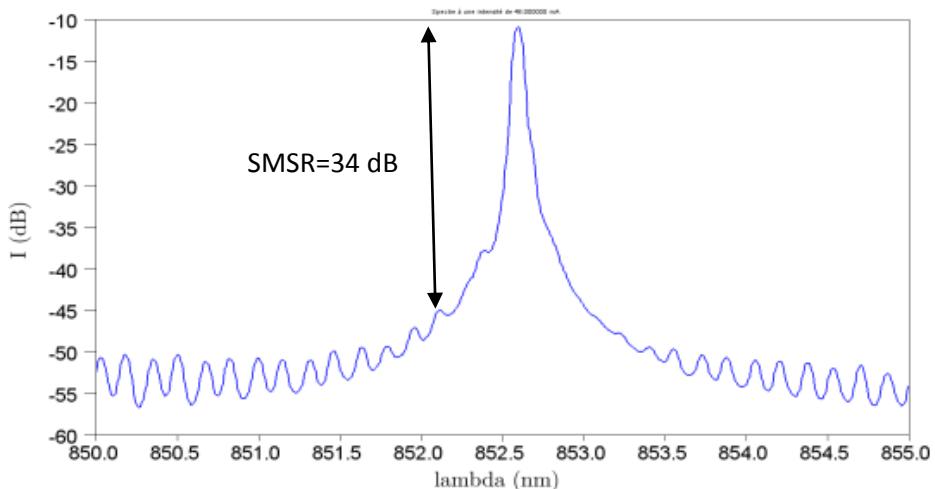


Figure 4-11 : Spectre optique mesuré à l'OSA de la diode stabilisée par le réseau résonant à un courant de 48 mA avec une cavité externe de 2 cm

### b. Sensibilité aux vibrations et sauts de mode

Bien que l'effet de stabilisation du réseau soit démontré, nous observons la présence de sauts de mode sur les cartographies du spectre. Ceux-ci pourraient dans un premier temps être attribués à des vibrations résiduelles. Pour le vérifier, nous avons effectué des mesures de stabilité dans le temps sur 10 minutes. Nous observons qu'aux courants pour lesquels la diode est la plus stable, les sauts de mode sont peu fréquents (Figure 4-12). Nous en déduisons que les vibrations ne sont pas la principale cause des sauts de mode présents sur les cartographies en fonction du courant. Cela ne signifie pas que le système est peu sensible aux vibrations, mais qu'il est monté sur un marbre bien isolé des vibrations. Nous avons en effet constaté sur les premières mesures réalisées sur une table non isolée que les sauts de mode étaient beaucoup plus fréquents et aléatoires. Par la suite, le remontage de l'expérience sur le marbre a permis d'améliorer la stabilité.

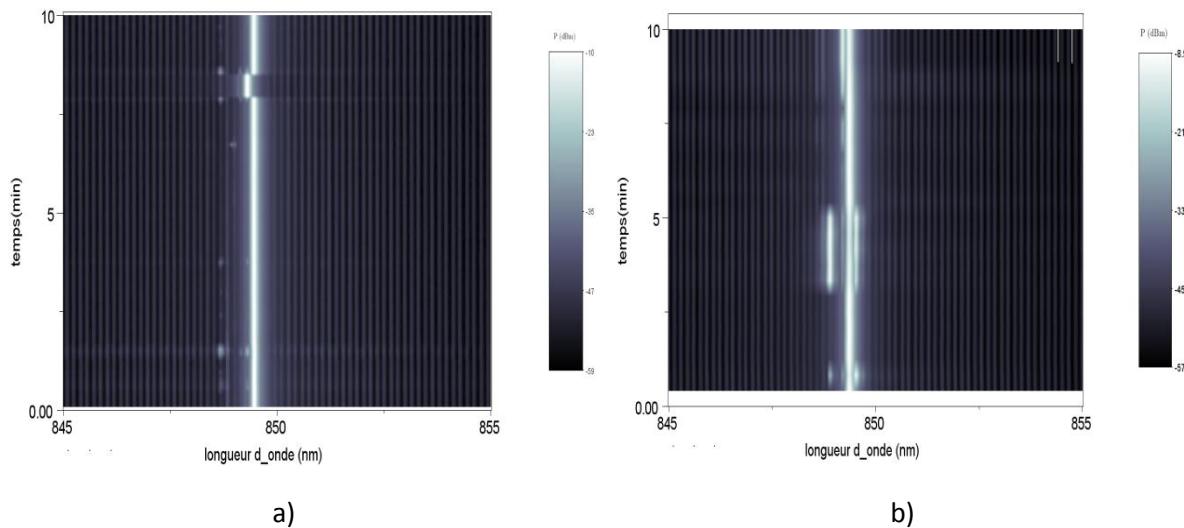


Figure 4-12 : Cartographies du spectre optique stabilisé par le réseau résonant en fonction du temps, à courant fixé, dans deux situations : a) :  $I=47.3$  mA et b) :  $I=53.4$  mA

L'origine des sauts de mode peut donc être la variation du courant injecté. Des mesures de spectres avec un intervalle en courant plus petit ont été effectuées pour confirmer cette hypothèse. Nous déduisons des cartographies de la Figure 4-13 que les sauts de mode sont principalement liés aux variations de courant, avec quelques sauts aléatoires dus aux vibrations. Les sauts de mode semblent suivre un cycle en courant assez régulier, avec un comportement parfois multimode au moment du saut. L'intervalle entre deux sauts de mode vaut  $0.15$  nm, ce qui correspond à l'ISL de la diode de  $600$   $\mu$ m. Cela prouve que l'émission laser se fait sur un mode longitudinal de la cavité laser et que celle-ci prédomine par rapport à la cavité externe. L'absence d'anti reflet sur la facette explique ce comportement.

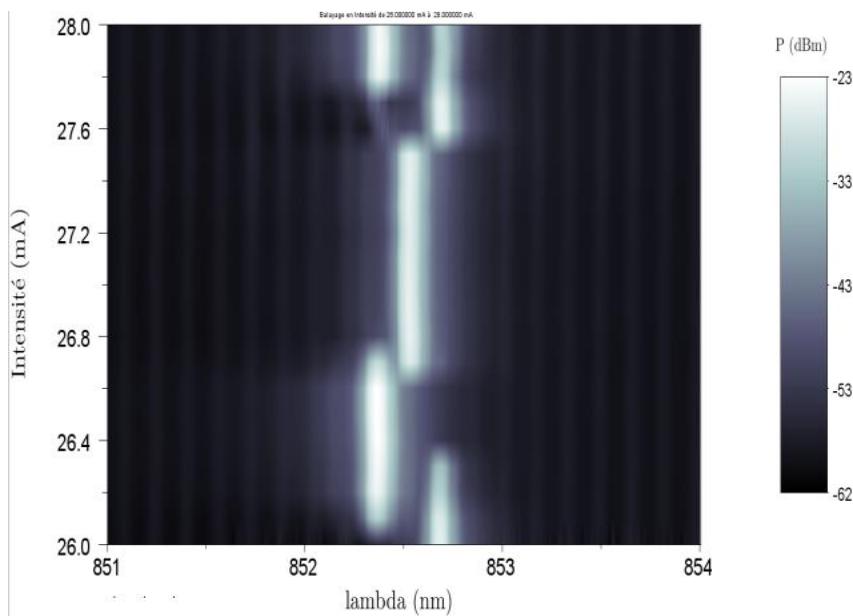


Figure 4-13 : cartographies du spectre optique avec un span en courant plus petit entre  $26$  mA et  $28.3$  mA avec  $\Delta I=0.1$  mA

Nous retrouvons aussi des cycles en courant sur la caractéristique  $P(I)$  de la diode (Figure 4-14). La comparaison entre les courbes  $P(I)$  de la diode laser seule et de la diode stabilisée montre une réduction du seuil et l'apparition d'oscillations dont l'amplitude augmente avec le courant. Des caractéristiques similaires ont été rapportées dans [66] pour des conditions expérimentales très proches (laser GaAs/AlGaAs sans traitement anti reflet, cavité externe de 2.4 cm). Ce comportement est attribué à la dynamique du laser dans le régime de Low Frequency Fluctuation que l'on retrouve pour des taux de réinjection modérés. Un pic apparaît à une fréquence qui dépend de la fréquence de relaxation du laser et du taux de réinjection. Les phénomènes complexes de ce régime peuvent faire varier l'intensité et la longueur d'onde du mode d'émission.

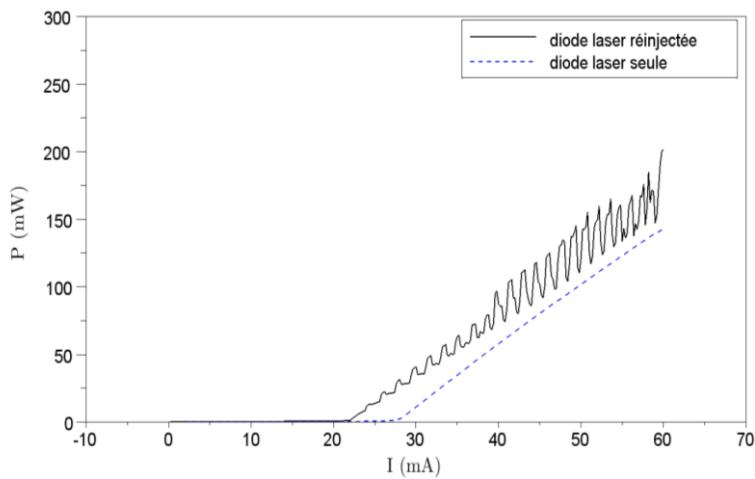


Figure 4-14 : Courbe de la puissance émise en fonction du courant injecté de la diode laser seule (en bleu pointillée) et sous réinjection du réseau résonant (en noir continu)

### c. Influence de la température

La température de la diode laser est fixée par un élément Peltier. Ce paramètre joue un rôle important car il détermine la position de la courbe de gain. Les courbes de gain se déplacent vers les grandes longueurs d'onde quand la température augmente (Figure 4-15). La variation de la position du pic laser est de l'ordre de 0.4 nm/°C pour ce type de laser.

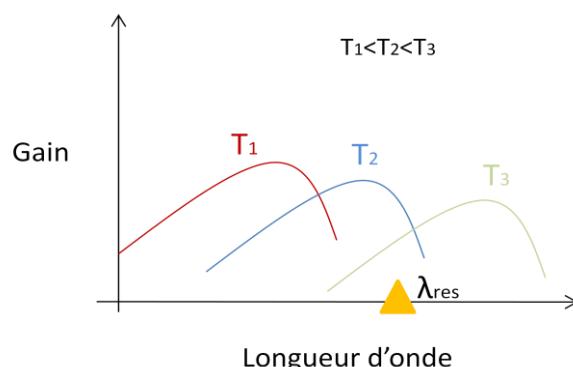


Figure 4-15 : évolution des courbes de gain en fonction de la longueur d'onde.  $\lambda_{\text{res}}$  indique la position de la résonance du réseau résonant

Le verrouillage du mode a été étudié en fonction du detuning entre la longueur d'onde du pic de gain et la longueur d'onde du réseau résonant (Figure 4-16). Un detuning positif (longueur d'onde d'émission supérieure au gain maximal, situation à 25°C) n'est pas favorable à l'obtention d'une réinjection optique stable. Nous observons des sauts de mode entre la longueur d'onde du réseau et la longueur d'émission naturelle de la diode. Le detuning est trop important dans ce cas pour que le comportement spectral de la diode soit dicté par le réseau. A partir de 30°C et jusqu'à 40°C, la diode laser se verrouille sur la longueur d'onde du réseau sur des plages de courant supérieures à 10 mA. Nous n'avons pas fait de mesure à plus haute température pour ne pas risquer d'endommager la diode et les instruments de mesure. Le detuning négatif est donc plus intéressant pour la stabilisation car il permet de maximiser le gain différentiel  $dG/dn$ .

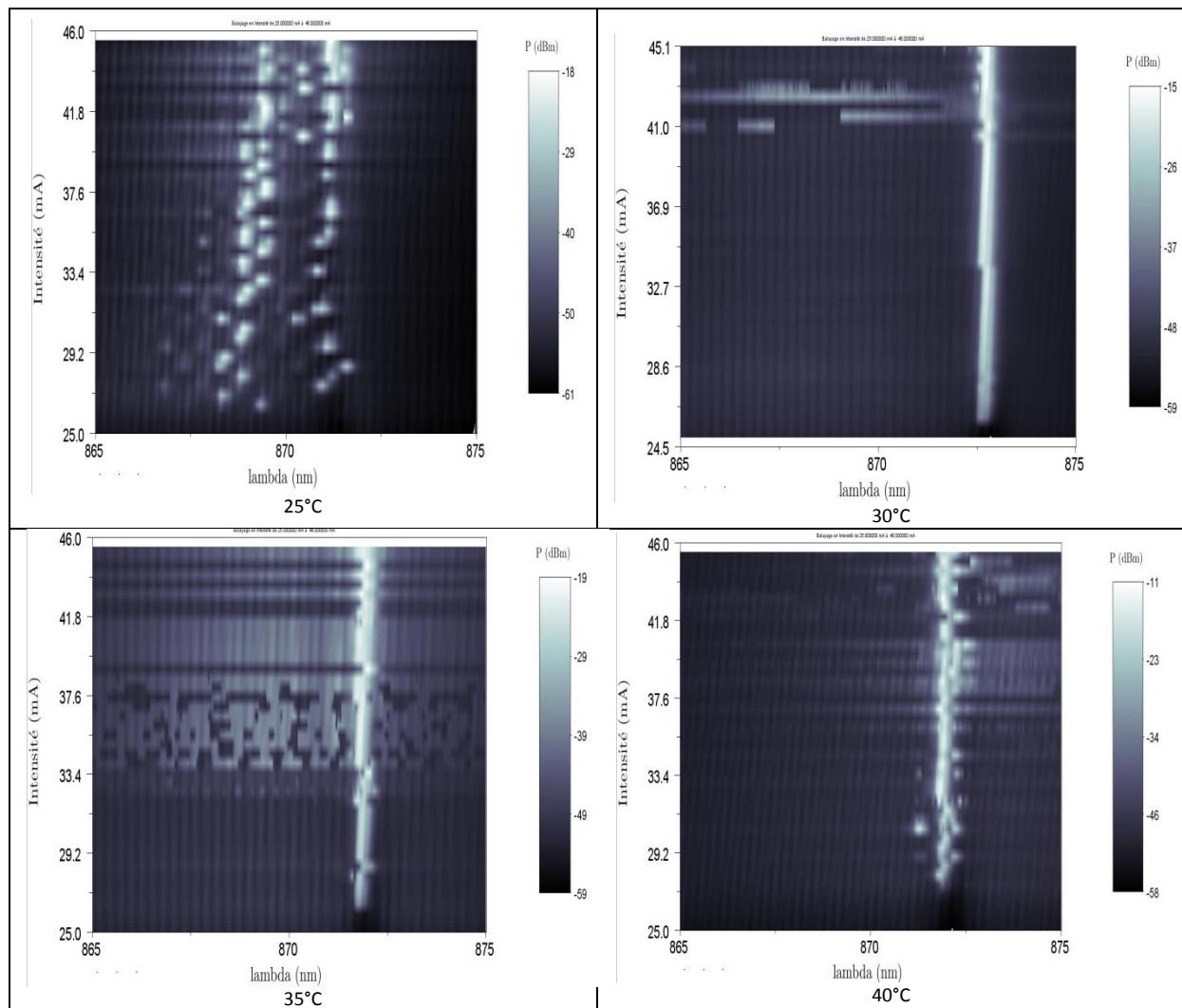


Figure 4-16 : cartographies du spectre en fonction du courant d'une diode laser Fabry-Pérot sous réinjection pour 4 températures différentes (25°C, 30°C, 35°C, 40°C)

#### d. Influence de la longueur de la cavité externe

La longueur de la cavité externe est un autre paramètre qui influe sur le spectre optique. Nous pouvons facilement changer cette longueur car l'échantillon est monté sur un support disposant d'une translation en z permettant de faire varier cette longueur sur quelques centimètres. D'après [68], les effets de réinjection prennent une forme plus simple quand  $l=m.l_d$ , où  $l$  est la longueur de la cavité externe,  $l_d$  est la longueur optique de la cavité laser et  $m$  est un entier. Quand  $l$  n'est pas proche d'un multiple entier de  $l_d$ , des sauts de mode apparaissent en fonction du désaccord entre les modes de la cavité externes et ceux de la cavité laser. Ce phénomène a été expliqué dans [68]. Quand le courant augmente, la température de la zone active augmente, et donc l'indice de réfraction également. Cela déplace les modes de la cavité de la diode vers les basses fréquences. Lorsque  $l=m.l_d$ , le désaccord va être identique pour les modes adjacents, et l'oscillation va être maintenue sur le mode de départ  $N+1$  et  $M'$  jusqu'à ce que le mode suivant  $M'-1$  et  $N+1$  soit en meilleur accord. En revanche, lorsque  $l$  n'est pas proche d'un multiple entier de  $l_d$ , si nous supposons qu'il y a accord entre les modes  $M$  et  $N$ , le glissement des fréquences vers le bas avec le courant va favoriser l'accord entre les modes  $M'$  et  $N+1$  et le laser va changer de mode, avec un saut quasiment égal à la séparation de deux modes de cavité laser.

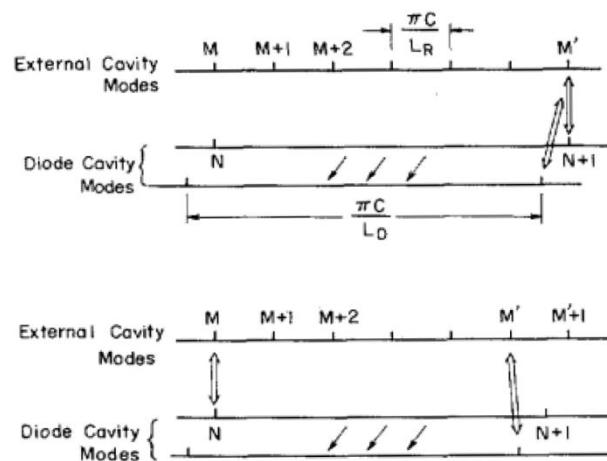


Figure 4-17 : d'après [68], relation entre les modes de cavité laser et les modes de cavité externe quand  $l=m.l_d$  (en haut) et quand  $l$  n'est pas proche d'un multiple entier de  $l_d$  (en bas). Les flèches représentent le glissement vers le bas de la position en fréquence des modes quand le courant augmente.

En faisant varier la longueur de la cavité externe, nous mesurons des cartographies pour lesquelles les sauts de mode sont quasiment supprimés (Figure 4-18 a). Nous en déduisons que nous nous trouvons dans une situation où  $l$  est proche d'un multiple entier de  $l_d$ . En effectuant une translation d'un millimètre par rapport à ce réglage, ce qui correspond à une situation de désaccord, nous observons des sauts de mode nombreux et un comportement multimode à certains courants pour une réduction du seuil semblable, et donc une puissance réinjectée semblable. Nous en déduisons que la stabilisation est optimale quand  $l=m.l_d$ , et que l'absence d'anti reflet introduit une compétition entre les modes de cavité laser et les modes de cavité externe. L'application d'un anti reflet permettrait de quasiment supprimer les modes de cavité interne et donc de simplifier le système.

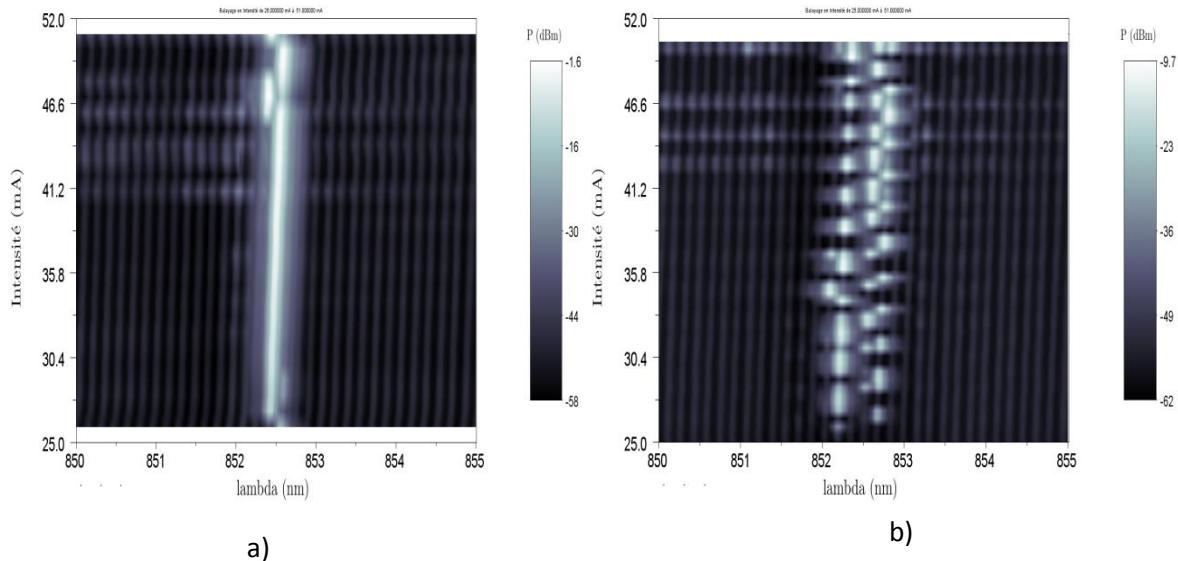


Figure 4-18 : Cartographies du spectre optique de la diode stabilisée à  $T=35^\circ\text{C}$  dans deux situations : a) : situation optimisée pour laquelle  $I=I_d$  et b) : situation de désaccord entre les deux cavités

Nous avons ensuite regardé le comportement du laser en régime de cavité longue. La stabilisation est en théorie de meilleure qualité quand la cavité est longue car la largeur de raie, dont le calcul est exposé dans [67], est proportionnelle à  $1/l^2$ . Pour une cavité de 9.5 cm, nous remarquons une réduction du seuil et une émission laser autour de la résonance du réseau résonant, mais nous notons que le comportement est multimode. Nous en déduisons que le régime de cavité courte est plus favorable dans cette situation que le régime de cavité longue. Ceci peut s'expliquer par un plus petit nombre de modes de cavité externe, ce qui simplifie la dynamique du système. Le réglage des angles du réseau est aussi plus délicat avec une cavité longue, ce qui peut expliquer en partie les moins bons résultats obtenus.

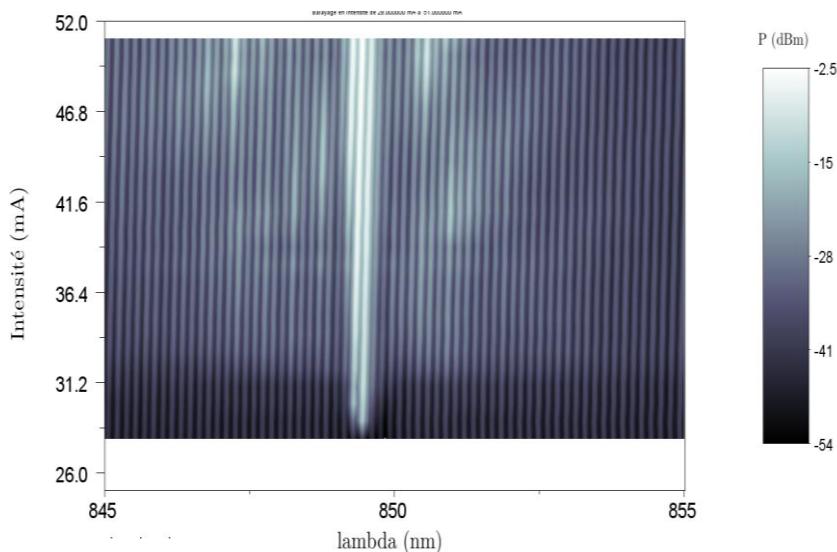


Figure 4-19 : cartographie du spectre optique d'une diode Thalès sous réinjection d'un réseau résonant pour une cavité externe de 9.5 cm et à  $T=35^\circ\text{C}$

### e. Mesures de RIN et mesures temporelles

Pour étudier plus précisément la qualité de la stabilisation, nous avons étudié le bruit de la diode laser, que l'on évalue par le RIN (Relative Intensity Noise). Le RIN est le bruit de puissance normalisé par la puissance moyenne sur une bande  $\Delta f$  de 1 Hz. Il est défini par :

$$RIN = \sqrt{\frac{\langle \Delta P^2 \rangle}{\langle P^2 \rangle \Delta f}}$$

Dans une diode laser, le bruit d'intensité provient principalement de l'émission spontanée. Nous mesurons le RIN de la diode avec une photodiode 8 GHz et un analyseur de spectre électrique Rhode&Schwarz de bande passante 40 GHz. Une interface développée sous Visual Basic permet d'acquérir les données en effectuant un certain nombre de moyennages. La température de la diode laser est fixée à 35°C afin de réduire l'écart entre le pic du laser et la longueur d'onde centrale du réseau résonant. Ces mesures de RIN ont été effectuées dans les conditions suivantes :

- Cavité externe de 2 cm
- diode laser Thalès de 600  $\mu\text{m}$  de longueur
- Réseau résonant de largeur spectrale 1 nm et réflectivité maximale de 80%

Nous observons que pour certains courants, le RIN est nettement réduit après réinjection (Figure 4-20). La courbe de RIN de la diode laser seule présente une bosse assez large autour de 1 GHz liée au bruit de partition. Cette bosse disparaît lorsque le réseau réinjecte dans la diode et le niveau est abaissé à  $-140 \text{ dB}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Cependant, cette réduction nette n'est observée que pour certains courants. Sur la Figure 4-21, nous avons représenté les différentes formes de courbes mesurées en fonction du courant. La première remarque est que des pics apparaissent à certaines fréquences et que leur position et leur nombre varient en fonction du courant. Des mesures similaires ont été rapportées dans [69], [70]. Les conditions expérimentales sont proches de celles que nous avons utilisées, avec une cavité externe variable entre 1.1 cm et 5 cm et une réduction du seuil de 11%. Des cycles sont observés sur le spectre RF en fonction du courant, avec l'apparition de pics ou de séries de pics. L'étude temporelle du signal a permis d'associer les pics à certaines formes d'impulsions temporelles. Le modèle théorique, basé sur les équations de Lang-Kobayashi, a permis de simuler ces impulsions et de comprendre la dynamique du système [69], [70].

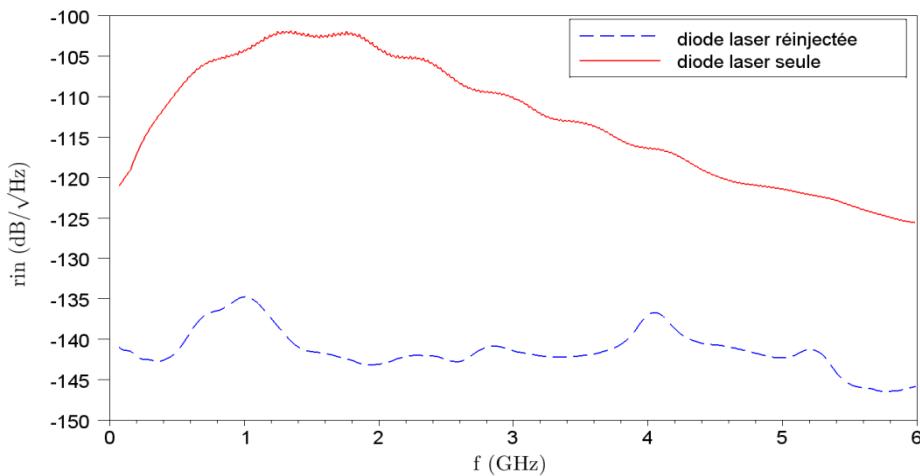


Figure 4-20 : Comparaison du RIN de la diode seule (en rouge) et de la diode réinjecté par le réseau résonant (en bleu) pour  $I=43.5$  mA et avec une cavité externe de 2 cm et une température de 35°C

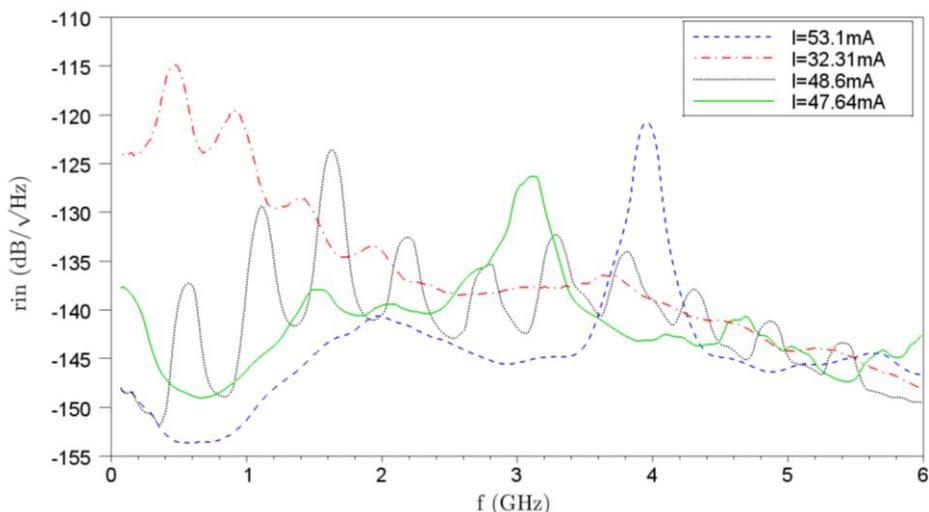


Figure 4-21 : Mesures de RIN effectuées sur une diode laser Thalès sous réinjection pour différents courants, avec une cavité externe de 2 cm et une température de 35°C

Pour vérifier que les pics mesurés sur le RIN correspondent à un comportement de type impulsionnel de la diode, nous avons pu effectuer des mesures temporelles du signal. Celles-ci sont réalisées avec la même photodiode que précédemment et avec un oscilloscope rapide LeCroy SDA 813ZI de bande passante 13 GHz. Les figures suivantes montrent les différentes formes temporelles mesurées en fonction du courant d'injection. Sur les Figure 4-22 à Figure 4-24, nous observons une chute du courant de photodiode correspondant à la ligne de base, suivie d'une ou plusieurs impulsions. Sur la Figure 4-25, le signal alterne entre trois formes : une forme sinusoïdale, une forme sinusoïdale modulée par une enveloppe plus lente, et une extinction suivie de plusieurs impulsions dont l'amplitude diminue avec le temps. La forme sinusoïdale montre que la diode tend à avoir un comportement auto-pulsant, mais celui-ci n'est pas stable et disparaît au profit d'autres formes de signal. Ces mesures temporelles confirment que la dynamique de la diode laser réinjectée est complexe dans ces conditions expérimentales. Nous retrouvons des phénomènes associés aux régimes de réinjection intermédiaires, situés sous le régime d'effondrement de la cohérence. Pour atteindre le régime V, l'utilisation d'une diode laser traitée anti reflet semble nécessaire.

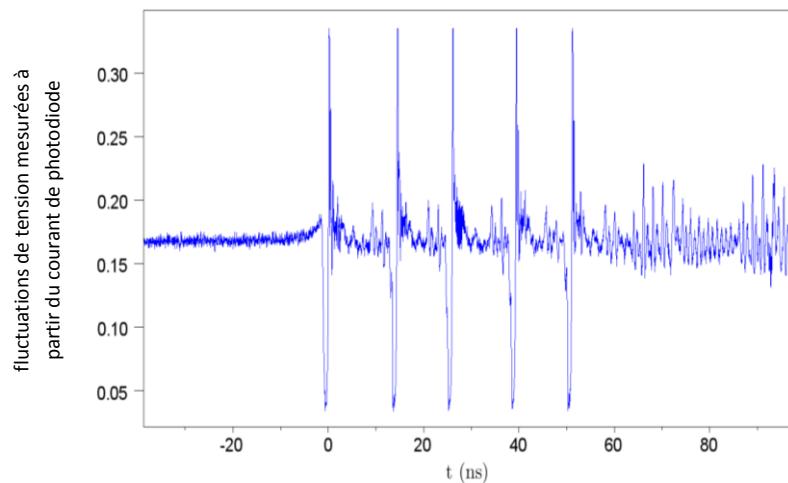


Figure 4-22 : Fluctuations temporelles de la tension mesurée à partir du courant de photodiode pour la diode réinjectée à un courant d'injection  $I=38.95$  mA

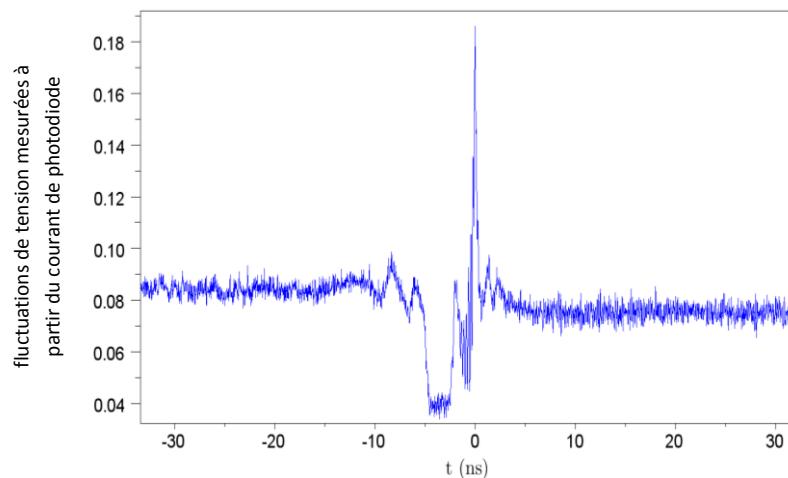


Figure 4-23 : Fluctuations temporelles de la tension mesurée à partir du courant de photodiode pour la diode réinjectée à un courant d'injection  $I=30.2$  mA

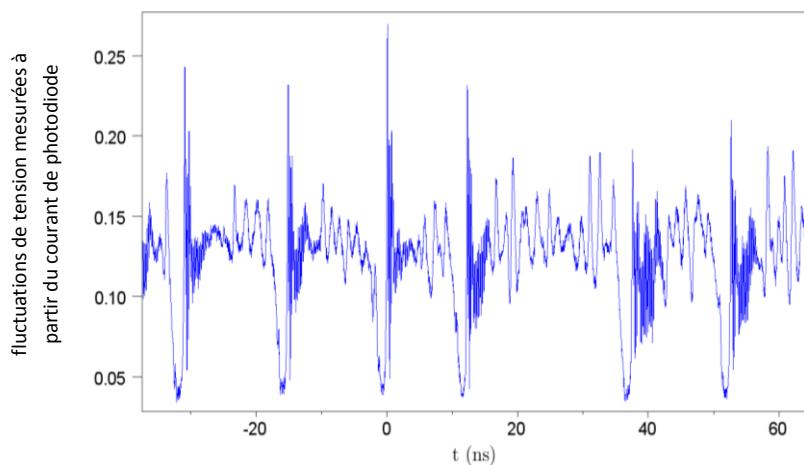


Figure 4-24 : Fluctuations temporelles de la tension mesurée à partir du courant de photodiode pour la diode réinjectée à un courant d'injection  $I=32.15$  mA

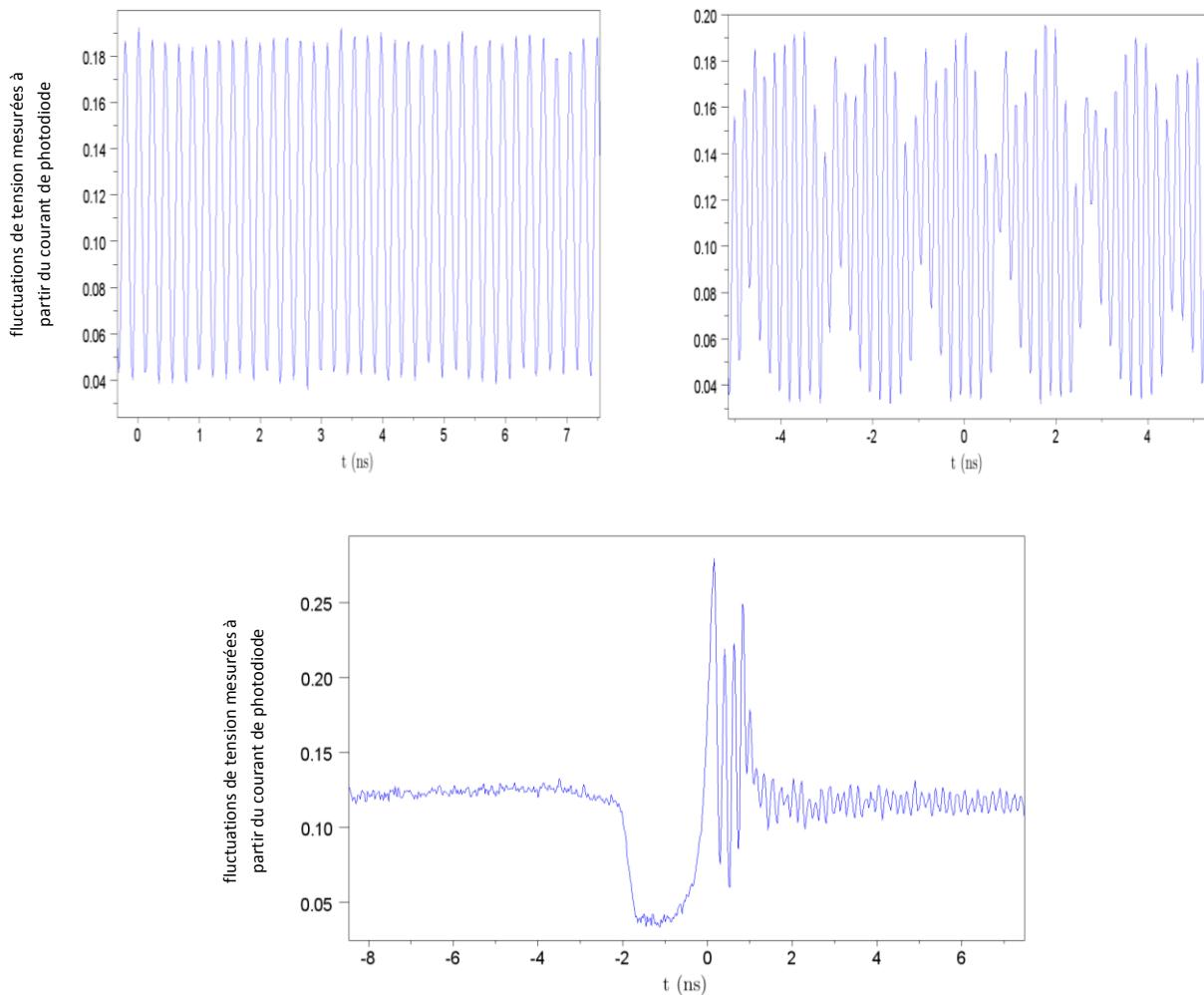


Figure 4-25 : Fluctuations temporelles de la tension mesurée à partir du courant de photodiode pour la diode réinjectée à un courant d'injection  $I=33.94$  mA : le signal est instable et passe aléatoirement d'une forme à une autre

### 4.2.3 Conclusion sur le montage Littrow

Un montage de réinjection optique dans une diode laser a été mis en place. Après avoir établi un protocole de réglage, nous avons pu observer l'effet de la réinjection du réseau résonant sur plusieurs diodes laser. Alors que le spectre de la diode laser sans réinjection est multimode, la diode stabilisée a un spectre d'émission monomode avec un SMSR supérieur à 30 dB et une longueur d'onde fixée par le réseau résonant sur environ 15 mA. De plus, le seuil de la diode est réduit d'environ 10%. Cependant, nous observons des oscillations dans la caractéristique de puissance en fonction du courant injecté et de sauts de mode. Nous avons montré que ces sauts de mode sont principalement liés aux variations de courant. Pour mieux caractériser la diode laser stabilisée, des mesures de RIN ont été effectuées. Celles-ci ont montré l'apparition de dynamiques complexes, confirmées par des mesures temporelles du signal. Ces phénomènes sortent du cadre de cette thèse et nous ne les avons pas approfondis. Ils révèlent néanmoins que le taux de réinjection est insuffisant pour que la diode laser atteigne le régime V. De plus, avec ce montage, l'alignement des éléments

doit être très minutieux. Dans la partie suivante, nous allons étudier le montage œil de chat qui permet un alignement plus facile des éléments et est moins sensible aux vibrations.

## 4.3 Résultats en montage œil de chat

### 4.3.1 Description du montage

Dans le chapitre 3, nous avons montré que les réseaux CRIGF disposaient d'une tolérance angulaire permettant la réalisation du montage œil de chat. Le montage a été mis en place, incluant quelques modifications par rapport au montage précédent. La première modification concerne la diode laser. Dans le montage précédent, nous avons utilisé une diode Fabry-Pérot non traitée et nous avons constaté que le signal dans le domaine temporel avait une allure chaotique. Pour le montage œil de chat, nous avons expérimenté des diodes laser Eagleyard dont une facette est traitée avec un anti reflet de très haute qualité (réflectivité résiduelle comprise entre  $3.10^{-4}$  et  $1.10^{-3}$ ). Ces diodes ont une longueur de 1.5 mm et émettent en polarisation TE. Leur usage est exclusivement destiné à une configuration en cavité externe : le spectre de la diode seule est une courbe d'émission spontanée de grande largeur, comprise entre 800 nm et 850 nm (Figure 4-26). La diode est fournie dans un boîtier TO, et nous ne pourrons pas approcher la diode à plus d'un millimètre de la lentille car la diode est située un millimètre en retrait de la face avant de la fenêtre du boîtier. Nous montons la diode dans un support Melles Griot équipé d'un élément Peltier pour la stabilisation en température.

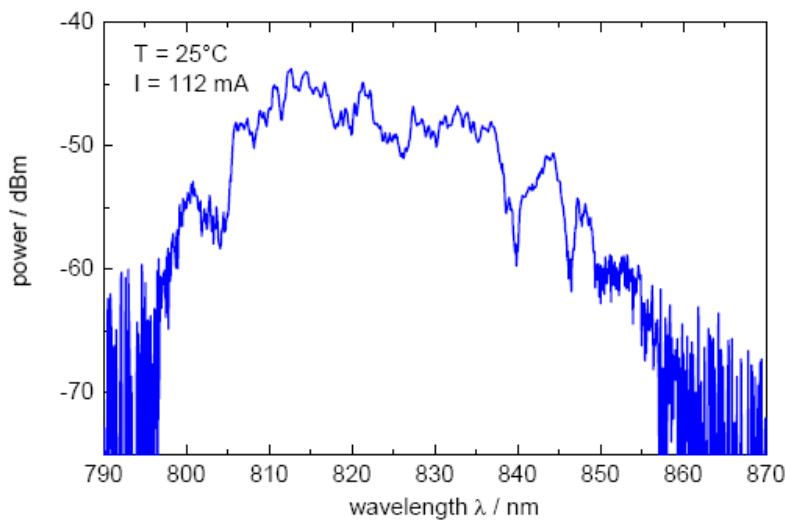


Figure 4-26 : spectre typique d'une diode laser Eagleyard sans réinjection externe d'après la documentation Eagleyard

Pour effectuer la relation objet-image entre la facette de la diode et le réseau CRIGF, nous utilisons la lentille boule de 5 mm de diamètre. Celle-ci a une focale plus importante que la lentille de 3 mm, ce

qui permet d'obtenir la relation objet-image et le grandissement voulu avec la diode un peu plus éloignée de la lentille. Le réseau est monté sur un support disposant de trois translations selon x, y et z. Enfin, pour visualiser le réseau et le faisceau et collecter le signal, nous gardons le système utilisé pour la caractérisation des CRIGF. Néanmoins, le dispositif d'observation est désormais monté sur un système à cage pour faciliter l'alignement. Nous envoyons ensuite avec une lame séparatrice le faisceau dans le monochromateur M1000 pour tracer les spectres, car le couplage dans la fibre n'a pas pu être réalisé, sans doute à cause d'un faisceau trop gros ou de forme inadaptée. Les spectres seront donc plus longs à obtenir, et la résolution théorique va dépendre de l'ouverture des fentes. Son expression vaut :

$$\Delta\lambda_{min} = \frac{a \cdot p}{f \cdot k}$$

où  $\Delta\lambda_{min}$  est la résolution minimale, a la largeur des fentes du monochromateur, f sa focale, p la période du réseau, et k est l'ordre de diffraction auquel le réseau opère. Le monochromateur a une focale de 1 m et est équipé d'un réseau de 1200 traits/mm fonctionnant au premier ordre de diffraction. Nous avons utilisé des fentes de 50  $\mu\text{m}$  pour ces mesures, ce qui donne une résolution de 41 pm. Cette valeur est à comparer avec l'ISL de la cavité. Comme la facette de la diode orientée vers le réseau est quasiment transparente, l'ISL va être déterminé par la cavité totale diode+cavité externe. La diode fait 1.5 mm de longueur et la cavité externe est d'environ 2 cm, ce qui donne un ISL de 14 pm. Nous ne pourrons donc pas résoudre les modes de la cavité.

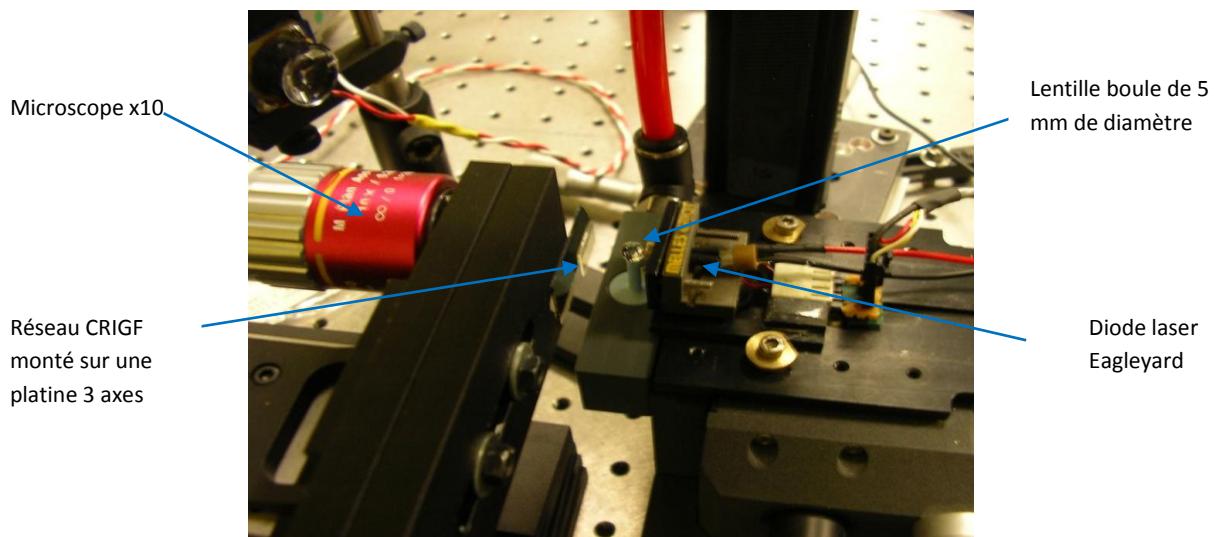


Figure 4-27 : photo des principaux éléments du montage œil de chat

### 4.3.2 Réglage du montage

Le réglage du montage s'effectue beaucoup plus simplement que dans le cas du montage Littrow. Le seul point délicat consiste à positionner le réseau dans le plan image de la lentille. Ce réglage s'effectue assez facilement avec le système d'observation. Nous jouons d'abord sur le positionnement en z du microscope x10 pour avoir l'image nette sur la caméra de la facette de la diode. Nous réglons ensuite la position des réseaux selon l'axe z de manière à voir les réseaux nets sur la caméra. La relation objet-image entre la facette de la diode et le réseau CRIGF est ainsi obtenue.

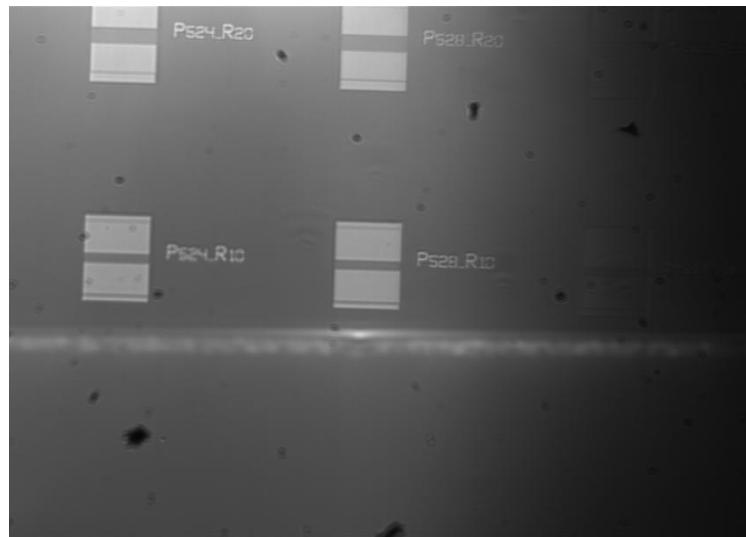


Figure 4-28 : photo prise à la caméra CCD des réseaux et de la facette de la diode après réglage. La partie lumineuse sous les réseaux correspond à l'image de la facette de la diode par la lentille boule de 5 mm.

Le réseau est monté sur une platine disposant uniquement de translations selon 3 axes : x, y et z. La tolérance de positionnement est faible seulement selon les axes x et y. La cavité en œil de chat permet de s'affranchir des réglages d'angles très minutieux du montage Littrow. Le réglage final est obtenu avec la caméra CCD. Nous augmentons lentement le courant d'injection, et lorsque le faisceau devient brusquement très lumineux, la source se met à produire une émission laser. Ce paragraphe démontre donc la simplification du procédé de réglage, due à la fois à la géométrie du montage œil de chat et à l'utilisation d'une diode traitée anti reflet. La géométrie œil de chat permet un réglage des angles simplement à l'œil, et la présence d'un anti reflet permet d'observer une influence du réseau même dans une situation où la réflectivité de celui-ci n'est pas optimisée.

### 4.3.3 Résultats expérimentaux

#### a. Spectres expérimentaux

Il reste maintenant à vérifier que l'effet laser observé à la caméra provient bien du réseau CRIGF. Comme expliqué précédemment, les spectres ont été tracés à l'aide du monochromateur M1000. Les CRIGF utilisés, issus de la plaque FBINE22, ont les caractéristiques suivantes : largeur de lignes  $D=100$  nm, profondeur de gravure  $h=140$  nm, déphasage  $\delta=1.05.a$ , DBR de 200 périodes, période de 528 nm

ou de 532 nm. La réflectivité maximale vaut 80% et la largeur spectrale est de 2.8 nm. Pour vérifier que le réseau CRIGF est à l'origine de l'émission laser, nous avons tracé simultanément le spectre de réflexion du réseau CRIGF utilisé et le spectre d'émission de la diode laser (Figure 4-29). Le premier résultat est que la longueur d'onde d'émission de la diode se situe bien dans l'enveloppe du spectre du CRIGF. Nous observons un comportement multimode. Ceci s'explique par la largeur spectrale élevée des CRIGF utilisés, qui vaut 2.8 nm. Ces largeurs élevées ont été expliquées dans le chapitre 3 par une profondeur de gravure trop importante. Elles dépassent les critères fixés par les cartographies du chapitre 2 (Figure 2-10). Ces spectres expérimentaux sont donc conformes à ce qu'on pouvait attendre d'après les simulations matricielles.

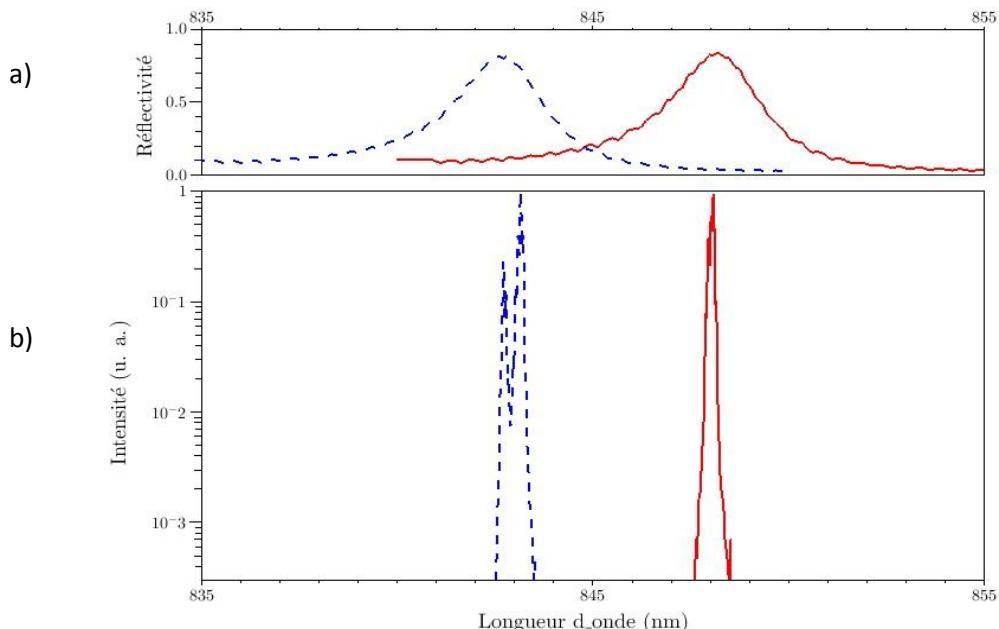


Figure 4-29 : a) Spectre des deux réseaux résonants CRIGF utilisés (réseaux de 21 périodes) et b) spectre de la diode Eagleyard réinjectée par ces deux réseaux à une température de 20°C et un courant injecté I=30 mA

Nous disposons sur la même plaque FBINE22 de filtres 2D CRIGF dont la largeur spectrale atteint 0.5 nm et la réflectivité maximale vaut 35%. Les réseaux CRIGF ont 41 périodes, une profondeur de gravure de 140 nm, un déphasage  $\delta=1.05$ , DBR de 200 périodes, périodes de 508 nm, 512 nm, 516 nm, 520 nm. Nous utilisons les réseaux 2D de 41 périodes car la taille du spot (waist de 12  $\mu$ m) est la plus adaptée pour ces réseaux. Nous observons sur la Figure 4-30 que les spectres sont verrouillés sur la longueur d'onde du réseau et sont monomodes dans ce cas. Nous estimons le SMSR à environ 30 dB. Nous avons pu accorder la diode sur quatre réseaux différents entre 830 nm et 850 nm. En dehors de cette plage, le gain dans la diode semble trop faible pour permettre une émission laser.

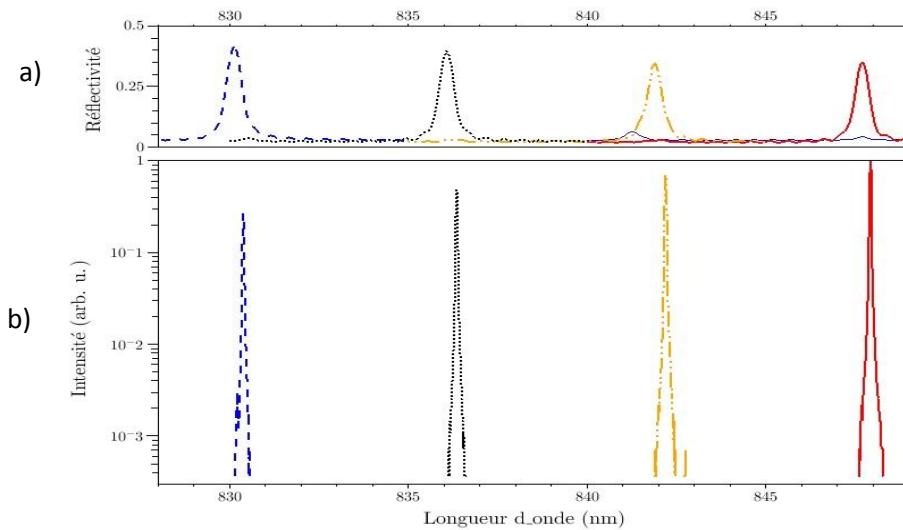


Figure 4-30 : a) : Spectres des réseaux résonants CRIGF utilisés (réseaux 2D de taille moyenne) et b) : spectres de la diode Eagleyard réinjectée par ces deux réseaux à une température de 20°C et un courant injecté I=30 mA

### b. Etude en fonction de la taille du spot

Ces premiers spectres ont été obtenus sans avoir optimisé la taille du spot. Or, nous avons montré dans le chapitre 3 (Figure 3-12) que la réflectivité d'un CRIGF dépendait de la taille du spot incident et que le waist à 1/e en amplitude devait être d'environ 0.5 fois la taille de la section réseau pour maximiser la réflectivité. Pour optimiser le réglage, nous avons étudié les variations du courant de seuil en fonction de la taille du spot normalisée. La taille du spot a été modifiée en faisant varier la position de la diode. Plus la diode est éloignée, plus l'image du mode est petite. Nous avons représenté sur la Figure 4-31 les courbes  $P(I)$  mesurées sur la diode stabilisée par le réseau CRIGF à une dimension de petite taille pour différentes valeurs du waist en intensité. Nous remarquons que les oscillations constatées dans la partie précédente ont disparu, ce qui tend à prouver que nous sommes dans un régime plus stable. Nous avons ensuite tracé l'évolution du courant de seuil en fonction du waist normalisé pour comparer avec la courbe de la réflectivité maximale du réseau en fonction du waist normalisé tracée dans le chapitre 3. La position du maximum de réflectivité doit correspondre à un minimum du courant de seuil. Nous observons sur la Figure 4-32 que la courbe passe bien par un minimum, mais que celui-ci est décalé à 0.8 fois le waist normalisé. Cet écart peut s'expliquer par une adaptation modale différente par rapport à la caractérisation. Le faisceau utilisé pour la caractérisation était en effet circulaire, alors que le faisceau de la diode Eagleyard est elliptique. Ce changement de forme peut peut-être expliquer l'écart observé. Cette étude a donc permis de déterminer la taille optimale de la cavité. Après couplage dans la fibre, nous avons pu tracer dans ces conditions une cartographie des spectres en fonction du courant injecté de la diode stabilisée par un réseau 1D, de réflectivité 30% et de largeur spectrale 0.4 nm (Figure 4-33). Ces caractéristiques du réseau sont favorables à une émission monomode d'après les cartographies du chapitre 2 (Figure 2-12). Nous observons que la longueur d onde du laser est centrée sur celle du réseau sur plus de 15 mA. Quelques légers sauts de modes sont présents. Leur origine pourrait être due à la présence de plusieurs modes de cavité dans le pic laser et qui ne peuvent être résolus à partir de notre montage. Une étude de la largeur de raie permettrait de le déterminer.

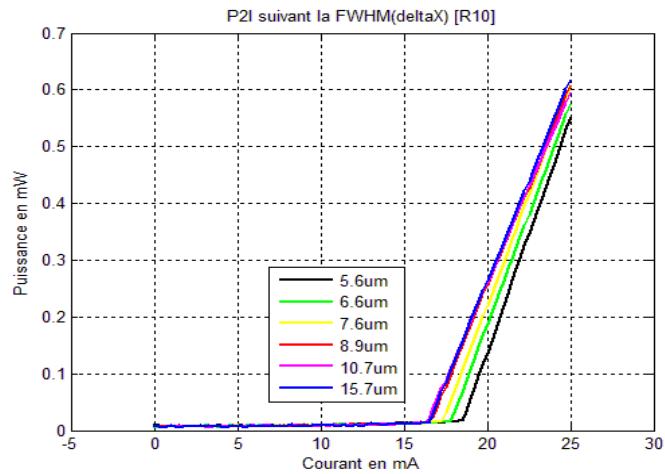


Figure 4-31 : courbes P(I) mesurées sur la diode stabilisée par le réseau CRIGF 1D de petite taille pour un waist en intensité du faisceau compris entre 5.6  $\mu\text{m}$  et 15.7  $\mu\text{m}$

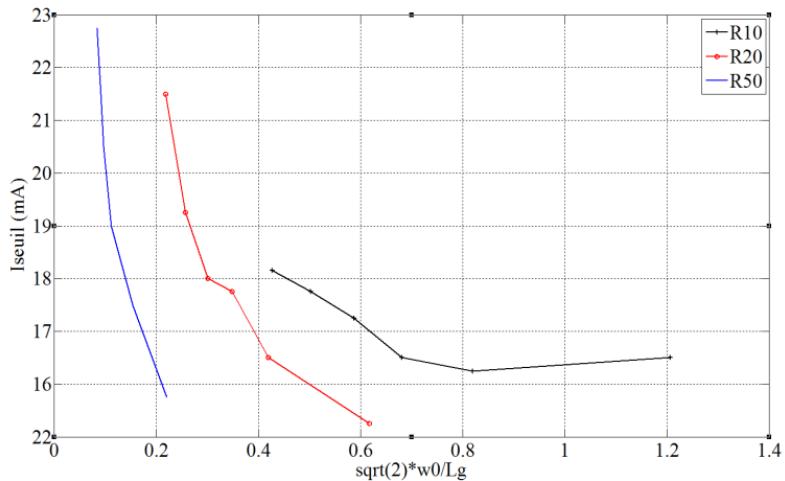


Figure 4-32 : Evolution du courant de seuil de la diode stabilisée en fonction du waist normalisé pour les trois tailles de réseaux

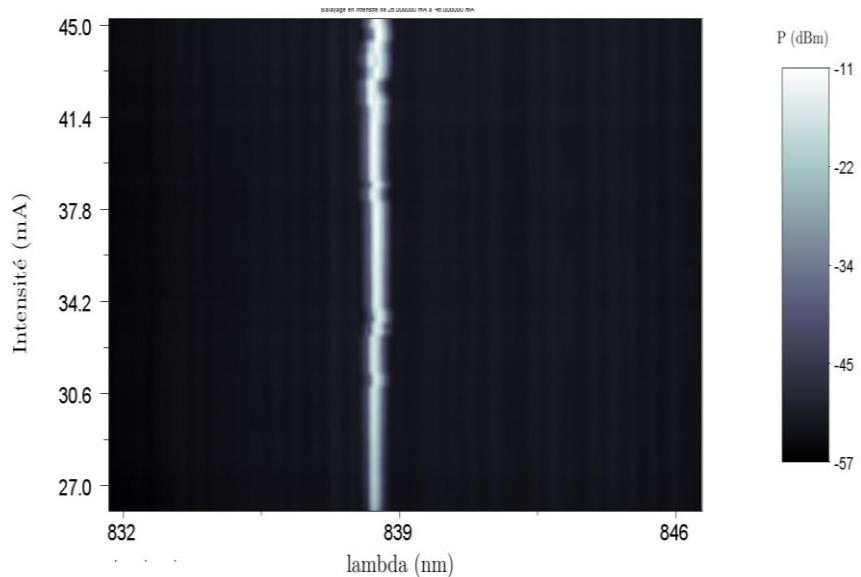


Figure 4-33 : Cartographie du spectre en fonction du courant injecté de la diode Eagleyard stabilisée par un réseau résonant 1D de petite taille et de réflectivité maximale 30%. La taille de la cavité a été optimisée pour minimiser le seuil.

### 4.3.3 Conclusion sur le montage œil de chat

Ces résultats ont permis de confirmer l'intérêt des réseaux CRIGF pour la stabilisation de diodes laser. Après un réglage très simplifié, nous avons observé une émission laser à une longueur d'onde fixée par le réseau CRIGF sur des diodes laser Eagleyard traitées anti reflet. Les premiers spectres obtenus avec des réseaux de largeur spectrale élevée sont multimodes. En utilisant des réseaux plus fins, le spectre est monomode et le SMSR est de l'ordre de 30 dB. Nous avons ensuite pu réduire le seuil à des valeurs inférieures à 17 mA en optimisant la taille du faisceau et observer une stabilisation sur une plage de courant supérieure à 15 mA.

## 4.4 Conclusion

Nous avons étudié la réalisation d'une diode laser à cavité étendue incluant un réseau résonant. Deux montages ont été mis en oeuvre: le montage Littrow utilisant des réseaux résonants de grande dimension, et le montage œil de chat utilisant les réseaux CRIGF.

En montage Littrow, après un réglage minutieux, la stabilisation de diodes laser Fabry-Pérot non traitées par un réseau résonant en cavité externe courte a été démontrée. Le spectre de la diode stabilisée est monomode avec un SMSR compris entre 30 et 40 dB. Ces résultats sont satisfaisants du point de vue des performances spectrales, cependant les mesures de RIN et les mesures temporelles ont révélé que la dynamique du laser était complexe et que nous n'avons pas atteint le régime V de forte réinjection favorable à l'obtention d'un système stabilisé. Le montage œil de chat a ensuite été mis en place avec de nouvelles diodes. Nous avons montré que l'alignement des éléments de la cavité était très simplifié et qu'un réseau CRIGF suffisamment fin pouvait créer une émission laser monomode à partir d'une diode Eagleyard traitée anti reflet. Nous avons pu accorder la diode sur quatre réseaux différents entre 830 nm et 850 nm.

Ces premières mesures ouvrent la voie à une étude plus approfondie de la diode stabilisée par un filtre CRIGF. Une mesure de largeur de raie permettrait de caractériser précisément la qualité de la stabilisation obtenue. Un raccourcissement de la cavité est aussi envisageable en ouvrant le boitier de la diode, ce qui permettrait de rapprocher la diode de la lentille. Enfin, l'accordabilité est une propriété souvent recherchée dans les applications pratiques. Celle-ci pourrait être obtenue en faisant varier la température du réseau.

# Conclusion

L'incorporation d'un élément filtrant dans une cavité externe est une technique très utilisée pour stabiliser l'émission d'une diode laser. L'objectif de cette thèse était d'étudier l'apport d'un nouveau type de filtre, le réseau résonant, afin d'évaluer ses potentialités par rapport aux filtres conventionnels. Le réseau résonant permet en particulier de réduire l'encombrement de ces montages et de raccourcir la longueur de la cavité externe pour obtenir une source stabilisée compacte, qui pourrait être intégrée dans un boîtier Butterfly.

L'analyse de l'état de l'art a montré la diversité des approches mises en œuvre pour stabiliser l'émission d'une diode laser au moyen d'une cavité externe. De manière générale, le régime de stabilisation est atteint pour un fort taux de réinjection, accessible quand le laser est traité anti reflet. De plus, l'encombrement et la difficulté d'alignement rendent délicat le montage de la cavité externe et s'opposent au développement de sources compactes et miniatures. Le réseau résonant apparaît, par son ultra-sélectivité spectrale et sa structure planaire, comme une alternative prometteuse aux réflecteurs conventionnels, tout en simplifiant l'architecture de la cavité par rapport à l'incorporation d'un filtre Fabry-Pérot. Nous avons ainsi exploré les potentialités de filtres à réseau résonant dans une double perspective :

- établir les critères de conception auxquels doit répondre le filtre pour assurer une stabilisation spectrale de l'émission laser,
- dégager une architecture qui facilite le montage de la cavité, en autorisant en particulier un montage en œil de chat, plus adapté à une utilisation pratique de la source que le montage usuel de type Littrow.

Nous avons tout d'abord dégagé les paramètres pertinents de la cavité externe incorporant un réseau résonant à partir d'un modèle matriciel simple. Celui-ci a permis de définir une cavité équivalente, à partir de laquelle nous avons dégagé les conditions requises pour assurer une émission monomode. Nous avons montré que le paramètre le plus critique à optimiser était la largeur spectrale du réseau résonant, et que des largeurs inférieures au nanomètre devaient être atteintes.

Nous avons étudié plusieurs architectures de filtres à réseaux résonants, et pour chaque cas une étude complète a été menée en articulant les étapes de conception, fabrication et caractérisation. Ces travaux ont permis d'analyser et comparer des architectures à base de réseaux résonants infinis ou à base de structures plus complexes de type CRIGF dont le principe a été récemment introduit dans la littérature. La conception de réseaux résonants infinis a montré que des largeurs spectrales inférieures au nanomètre sont accessibles, mais que la tolérance angulaire est très faible, inférieure au degré. Une structure plus complexe à deux atomes par maille ne permet pas d'améliorer suffisamment ce dernier paramètre. Ces filtres ne sont donc compatibles qu'avec un montage de type Littrow. La nouvelle architecture de réseau résonant, qui consiste à encadrer le réseau résonant

par deux zones de déphasage et deux réflecteurs DBR, permet d'obtenir un mode localisé dans la section réseau, excitable par un faisceau gaussien de petite taille. Les simulations FDTD confirment l'intérêt de ces réseaux, avec des réflectivités théoriques de 80% pour un faisceau gaussien adapté et des largeurs spectrales inférieures au nanomètre.

Nous avons montré que la réalisation de ces différents filtres peut s'appuyer sur des procédés de fabrication de la microélectronique et avons détaillé les étapes technologiques de dépôt, lithographie électronique et gravure qui ont été développées et mises en œuvre pour cette étude. A partir de l'étude théorique, nous avons ainsi mis en évidence les exigences d'uniformité et de contrôle des paramètres technologiques, concernant notamment l'épaisseur des couches, la profondeur de gravure ou le dimensionnement des lignes de réseaux.

Nous avons développé une approche méthodologique à la fois pour caractériser les filtres et pour effectuer leur montage en cavité. Les filtres à réseaux résonants 1D ont montré des performances voisines de celles prédictes par l'étude de conception avec notamment une longueur d'onde de résonance correspondant à la valeur théorique et une largeur spectrale inférieure au nanomètre. Les caractérisations des réseaux résonants à deux atomes par maille ont révélé des performances décevantes, dues aux difficultés et aux inhomogénéités de fabrication. Les filtres de type CRIGF ont confirmé leur intérêt, car nous avons pu démontrer expérimentalement une grande tolérance angulaire de  $\pm 4.5^\circ$  associée à une largeur spectrale de 1.4 nm. La mise en place du montage œil de chat est ainsi rendue possible avec ce type de réseau. De plus, nous avons montré que la taille de ces réseaux peut être réduite à quelques dizaines de microns. Cette miniaturisation offre de nouveaux avantages : réduction du temps de fabrication, moindre sensibilité aux inhomogénéités de réalisation sur de grandes surfaces, possibilité d'intégrer plusieurs filtres sur un échantillon unique pour cibler différents longueurs d'émission,...

La stabilisation de diodes laser en montage Littrow a été mise en évidence avec des réseaux infinis. La diode stabilisée présente des performances satisfaisantes : l'émission est monomode avec un SMSR compris entre 30 dB et 40 dB. Cependant, le réglage est très minutieux et les mesures de RIN et les mesures temporelles montrent que l'absence d'antireflet ne nous permet pas d'atteindre le régime V de stabilisation. Pour le montage œil de chat, nous avons utilisé des diodes disposant d'un traitement anti reflet de haute qualité. Après un réglage très simplifié, une émission laser monomode avec un SMSR de 30 dB a été obtenue avec un pic laser centré sur la longueur d'onde du réseau CRIGF utilisé. Nous avons ainsi démontré l'intérêt de ces nouvelles architectures pour l'obtention de diodes laser stabilisées, compactes et peu sensibles aux vibrations.

Ces résultats ouvrent de nombreux axes d'étude. Tout d'abord, une analyse plus approfondie de la qualité de la stabilisation semble nécessaire. Une mesure de la largeur de raie permettrait de comparer les performances de notre cavité avec celles trouvées dans la littérature. Une étude du régime impulsif permettrait aussi de valider l'intérêt de l'utilisation d'une cavité courte pour ce type de fonctionnement. Enfin, pour répondre aux besoins de nombreuses applications, un axe de recherche concerterait l'accordabilité de la diode stabilisée. Plusieurs voies sont envisageables : variation de la température du filtre, indice du superstrat... Par ailleurs, les nouvelles architectures de

réseaux résonants CRIGF sont très prometteuses. La grande tolérance angulaire et la très petite taille de ces structures ouvrent de nouvelles perspectives tant pour la stabilisation de diodes laser que pour de nouveaux champs d'applications tels que la détection hyperspectrale.

# Références

- [1]. Tkach, R. and A. Chraplyvy (1986). "Regimes of feedback effects in 1.5  $\mu\text{m}$  distributed feedback lasers." *Lightwave Technology, Journal of* **4**(11): 1655-1661.
- [2]. Schunk, N. and K. Petermann (1988). "Numerical analysis of the feedback regimes for a single-mode semiconductor laser with external feedback." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **24**(7): 1242-1247.
- [3]. Lenstra, D., B. Verbeek, et al. (1985) "Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **21**(6): 674-679.
- [4]. Wyatt, R. and W. J. Devlin (1981). "10 kHz linewidth 1.5  $\mu\text{m}$  InGaAsP external cavity laser with 55 nm tuning range." *Electronics Letters* **19**(3): 110-112.
- [5]. Favre, F., D. le Guen, et al. (1986) "External-cavity semiconductor laser with 15 nm continuous tuning range." *Electronics Letters* **22**(15): 795-796.
- [6]. Erneux, T., A. Gavrielides, et al. (2002). "Stable microwave oscillations due to external-cavity-mode beating in laser diodes subject to optical feedback." *Physical Review A* **66**(3): 033809.
- [7]. Heil, T., I. Fischer, et al. (2001). "Dynamics of Semiconductor Lasers Subject to Delayed Optical Feedback: The Short Cavity Regime." *Physical Review Letters* **87**(24): 243901.
- [8]. Lang, R. and K. Kobayashi (1980). "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **16**(3): 347-355.
- [9]. Schunk, N. and K. Petermann (1989). "Stability analysis for laser diodes with short external cavities." *Photonics Technology Letters, IEEE* **1**(3): 49-51.
- [10]. Giuliani, G., Norgia, M., Donati S. and Bosch, T. (2002). "Laser diode self-mixing technique for sensing applications." *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* **6**(4): 283-294.
- [11]. Mirasso, C. R., P. Colet, et al. (1996) "Synchronization of chaotic semiconductor lasers: application to encoded communications." *Photonics Technology Letters, IEEE* **8**(2): 299-301.
- [12]. Harvey, K. C. and C. J. Myatt (1991). "External-cavity diode laser using a grazing-incidence diffraction grating." *Opt. Lett. Optics Letters* **16**(12): 910-912.
- [13]. Wandt, D., M. Laschek, et al. (1996). "External cavity laser diode with 40 nm continuous tuning range around 825 nm." *Optics Communications* **130**: 81-84.
- [14]. Bernacki, B. E., P. R. Hemmer, et al. (1988). "Alignment-insensitive technique for wideband tuning of an unmodified semiconductor laser." *Opt. Lett. Optics Letters* **13**(9): 725-727.
- [15]. Baillard, X., A. Gauguet, et al. (2006). "Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers." *Optics Communications* **266**(2): 609-613.
- [16]. Dahmani, B., L. Hollberg, et al. (1987). "Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback." *Opt. Lett. Optics Letters* **12**(11): 876-878.
- [17]. Bird, D. M., J. R. Armitage, et al. (1991). "Narrow line semiconductor laser using fibre grating." *Electronics Letters* **27**(13): 1115-1116.
- [18]. Sato, T., F. Yamamoto, et al. (2002) "An uncooled external cavity diode laser for coarse-WDM access network systems." *Photonics Technology Letters, IEEE* **14**(7): 1001-1003.
- [19]. Morton, P. A., V. Mizrahi, et al. (1994). "Stable single mode hybrid laser with high power and narrow linewidth." *Applied Physics Letters* **64**(20): 2634-2636.

- [20]. Ball, G. A. and W. W. Morey (1994). "Compression-tuned single-frequency Bragg grating fiber laser." *Opt. Lett. Optics Letters* **19**(23): 1979-1981.
- [21]. Block, S., E. Gamet, et al. (2005). "Semiconductor laser with external resonant grating mirror." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **41**(8): 1049-1053.
- [22]. Popov, E., L. Mashev, et al. (1986). "Theoretical Study of the Anomalies of Coated Dielectric Gratings." *Optica Acta: International Journal of Optics* **33**(5): 607-619.
- [23]. Katchalski, T., E. Teitelbaum, et al. (2004). "Towards ultranarrow bandwidth polymer-based resonant grating waveguide structures." *Applied Physics Letters* **84**(4): 472-474.
- [24]. Sharon, A., D. Rosenblatt, et al. (1996). "Narrow spectral bandwidths with grating waveguide structures." *Applied Physics Letters* **69**(27): 4154-4156.
- [25]. Chang, A. S. P., W. Wu, et al. (2001). A new two-dimensional subwavelength resonant grating filter fabricated by nanoimprint lithography. Lasers and Electro Optics Society, 2001. LEOS 2001. The 14th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society, 2001.
- [26]. Pigeon, F., O. Parriaux, et al. (2000) "Polarizing grating mirror for CW Nd:YAG microchip lasers." *Photonics Technology Letters, IEEE* **12**(6): 648-650.
- [27]. Hernandez, S., O. Gauthier-Lafaye, et al. (2008). "High performance bi-dimensional resonant grating filter at 850 nm under high oblique incidence of  $\sim 60^\circ$ ." *Applied Physics Letters* **92**(13): 131112-3.
- [28]. Fehrembach, A.-L., K. C. S. Yu, et al. (2011). "Tunable, polarization independent, narrow-band filtering with one-dimensional crossed resonant gratings." *Opt. Lett. Optics Letters* **36**(9): 1662-1664.
- [29]. Rosenblatt, D., A. Sharon, et al. (1997) "Resonant grating waveguide structures." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **33**(11): 2038-2059.
- [30]. Brundrett, D. L., E. N. Glytsis, et al. (1998). "Normal-incidence guided-mode resonant grating filters: design and experimental demonstration." *Opt. Lett. Optics Letters* **23**(9): 700-702.
- [31]. Cheong, B.-H., O. N. Prudnikov, et al. (2009). "High angular tolerant color filter using subwavelength grating." *Applied Physics Letters* **94**(21): 213104-3.
- [32]. Lemarchand, F., A. Sentenac, et al. (1998). "Increasing the angular tolerance of resonant grating filters with doubly periodic structures." *Opt. Lett. Optics Letters* **23**(15): 1149-1151.
- [33]. Fehrembach, A.-L., A. Talneau, et al. (2007). "Experimental demonstration of a narrowband, angular tolerant, polarization independent, doubly periodic resonant grating filter." *Opt. Lett. Optics Letters* **32**(15): 2269-2271.
- [34]. Fehrembach, A.-L., F. Lemarchand, et al. (2010) "High Q polarization independent Guided-Mode Resonance Filter with "doubly periodic" etched  $Ta_2O_5$  bidimensional grating" *Lightwave Technology, Journal of* **28**(14): 2037-2044.
- [35]. Bonnet, E., A. Cachard, et al. (2004). Scaling rules for the design of a narrow-band grating filter at the focus of a free-space beam. Photonic Crystal Materials and Nanostructures, Strasbourg, France, SPIE.
- [36]. Jacob, D. K., S. C. Dunn, et al. (2000). "Design considerations for narrow-band dielectric resonant grating reflection filters of finite length." *J. Opt. Soc. Am. A Journal of the Optical Society of America A* **17**(7): 1241-1249.
- [37]. Jacob, D. K., S. C. Dunn, et al. (2001). "Normally incident resonant grating reflection filters for efficient narrow-band spectral filtering of finite beams." *J. Opt. Soc. Am. A Journal of the Optical Society of America A* **18**(9): 2109-2120.
- [38]. I. D. Avrutski $\ddot{\text{i}}$ , G. A. Golubenko, V. A. Sychugov, and A. V. Tishchenko, *Sov. Tech. Phys. Lett.*, **11** (1985), 401
- [39]. I A Avrutski $\ddot{\text{i}}$ , G A Golubenko, V A Sychugov, A V Tishchenko, "Spectral and laser characteristics of a mirror with a corrugated waveguide on its surface", SOV J QUANTUM ELECTRON, 1986, **16** (8), 1063-1065.

- [40]. Chang, A. S. P., S. Bai, et al. (2002). A novel, simple and low-cost external cavity laser using subwavelength resonant grating filter. Lasers and Electro-Optics Society, 2002. LEOS 2002.
- [41]. Bai, S. and S. Y. Chou (2006). A Spectrum-narrowed, Wavelength and Temperature Stabilized Broad Area Laser Using a Subwavelength Resonant Grating Filter Feedback. Lasers and Electro-Optics Society, 2006. LEOS 2006. 19th Annual Meeting of the IEEE
- [42]. Avrutsky, I. and R. Rabady (2001). "Waveguide grating mirror for large-area semiconductor lasers." Opt. Lett. Optics Letters **26**(13): 989-991.
- [43]. Chang, A. S. P., H. Tan, et al. (2007). "Tunable External Cavity Laser With a Liquid Crystal Subwavelength Resonant Grating Filter as Wavelength-Selective Mirror." Photonics Technology Letters, IEEE **19**(14): 1099-1101.
- [44]. Lang, R. and K. Kobayashi (1980). "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties." Quantum Electronics, IEEE Journal of **16**(3): 347-355.
- [45]. Bjork, G. and O. Nilsson (1987). "A new exact and efficient numerical matrix theory of complicated laser structures: properties of asymmetric phase-shifted DFB lasers." Lightwave Technology, Journal of **5**(1): 140-146.
- [46]. Moharam, M. G., D. A. Pommet, et al. (1995). "Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach." J. Opt. Soc. Am. A Journal of the Optical Society of America A **12**(5): 1077-1086.
- [47]. Moharam, M. G., E. B. Grann, et al. (1995). "Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings." J. Opt. Soc. Am. A Journal of the Optical Society of America A **12**(5): 1068-1076.
- [48]. Lalanne, P. and G. M. Morris (1996). "Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization." J. Opt. Soc. Am. A Journal of the Optical Society of America A **13**(4): 779-784.
- [49]. <http://photonics.intec.ugent.be>
- [50]. N. Aberkane, « Conception et réalisation de lasers à semiconducteur monomodes émettant à 1,55µm pour les télécommunications optiques »
- [51]. O. Delléa, « Etude et réalisation d'une microsource laser stabilisée en fréquence », thèse effectuée au LAAS-CNRS, Toulouse : Université Paul Sabatier, 2000.
- [52]. O. Gilard, « Contribution à la modélisation de diodes laser à puits quantiques contraints pour télécommunications optiques », thèse effectuée au LAAS-CNRS, Toulouse : Université Paul Sabatier, 1999.
- [53]. Ura, S., J. Inoue, et al. (26). Proposal of small-aperture guided-mode resonance filter. Transparent Optical Networks (ICTON), 2011 13th International Conference on.
- [54]. Kintaka, K., T. Majima, et al. (2012). "Cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter for aperture miniaturization." Opt. Express Optics Express **20**(2): 1444-1449.
- [55]. Junichi Inoue, Tatsuya Majima, Koji Hatanaka, Kenji Kintaka, Kenzo Nishio, Yasuhiro Awatsuji and Shogo Ura (2012). "Aperture Miniaturization of Guided-Mode Resonance Filter by Cavity Resonator Integration." Appl. Phys. Express **5**(2):022201
- [56]. A. F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J. D. Joannopoulos, and S. G. Johnson (2010). "MEEP: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method." Computer Physics Communications **181**, 687-702
- [57]. A-L. Fehrembach, « Réseaux résonants à Bande Interdite Photonique, nouveaux filtres pour le DWDM », thèse de l'Université d'Aix-Marseille, septembre 2003

- [58]. Lemarchand, F., A. Sentenac, et al. (1998). "Increasing the angular tolerance of resonant grating filters with doubly periodic structures." *Opt. Lett., Optics Letters* **23**(15): 1149-1151.
- [59]. Fehrembach, A.-L., A. Talneau, et al. (2007). "Experimental demonstration of a narrowband, angular tolerant, polarization independent, doubly periodic resonant grating filter." *Opt. Lett., Optics Letters* **32**(15): 2269-2271.
- [60]. S. Hernandez, « Conception, réalisation et caractérisation de filtres optiques nanostructurés à bande étroite pour applications spatiales à  $0.85\mu\text{m}$  », thèse de l'Université de Toulouse, juillet 2008
- [61]. Goodberlet, J. G., J. T. Hastings, et al. (2001). Performance of the Raith 150 electron-beam lithography system. The 45th international conference on electron, ion, and photon beam technology and nanofabrication, Washington, DC (USA), AVS.
- [62]. J. Campos, « Etude de cavités membranaires GaAs à autocollimation », thèse de l'Université de Toulouse, décembre 2011
- [63]. Fehrembach, A.-L., O. Gauthier-Lafaye, et al. (2010). "Measurement and modeling of 2D hexagonal resonant-grating filter performance." *J. Opt. Soc. Am. A Journal of the Optical Society of America A* **27**(7): 1535-1540.
- [64]. Ligeret, V., F.-J. Vermersch, et al. (2006). High-Power Al-Free Active Region (l=852nm) DFB Laser Diodes For Atomic Clocks and Interferometry Applications. Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, Optical Society of America.
- [65]. Vermersch, F.-J., M. Lecomte, et al. (2005). High-power Al-free active region ridge laserdiodes for atomic clocks. Lasers and Electro-Optics Europe, 2005.CLEO/Europe. 2005 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe, 2005. CLEO/Europe.
- [66]. Fujiwara, M., K. Kubota, et al. (1981). "Low-frequency intensity fluctuation in laser diodes with external optical feedback." *Applied Physics Letters* **38**(4): 217-220.
- [67]. Schunk, N. and K. Petermann (1988). "Numerical analysis of the feedback regimes for a single-mode semiconductor laser with external feedback." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **24**(7): 1242-1247.
- [68]. Lang, R. and K. Kobayashi (1980). "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **16**(3): 347-355.
- [69]. Heil, T., I. Fischer, et al. (2001). "Dynamics of Semiconductor Lasers Subject to Delayed Optical Feedback: The Short Cavity Regime." *Physical Review Letters* **87**(24): 243901.
- [70]. Heil, T., I. Fischer, et al. (2003). "Delay dynamics of semiconductor lasers with short external cavities: Bifurcation scenarios and mechanisms." *Physical Review E* **67**(6): 066214.

# Liste des publications

## Revues :

« High angular tolerance and reflectivity with narrow bandwidth cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter »,

Xavier Buet, Emmanuelle Daran, Djaffar Belharet, Françoise Lozes-Dupuy, Antoine Monmayrant, Olivier Gauthier-Lafaye, Optics Express, Vol. 20 Issue 8, pp.9322-9327 (2012)

## Congrès internationaux :

« High reflectivity small aperture resonant grating filters for laser diode spectral stabilization »,

Xavier Buet, Antoine Monmayrant, Emmanuelle Daran, Djaffar Belharet, Françoise Lozes-Dupuy, Olivier Gauthier-Lafaye, International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON 2012), 2 juil-5 juil 2012, Coventry, Angleterre

## Congrès nationaux :

« Stabilisation spectrale d'une diode laser par un filtre à réseau résonant »,

Xavier Buet, Olivier Gauthier-Lafaye, Sophie Bonnefont, Antoine Monmayrant, Françoise Lozes-Dupuy, Journée du club optique micro-ondes, 3 juin 2010, Toulouse, France

« Stabilisation spectrale d'une diode laser par un filtre à réseau résonant »,

Xavier Buet, Olivier Gauthier-Lafaye, Sophie Bonnefont, Antoine Monmayrant, Françoise Lozes-Dupuy, 13èmes Journées nano, micro et optoélectronique (JNMO), 28 sept-1<sup>er</sup> oct 2010, Les Issambres, France

« Réseaux résonants pour la stabilisation spectrale de diodes laser »,

Xavier Buet, Gaël Reecht, Françoise Lozes-Dupuy, Antoine Monmayrant, Olivier Gauthier-Lafaye, GDR Ondes, 24 oct-26 oct 2011, Nice, France

**AUTHOR :** Xavier BUET

**TITLE :** New architectures of resonant gratings for laser diode spectral stabilization

---

**ABSTRACT:**

Our study deals with the spectral stabilization of laser diodes by external cavities incorporating a resonant grating filter. The first part of this work concerns the theoretical study of the external cavity and the criteria required for the characteristics of the filter to obtain a monomode emission. The conception and the realization of the different gratings, used in Littrow-like configuration, enable us to stabilize conventional laser diodes with a SMSR above 30dB, though being very sensitive to misalignments due to low angular tolerance of these filters. The second part concerns new types of filters, whose resonant grating is surrounded by two lateral reflectors with half-period. These filters have a wide angular tolerance close to 10°, combined with a nanometric bandwidth, that authorizes a cat's eye configuration, compact and easy to get working, all the while obtaining a spectral stabilization with a SMSR above 30dB.

---

**KEYWORDS:**

External cavity laser diode, resonant grating, optical filter, optical feedback.

**AUTEUR :** Xavier BUET

**TITRE :** Nouvelles architectures de réseaux résonants pour la stabilisation de diodes laser

**DIRECTRICE DE THESE :** Françoise LOZES-DUPUY

**CO-DIRECTEUR DE THESE :** Olivier GAUTHIER-LAFAYE

**LIEU ET DATE DE SOUTENANCE :** LAAS-CNRS, 17 octobre 2012

---

**RESUME :**

L'étude porte sur la stabilisation spectrale de diodes laser par des cavités externes incorporant un filtre à réseau résonant. La première partie des travaux concerne la modélisation de la cavité externe et les critères requis sur les caractéristiques d'un filtre pour obtenir une émission monomode. La conception et la réalisation de différents réseaux, utilisés en montage de type Littrow, permettent d'obtenir une stabilisation de diodes conventionnelles avec un SMSR supérieur à 30dB, tout en étant très sensible aux désalignements, en raison de la faible tolérance angulaire de ces filtres. La seconde partie concerne de nouveaux types de filtres, dont le réseau résonant est encadré par 2 réseaux latéraux de demi-période. Ces filtres présentent une grande tolérance angulaire proche de 10°, associée à une largeur spectrale nanométrique, qui autorise un montage en œil de chat, compact et facile à mettre en œuvre, tout en obtenant une stabilisation spectrale avec un SMSR supérieur à 30dB.

---

**MOTS-CLES :**

diode laser à cavité externe, réseau résonant, filtre optique, réinjection optique.

---

**DISCIPLINE ADMINISTRATIVE :** Micro-ondes, Electromagnétisme et Optoélectronique

---

**LAAS-CNRS, 7 avenue du colonel Roche**