

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE  
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE FERHAT ABBAS -SETIF-

**MEMOIRE**

Présenté à l'institut d'optique et de mécanique de précision

Pour l'obtention du diplôme de

**MAGISTER**

**Option : Optique appliquée**

**Par**

**OSMANI Ismahen**

**THEME**

***Etude de la rétro-injection optique dans les lasers  
(solide, semi-conducteur : DFB, DBR)***

Soutenu en mars 2012 devant le jury composé de :

Pr. L. Bouamama	Professeur à l'université de Sétif	Président
Dr. S. Djabi	Maître de conférence à l'université de Sétif	Rapporteur
Dr. A. Manallah	Maître de conférence à l'université de Sétif	Examineur
Dr. S. Meguellati	Maître de conférence à l'université de Sétif	Examineur

Année universitaire 2011/2012

## **Résumé**

### *Etude de la rétro-injection optique dans les lasers (solide, semi-conducteur : DFB, DRB)*

Dans ce mémoire, nous présentons une étude de la rétro-injection optique dans les lasers à contre réaction DFB. Notre étude porte sur ce phénomène physique afin de mieux comprendre l'influence des paramètres physiques pour différents types du laser. Lors de cette étude, nous avons utilisé deux types du laser DFB : le laser GC-DFB et le laser DFB à saut de phase. Pour le laser GC-DFB on utilise deux modèles : le premier modèle utilise une seule cavité, pour le second modèle, on considère des cavités externes multiples. A partir de la théorie des couches minces, nous pouvons obtenir la réflectivité équivalente, ensuite, nous déduisons les expressions générales du gain au seuil et la fréquence d'émission. L'étude de la rétro-injection montre que pour chaque faisceau lumineux rétrodiffusé vers la cavité résonante, les paramètres du laser DFB sont modifiés. Une simulation numérique de la rétro-injection montre l'influence des différents paramètres tels que le facteur de couplage, le facteur d'élargissement et le coefficient de réflexion de la cible sur le phénomène de la rétro-injection optique.

**Mots clés:** Rétro-injection; Contre réaction répartie ; Cavité externe multiples

## **Abstract**

### *Study of self-mixing interference in laser (solid, semi-conductor: DFB, DBR)*

The self-mixing interference in distributed feedback laser diode (DFB-LD) with multiple external cavities is analyzed. Each external cavity is considered to be an optical thin film, and the equivalent reflectivity can be got from the theory of the thin film optics, the general expressions of gain and frequency in compound laser cavity are theoretically deduced. This principle is helpful to build the fiber-coupled self-mixing interference system. Considering that different parameters have influence on self-mixing interference, we make some simulation analysis at different conditions. The output of self-mixing interference is analyzed in numerical analysis, and the amplitude variations of the output gain is discussed along with different parameters, e.g., the coupling coefficient, the linewidth enhancement factor, and the reflection coefficient of external reflector.

**Keywords:** Self-mixing; Distributed feedback; Multiple external cavities

*À la mémoire de ma grande mère*

# Remerciements

*Ce travail a été effectué au Laboratoire des Systèmes Photoniques et de l'Optique Non Linéaire de l'institut d'optique et de mécanique de précision de l'Université Ferhat Abbas de Sétif.*

*Je tiens à présenter mes sincères remerciements à monsieur S. DJABI mon encadrant et directeur de mon mémoire, Maître de conférence à l'Université Ferhat Abbas –Sétif, pour ses conseils, sa confiance et son dévouement d'achever à bien ce mémoire.*

*J'exprime ma profonde reconnaissance à monsieur L. BOUAMAMA Professeur à l'Université Ferhat Abbas –Sétif d'avoir eu l'amabilité de présider ce jury.*

*Je remercie vivement monsieur S. MEGUELLATI, Maître de conférences à l'Université Ferhat Abbas –Sétif pour avoir accepté de juger ce travail et d'en être examinateur.*

*Tous mes remerciements vont également à monsieur A. MANALLAH, Maître de conférences à l'Université Ferhat Abbas –Sétif, membre de mon jury pour m'avoir fait l'honneur d'examiner ce travail.*

*Je tiens à remercier vivement et sincèrement mes parents, sans qui je ne serais jamais arrivé jusque là. Depuis le début de mes études, ils ont toujours été là quand il le fallait aussi bien dans les jours fastes que dans les moments de crise. Comme je leur dois tout, je leur exprime ma plus profonde gratitude en employant le mot le plus simple du monde:*

*Merci.*

*Enfin un grand merci à chacun de tous ceux qui, à un moment ou à un autre ne m'ont pas épargné de leurs conseils, assistance et amitiés.*

*Ismahen*

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<i>Chapitre I</i>	<i>Généralité sur le laser Distributed FeedBack DFB</i>
I.1 Introduction.....	3
I.2 Réseaux: rappel historique .....	4
I.2.1 Réseaux d'indice et de gain .....	4
I.2.2 Réseau de Bragg .....	4
I.3 Principe de fonctionnement du laser DFB .....	9
I.3.1 Sélectivité spectrale de la rétroaction répartie .....	10
I.3.2 Comparaison des performances des diodes laser Fabry-Pérot et DFB : .....	13
I.3.3 Analyse des lasers DFB par la théorie des modes couplés .....	15
I.4 Equation des modes couplés .....	16
I.4.1 Equation de Helmholtz .....	16
I.4.2 Coefficient de couplage .....	18
I.4.3 Solutions de l'équation de Helmholtz .....	19
I.4.4 Equation d'oscillation du laser DFB.....	20
I.5 Couplage par l'indice et couplage par le gain .....	23
I.6 Influence des facettes sur le comportement du laser .....	24
I.7 Fabrication .....	25
I.8 Développement des structures du laser DFB .....	26
I.9 Description de la technologie DFB .....	29
I.9.a Technologie DFB monosection .....	29
I.9.b Technologie DFB multisections .....	30
<i>Chapitre II</i>	<i>Rétro-injection optique dans le laser DFB</i>
II.1 Introduction .....	33
II.2 Introduction à la théorie du phénomène de la rétro-injection .....	33
II.3 Principe de la rétro-injection optique .....	34
II.4 Laser DFB avec une seule cavité externe.....	36
II.4.1 Modèle de la cavité équivalente .....	36

II.4.2 Définition de la réflectivité équivalente .....	37
II.4.3 Influence de la rétro-injection sur le laser DFB .....	38
II.4.4 Détermination analytique de la sensibilité complexe $C_r$ .....	39
II.4.5 facteur d'élargissement spectral $\alpha_m$ .....	40
II.4.6 Détermination la variation de fréquence d'émission .....	42
II.4.7 Détermination du gain au seuil .....	44
II.5 Etude de la condition de phase .....	44
II.5.1 Influence du paramètre $X$ sur le signal de retro-injection :.....	45
II.5.1.1 Zone I - cas où le laser reste monomode .....	47
II.5.1.2 Zone II – cas où la diode peut être multimode .....	47
II.5.1.3 Zones III, IV et V - Zone de forte rétro-injection .....	48
II.5.1.4 Influence de la forte rétro-injection: Le régime chaotique .....	49
II.6 Rétro-injection avec des cavités externes multiples .....	49
II.6.1 Modèle de la cavité équivalente .....	49
II.6.2 Détermination la variation de fréquence d'émission et gain au seuil .....	51
II.7 Laser DFB à saut de phase .....	51
II.7.1 Effet de la rétro-injection optique dans le laser DFB à saut de phase .....	52
<b><i>Chapitre III Simulation numérique de la rétro-injection optique dans le laser DFB</i></b>	
III.1 Introduction .....	54
III.2 Interférence par rétro-injection avec une seule cavité externe .....	54
III.2.1 Interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du facteur du couplage $KL$ ...	55
III.2.2 Interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du facteur de Henry $\alpha_m$ .....	57
III.2.3 Interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du coefficient de réflexion $r$	58
III.2.4 Interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du coefficient réflexion $r$ (l'effet du paramètre $\alpha_m$ ).....	60
III.3 Interférence par rétro-injection avec une des cavités externes multiples.....	65
III.3.1 Interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du facteur du couplage $KL$ .....	66
III.3.2 Interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du facteur de Henry $\alpha_m$ .....	68
III.3.3 Interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du coefficient de réflexion $r$	69

III.4 Comparaison entre les résultats du laser couplage par le gain GC-DFB .....	71
III.5 Effet de la rétro-injection dans le laser DFB à saut de phase pour une seule cavité.....	73
III.5.1 Interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du facteur du couplage $KL$ ...	74
III.5.2 Interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du facteur de Henry $\alpha_m$ .....	75
III.5.3 Interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du coefficient de réflexion $r$	77
III.5.4 Interférence par rétro-injection à différentes valeurs du coefficient de réflexion $r$ (l'effet du facteur de Henry $\alpha_m$ ) : .....	78
Conclusion générale .....	84

Annexes

Bibliographie

## *Introduction générale*

La rétro-injection optique est un terme générique désignant l'effet de perturbation que subit une source laser lorsqu'une partie du faisceau lumineux émis se trouve rétrodiffusée sur une cible puis renvoyée vers la cavité résonante. En physique des lasers, ce comportement est souvent considéré comme un effet parasite qu'il convient de supprimer en utilisant des systèmes d'isolateurs optiques placés en sortie de cavité.

Dans le domaine des techniques de mesure par voie optique, la perturbation du fonctionnement d'un laser par rétro-injection de la lumière diffusée ou réfléchi sur la cible de mesure a donné lieu à des développements intéressants ces dernières années. Ces techniques sont désignées par le terme de rétro-injection optique ou de détection par self-mixing dans la littérature anglo-saxonne.

Afin d'exploiter cette technique pour réaliser des mesures, plusieurs paramètres de fonctionnement du laser peuvent être affectés par le retour optique : la puissance de sortie, la fréquence optique d'émission du laser, l'état de polarisation.... Cette technique de détection cohérente présente pour avantages par rapport aux techniques interférométriques plus classiques d'être auto-alignée et d'assurer un filtrage spatial et spectral efficace de la lumière détectée. D'autre part, la réponse de certains lasers à un phénomène de rétro-injection permet un effet d'exaltation adapté pour augmenter la sensibilité à la détection.

De nombreux groupes de recherche visant principalement à utiliser des diodes lasers dans les systèmes de mesures sans contact (mesure de distance, de déplacement, de vitesse) basés sur le phénomène de la rétro-injection optique (interférence à deux ondes dans le milieu actif d'une diode laser) [1, 2, 3].

Le travail présenté dans ce mémoire a pour objectif d'étudier les effets de la rétro-injection dans les lasers à contre réaction répartie (*Distributed FeedBack*: DFB) et l'influence des paramètres du laser DFB tels que le facteur du couplage de l'onde au réseau  $K$ , le facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$  et le coefficient de réflexion du réflecteur externe  $r$  sur l'interférence par rétro-injection optique.

Ce mémoire est structuré en trois chapitres :

Le chapitre I rappelle les fondements essentiels à la compréhension du laser à contre réaction répartie (*Distributed FeedBack*) DFB. Ce chapitre a pour but d'introduire la structure élémentaire des lasers DFB, les caractéristiques statiques et la condition d'émission du laser sans couplage externe.

Le chapitre II présente la théorie générale d'un laser à contre réaction répartie DFB travaillant en régime de rétro-injection optique. Lors de cette étude, nous utilisons deux types du laser

## *Introduction générale*

---

DFB : le laser GC-DFB (couplage par le gain) et le laser DFB à saut de phase. Pour le laser GC-DFB, nous utilisons deux modèles : le premier modèle utilise une seule cavité externe, la cible agissant comme une cavité optique externe. Pour le second modèle, nous considérons des cavités externes multiples. Pour chaque modèle, nous déterminons l'expression de la réflectivité équivalente de la cavité externe et la condition d'émission avec couplage externe qui comporte une condition sur le gain au seuil et une condition sur la fréquence d'émission. Ainsi, les différents régimes de rétroaction optique seront analysés et discutés.

Le chapitre III est consacré à l'analyse numérique de la rétro-injection optique. Les résultats numériques donnant l'influence des paramètres du laser GC-DFB (couplage par le gain), du laser DFB à saut de phase et le coefficient de réflexion du réflecteur externe sur l'interférence par rétro-injection optique.

Et enfin, nous terminons par une conclusion générale.

# *Chapitre I*

*Généralité sur le laser Distributed  
FeedBack DFB*

### Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB

#### I.1 Introduction

Le développement des télécommunications optiques nécessite la mise en œuvre de source laser ayant une très bonne cohérence spectrale. Une telle propriété peut être obtenue en ajoutant à la diode un filtre spectralement sélectif qui ne permet son oscillation que dans un domaine étroit de longueur d'onde. Le filtre utilisé est un réseau de diffraction gravé au voisinage de la couche active et suivant l'axe de propagation de la diode.

Ce réseau est gravé en dessous ou au-dessus de la couche active, le second choix permet d'optimiser à posteriori les caractéristiques du réseau pour chaque série produite mais nécessite une reprise d'épitanie, la formation du réseau est réalisé par exposition holographie ultraviolette ou lithographie électronique d'une couche photosensible, après développement cette dernière sert de masque pour la gravure [4].

L'idée d'utiliser une contre-réaction optique distribuée dans une cavité laser a été proposée en 1971 par Kogelnik et Shank [5, 6]. De nombreuses études théoriques et expérimentales furent ensuite entreprises durant les années 80 [7, 8, 9, 10] pour aboutir à une entrée sur le marché commercial en 1990.

La première émission laser à contre réaction répartie, que l'on appelle plus communément laser DFB pour *Distributed FeedBack* en anglais, fut mise en évidence, sur substrat GaAs avec une longueur d'onde de 630 nm. Cette technologie, permettant d'obtenir des lasers avec des très bonnes propriétés spectrales, a entraîné de nombreuses recherches, sur substrat InP et GaAs, dans le domaine des télécommunications pour améliorer les systèmes optiques fibrés comme, par exemple, les systèmes WDM (*Wavelength Division Multiplexing*).

Les propriétés spectrales et le rendement important de ces lasers ont engendré une quantité considérable de recherches et de développements aussi bien en physique fondamentale que dans l'industrie. L'étude théorique, menée au cours de ces développements, porte essentiellement sur la structure spectrale de l'émission laser. Une des premières difficultés rencontrées est l'impossibilité d'obtenir une seule raie unique.

Les justifications physiques, publiées par les précurseurs [5], montrent que le couplage d'onde par l'indice impose une émission sur deux modes distincts. Les techniques pour pallier cet inconvénient se sont multipliées depuis. De nombreuses configurations, comme les lasers à réseau déphasé de  $\pi/4$ , les lasers chirpés ou les lasers DFB à couplage complexe [6] ont amené l'apparition depuis quelques années des lasers couplés par le gain, qui permettent d'obtenir une émission monochromatique.

Un laser DFB offre, en effet, de nombreux intérêts tels qu'une émission monofréquence, une bonne sélectivité spectrale, un largeur de raie étroite et un grand rapport de suppression des

# *Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB*

---

modes secondaires même sous modulation. Par ailleurs, il présente les mêmes avantages que les lasers Fabry-Pérot classiques avec une faible consommation électrique et un faible encombrement.

Comme mentionné dans l'introduction, la base de notre travail repose sur l'étude de la rétro-injection dans les lasers à contre réaction répartie DFB. Nous nous focalisons, dans ce chapitre, sur l'analyse du comportement des lasers DFB par la théorie des modes couplés.

## **I.2 Réseaux: rappel historique**

### **I.2.1 Réseaux d'indice et de gain**

Il y a de nombreuses façons de différencier des réseaux de diffraction. On peut les classer par exemple suivant leur épaisseur ou le type de modulation de l'indice complexe. Ainsi, on parle de réseau d'indice lorsque la modulation se fait sur la partie réelle de l'indice, et de réseau de gain ou d'absorption si cette modulation a lieu sur la partie imaginaire de l'indice.

Ils sont utilisés dans de multiples applications, notamment pour la spectrométrie ou dans les guides. Ils sont généralement constitués d'une plaque dont la surface est périodiquement modulée. Néanmoins, la surface peut être uniforme avec une modification périodique des propriétés du matériau, à savoir les variables thermodynamiques du milieu (température, concentration, volume), ou la répartition vectorielle des dipôles électriques. Cette modulation spatiale peut être définitive ou temporaire, suivant l'excitation et le milieu.

Dans les cas des transitions sur des niveaux d'énergie réels, les interférences entre deux sources laser mutuellement cohérentes provoquent une modification spatiale de la susceptibilité diélectrique du milieu. Cette variation spatiale induit deux types de réseaux : Les réseaux d'amplitude et les réseaux de phase.

En effet, les parties réelle et imaginaire sont reliées. Ainsi une variation spatiale de la susceptibilité implique l'existence d'un réseau de phase (la modulation de l'indice réel de réfraction implique une variation de phase locale de l'onde) et d'un réseau d'amplitude (la modulation de la partie imaginaire de l'indice entraîne une variation d'amplitude locale de l'onde).

### **I.2.2 Réseau de Bragg**

Le réseau de Bragg consiste en une variation périodique de l'indice de réfraction du cœur de la fibre s'il s'agit d'un réseau de Bragg sur fibre (Figure I.1.a) ou bien de l'indice de réfraction du guide s'il s'agit d'un réseau de Bragg sur guides d'ondes (Figure I.2.b) qui sont les milieux dans lequel se propage le signal.

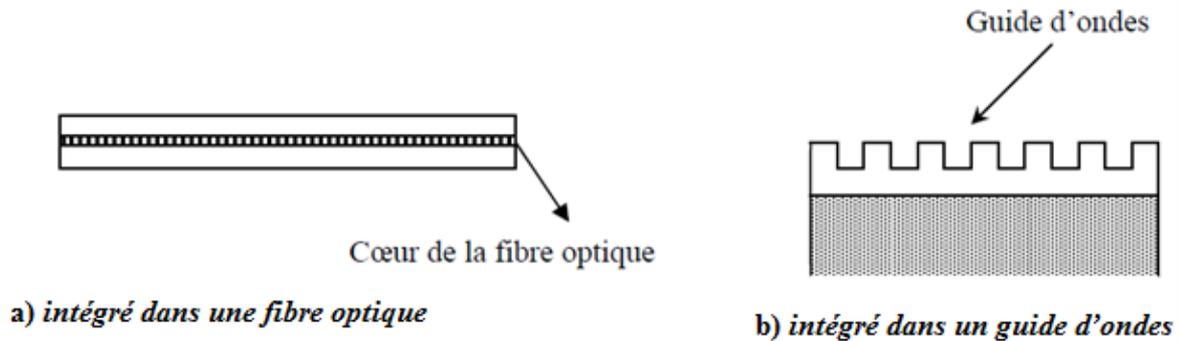


Figure I.1 Réseau de Bragg

Le réseau de Bragg peut être envisagé comme un réseau de diffraction à une dimension qui diffracte la lumière du mode aller vers le mode retour. La condition pour avoir une diffraction dans le mode retour est appelée condition de Bragg.

Afin que la lumière soit diffractée de façon efficace dans la direction opposée, les réflexions issues de chaque période élémentaire doivent être en interférence constructive. Ceci veut dire que la période de Bragg  $\Lambda$ , doit satisfaire la relation :

$$\Lambda = \frac{\lambda_b m}{n_{eff}} \quad (I.1)$$

Où  $\Lambda$  est la période de la modulation d'indice,  $n_{eff}$  l'indice effectif de la fibre,  $\lambda_b$  la longueur d'onde de Bragg et  $m$  l'ordre d'interférence.

L'utilisation des réseaux de Bragg dans les différents composants optiques, dans sa forme la plus simple, à savoir le réseau uniforme, est très variée. Toutefois, l'émergence des nouvelles fonctions des composants passifs et actifs demande des réseaux plus performants.

La variation d'amplitude de la modulation d'indice ou la période de perturbation permet d'obtenir plusieurs types de réseaux. La modulation d'indice en fonction de l'axe ( $z$ ) de la structure s'exprime par :

$$\Delta n_{eff}(z) = \Delta n_{moy} + \Delta n_{mod} \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \varphi(z)\right) \quad (I.2)$$

Où :

$\Delta n_{mod}$  est l'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction (indice de modulation),  $\Delta n_{moy}$  est l'indice moyen,  $\varphi$  est la phase à l'origine du réseau,  $z$  est la distance le long de la structure et  $\Lambda$  est le pas du réseau (ou période de l'indice de réfraction). Le profil de l'indice de réfraction est représenté par la (Figure I.2) [11, 12, 13].

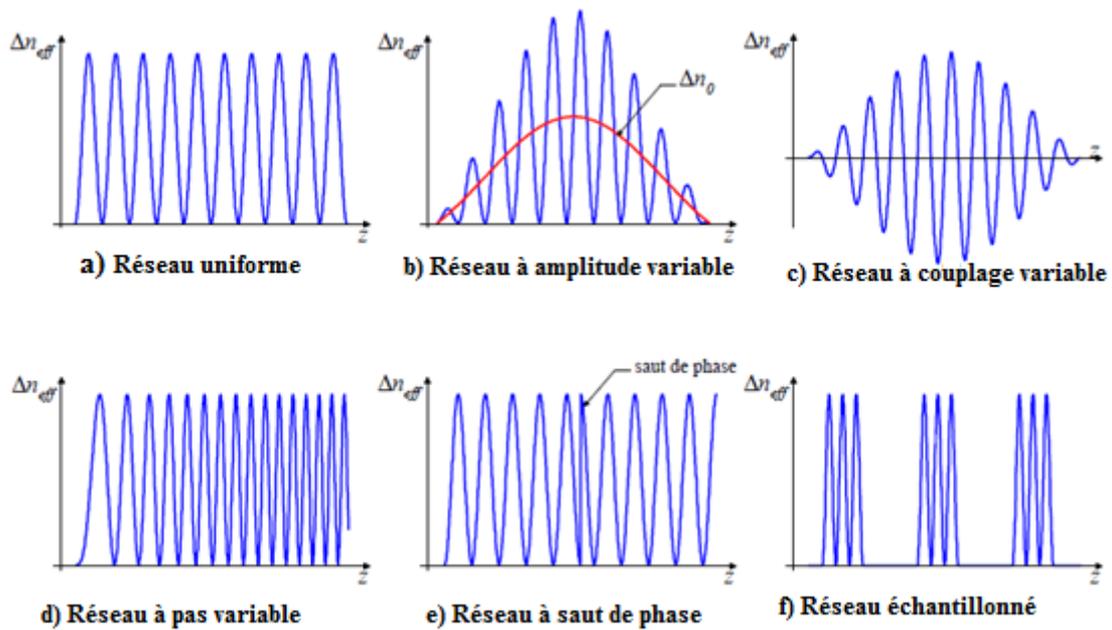


Figure 1.2 Modulations d'indice de différents types de réseaux de Bragg

En modifiant l'un des paramètres essentiels du réseau : la période ou l'indice de modulation, on définit :

**a) Réseau uniforme**

Ce sont des réseaux standard qui ont une période constante et des pas perpendiculaires à l'axe de la structure (la fibre ou guide d'onde dont l'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction  $\Delta n_{mod}(z)$  et la période de Bragg  $\Lambda(Z)$  sont constantes.

**b) réseau à amplitude variable**

L'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction  $\Delta n_{mod}(z)$  varie en fonction de  $z$  de façon gaussienne.

**c) réseau à couplage variable (apodisé)**

Dans ces réseaux (Figure I.3), l'amplitude du coefficient de couplage varie le long de la structure lorsque l'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction  $\Delta n_{mod}(z)$  est gaussienne, l'indice moyen  $\Delta n_{moy}(z)$  n'est pas constant et la période de Bragg  $\Lambda(Z)$  est constante [11].



Figure I.3 Réseau apodisé intégré dans un guide d'onde

**d) réseau à pas variable (chirpé)**

Si le pas du réseau varie légèrement tout au long de la structure, on dit alors qu'il présente un écart ou « chirp ». Dans les réseaux chirpés la période augmente progressivement d'un pas à l'autre (Figure I.4) ; les grandes longueurs d'onde sont réfléchies en début de réseau et les plus courtes en fin de réseau ; ainsi la dispersion peut être compensée et le signal d'origine rétabli. L'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction  $\Delta n_{mod}(z)$  est constante et la période de Bragg  $\Lambda(z)$  est variée linéairement [11].

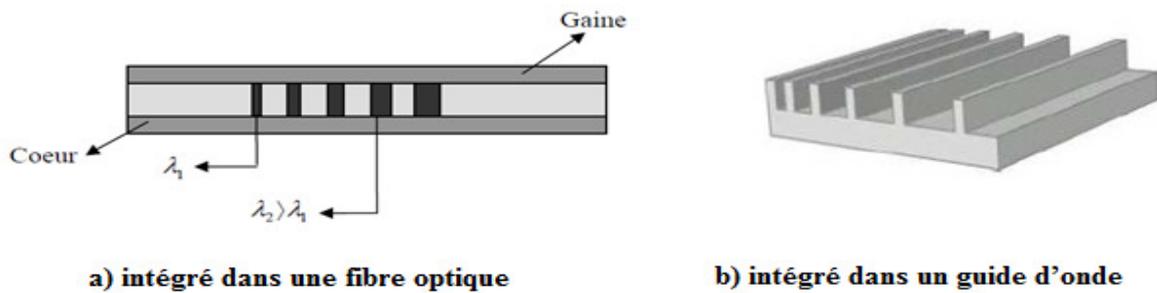


Figure I.4 Réseau de Bragg « chirped »

**e) réseau à saut de phase**

Un saut de phase, représenté sur la (Figure I.5) consiste à décaler toute une partie du réseau par rapport à l'autre. Ceci a pour effet une discontinuité brutale du déphasage entre l'onde optique et le réseau, d'où la dénomination de saut de phase. L'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction  $\Delta n_{mod}(z)$  est constante et le déphasage de l'onde optique  $\Delta\varphi$  égale à  $\pi$  [12].

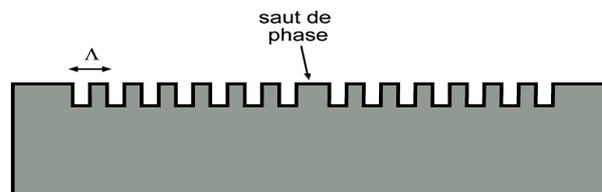


Figure I.5 Réseau présentant un saut de phase

### f) réseau échantillonné

Comme le montre la figure le réseau échantillonné alterne de façon périodique des portions avec et sans réseau. L'échantillonnage est obtenu en multipliant la modulation de l'indice de réfraction induite par le réseau par une fonction d'échantillonnage (Figure I.6) [13].

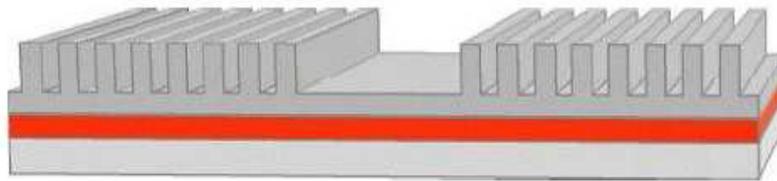


Figure I.6 Réseau de Bragg échantillonné

L'utilisation des réseaux de Bragg dans les différents composants optiques, dans sa forme la plus simple, à savoir le réseau uniforme, est très variée. Toutefois, l'émergence des nouvelles fonctions des composants passifs et actifs demande des réseaux plus performants. C'est pourquoi des réseaux plus particuliers que sont les réseaux Bragg moirés et les réseaux verticaux deviennent nécessaires.

- **Réseau de Bragg moiré**

Le réseau de Bragg moiré est un filtre résonant passe-bande très sélectif en transmission. Il est produit par l'exposition séquentielle d'une même longueur de fibre à deux figures d'interférence avec des interfranges légèrement différents. La réponse spectrale du filtre est une succession de bandes spectrales de réflectivité maximale séparées par des bandes spectrales plus étroites de réflectivité très faible.

- **Réseau de Bragg verticale**

C'est un réseau gravé parallèlement à cette direction de propagation de la lumière. Celui-ci vient se placer non plus à la surface du ruban du guide d'onde mais sur ses deux flancs (Figure I.7) [13].

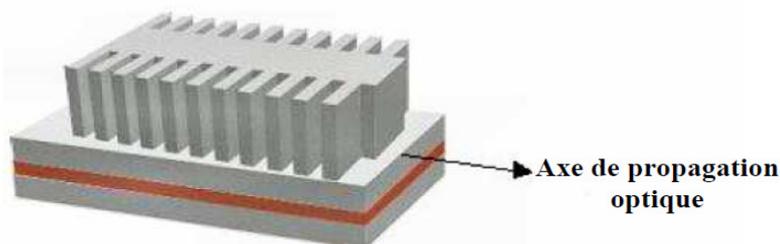


Figure I.7.a- Représentation schématique d'un réseau vertical

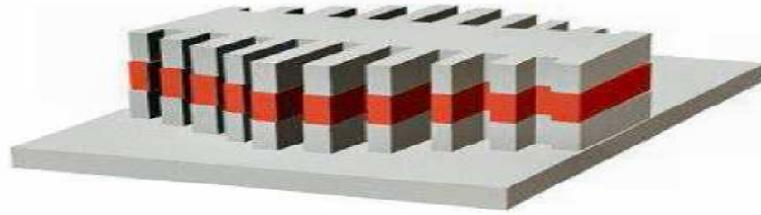


Figure I.7.b- Représentation schématique d'un réseau vertical apodisé

## I.3 Principe de fonctionnement du laser DFB

Le laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) est constitué d'un milieu actif introduit dans une cavité résonnante. Un apport d'énergie (le pompage) permet la génération d'une onde lumineuse par émission stimulée.

Cette onde va ensuite rétroagir sur sa source par le biais de la cavité et ainsi créer un phénomène d'amplification qui va donner naissance à l'émission laser. L'intérêt de cette émission est sa cohérence temporelle et spatiale. Le laser DFB est une transposition de ce principe à la différence qu'une modulation des propriétés du milieu actif se substitue à la cavité résonnante. Là où des miroirs sont utilisés pour former une cavité laser classique et assurer l'oscillation photonique, l'émission laser à rétroaction répartie utilise la rétrodiffusion de Bragg sur une structure périodique placée dans le milieu actif.

La structure périodique peut être formée par une variation d'indice ou d'épaisseur dans le matériau, de densité de courant dans les matériaux semi-conducteurs, de gain en modulant le faisceau de pompe...

L'idée de base des lasers DFB est de réaliser un guide d'onde ondulé en introduisant un réseau de Bragg à proximité immédiate de la zone active (Figure I.8) [10].

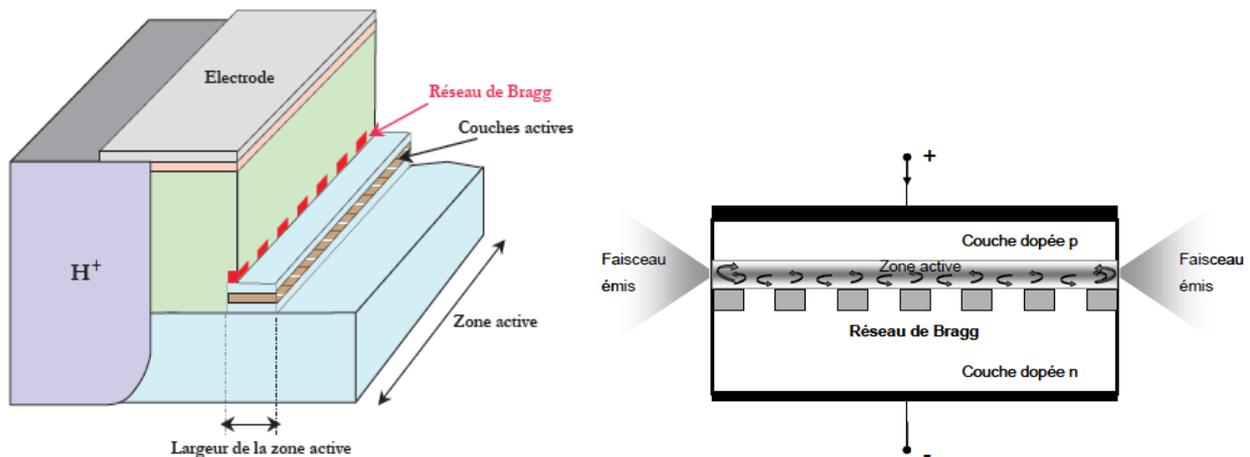


Figure I.8 Géométrie d'une cavité laser DFB.

## I.3.1 Sélectivité spectrale de la rétroaction répartie

Le principe de la rétroaction répartie est donc d'induire une périodicité dans un milieu à gain de façon à induire un effet laser tout en imposant une longueur d'onde d'émission.

Si on considère, par exemple, que la modulation périodique est sinusoïdale, chaque maximum se comportera comme un miroir semi-réfléchissant d'une cavité classique. L'intervalle entre deux maxima de la structure peut donc être considéré comme une microcavité laser.

L'émission stimulée donnant naissance au laser est ainsi répartie sur l'ensemble du milieu actif présentant une modulation. Dans le même temps, d'un point de vue qualitatif, seul les ondes en phase à l'ordre  $m$  avec la périodicité du milieu sont amplifiées tandis que les autres ondes interfèrent de façon destructive.

Dans le cas des lasers DFB la périodicité est obtenue le plus souvent par une modulation de l'indice de réfraction du milieu soit un réseau de diffraction.

Dans ce cas la longueur de chaque microcavité sera égale au pas  $\Lambda$  du réseau. Considérons maintenant le cas où la lumière incidente, induite par l'excitation du milieu à gain, se propage le long du réseau. Il faut considérer la coexistence de deux champs électriques, l'un transmis et l'autre réfléchi, engendrés par l'interaction avec les plans semi-réfléchissants formés par le réseau. (Figure 1.9)

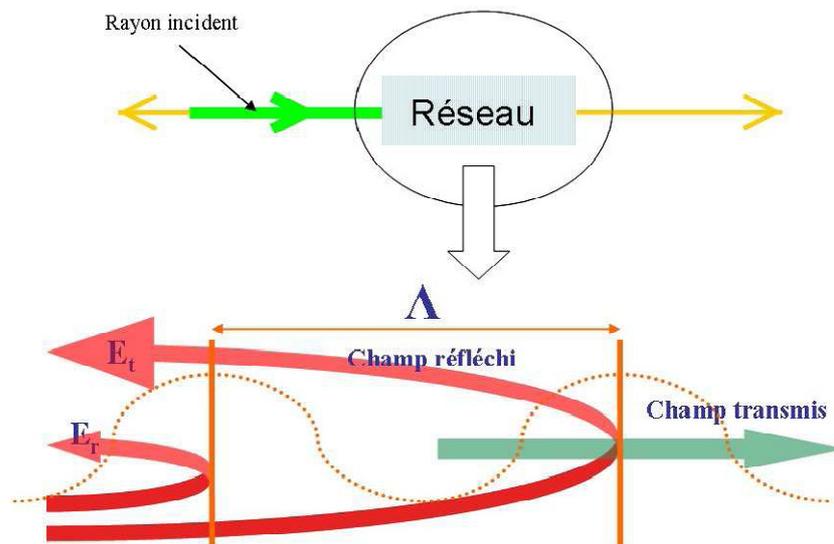


Figure 1.9 Propagation d'une onde le long d'un réseau de pas  $\Lambda$ .

## Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB

D'une manière générale, les ondes se propageant dans cette structure périodique, vont être réfléchies à chaque période du réseau  $\Lambda$  et amplifier, par dispersion de Bragg, les ondes se propageant en sens inverse.

Ce mécanisme de rétroaction, distribué le long de la cavité (Figure I.10), va engendrer un «couplage» entre les ondes aller et les ondes retour.

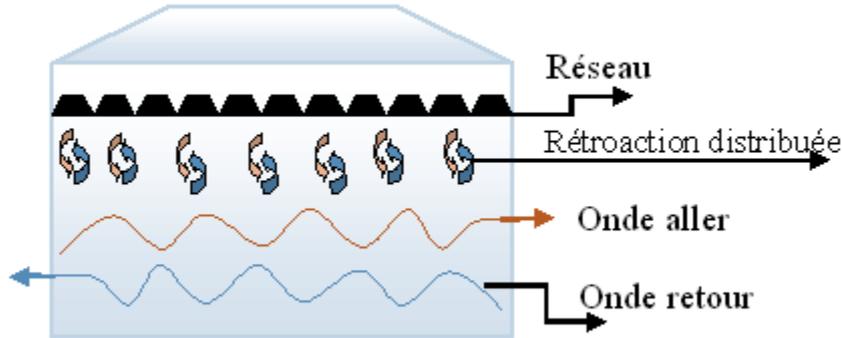


Figure I.10 Schéma du couplage entre les ondes propagatives et contrapropagatives dans une structure DFB.

Dans de telles structures, un système d'ondes contra-propagatives répondant à la condition de Bragg prend naissance dans la cavité optique.

La Figure (I.11) illustre la diffraction d'une onde plane incidente au réseau de Bragg, ainsi que l'onde plane réfractée avec un angle  $\theta$ .

Cette dernière condition qui correspond à la sélection d'un mode proche de la longueur d'onde de Bragg se déduit de la formule des réseaux [14] par la relation:

$$(\Lambda + \Lambda \sin \theta)n_{eff} = m \lambda_b \quad (I.3)$$

avec  $m \in Z$  un entier relatif correspondant à l'ordre de diffraction et  $\Lambda$ ,  $\lambda_b$ ,  $n_{eff}$  et  $\theta$  respectivement le pas du réseau, la longueur d'onde de Bragg (sous-multiple de la période spatiale du réseau), l'indice effectif ( l'indice moyen vu par le mode optique lors de la propagation) et l'angle formé entre la normale au réseau et l'axe de propagation après diffraction.

Les différentes réflexions s'ajoutent de manière constructive si la longueur d'onde de propagation est égale à la longueur d'onde de Bragg et si  $\theta$  est égale à  $\pi/2$ :

$$\lambda = \lambda_b = \frac{2n_{eff}\Lambda}{m} \quad (I.4)$$

# Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB

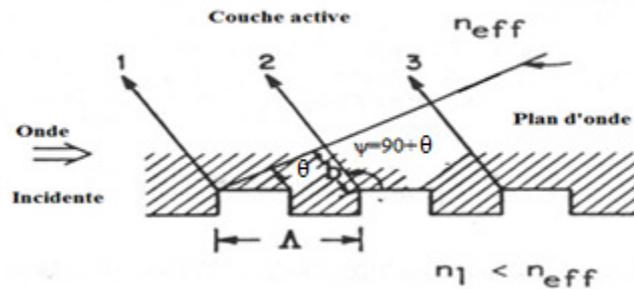


Figure I.11 Réseau de Bragg –Laser DFB

L'influence de l'ordre du réseau et de l'ordre  $m$  de la diffraction sur la rétroaction et les pertes d'émission subies par un mode de propagation sont résumées dans le Tableau (I.1).

Ordre de diffraction	$m=0$	$m=1$	$m=2$	$m=3$
Réseau du 1 <sup>er</sup> ordre	Gain simple passage	Contre-réaction		
Réseau du 2 <sup>nd</sup> ordre	Gain simple passage	Emission à $\theta=90^\circ$	Contre-réaction	
Réseau du 3 <sup>ème</sup> ordre	Gain simple passage	Emission à $\theta \sim \sin^{-1}(-1/3)$	Emission à $\theta \sim \sin^{-1}(1/3)$	Contre-réaction

Tableau I.1 : Résumé sur l'influence des ordres de diffraction sur les contre-réaction et pertes d'émission des réseaux d'un laser DFB

Si la lumière incidente se propage le long du réseau. L'onde est soumise à une variation périodique de l'indice de réfraction réel au cours de sa propagation : c'est une modulation de l'indice. Sa fréquence doit répondre à la condition de Bragg.

Le vecteur d'onde de l'onde diffractée est de même direction et de sens contraire au vecteur d'onde incident, c'est -à-dire que le champ optique se propage et se réfléchit le long du réseau. Le pas du réseau d'ordre 1 est la plus petite période possible et correspond à  $\lambda / 2n_{\text{eff}}$ . La réflexion s'exprime ainsi en terme de phase par une variation de  $\pi$  entre l'onde incidente et les ondes réfléchies par chaque période du réseau.

Pour les autres longueurs d'onde, ce déphasage n'est plus égal à  $\pi$  et la réflexion disparaît par interférences destructives entre chaque réflexion. Cette sensibilité spectrale dépend donc du nombre de périodes (la longueur du réseau) et de la variation d'indice sur une période. La structure ainsi réalisée est un miroir de Bragg. Si maintenant le milieu dans lequel est imposée cette variation se comporte comme un milieu à gain, la fréquence de l'émission générée peut résonner avec le réseau inscrit.

## Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB

Elle est amplifiée par émission stimulée et se réfléchit sur le réseau, dans les deux sens opposés. Ces réflexions s'amplifient par interaction entre elles, à chaque période du réseau. Ainsi, une émission laser est possible dans un réseau si le milieu possède une courbe de gain centrée sur les fréquences de résonance du réseau.

L'émission laser issue d'un laser DFB induit par un réseau dépend donc du pas et de l'ordre de celui-ci. Toutefois, cette émission laser doit aussi vérifier les conditions de propagation issues de la théorie des modes couplés, ce qui peut nuancer la longueur d'onde d'émission. En effet, l'indice de réfraction est de nature complexe et possède donc une partie réelle et une partie imaginaire.

Sa modulation peut donc se traduire par une variation de sa partie réelle, ce qui donne lieu à des lasers dit à couplage par l'indice, ou de sa partie imaginaire, ce qui donne lieu à des lasers dit à couplage par le gain. Dans la pratique il est très difficile de séparer les deux couplages et les lasers réalisés présentent à la fois un couplage par l'indice et un couplage par le gain.

### I.3.2 Comparaison des performances des diodes laser Fabry-Pérot (FP) et DFB

La principale différence entre une diode laser FP et DFB réside dans la largeur spectrale de l'émission de lumière en face avant. Cette différence est induite par le type de cavité optique utilisé pour réaliser ces deux composants. La diode laser FP est constituée d'une cavité simple avec deux miroirs permettant la sélection de longueur d'onde comme le décrit l'équation :

$$\nu = q \frac{c}{2nL}$$
 avec  $q = 1, 2, \dots$  .  $c$  est la vitesse de lumière et  $L$  est la longueur de cavité (Figure I.12).



Figure I.12 Cavité optique du diode laser FP

Dans le cas d'une diode laser DFB, un filtrage en longueur d'onde est effectué en supplément à l'aide d'un réseau de Bragg (Figure I.11). L'étalement spectral est alors réduit à un seul pic dont la largeur à mi-hauteur est de quelques dizaines de femtomètres [15].

La Figure (I.13) compare le spectre d'émission d'une diode laser FP et DFB. La différence entre les deux technologies correspond à un filtre en longueur d'onde autour du pic central d'émission pour la diode laser DFB.

# Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB

La conséquence est un étalement spectral du DFB (quelques dizaines de femtomètres) considérablement plus étroit que celui d'une source Fabry-Pérot (autour du nm).

La largeur spectrale d'un DFB est typiquement de l'ordre de 10 MHz à 40 MHz. Cette unité de largeur de raie, spécifique au DFB, exprimée en MHz est communément admise du fait de la technique employée pour l'obtenir.

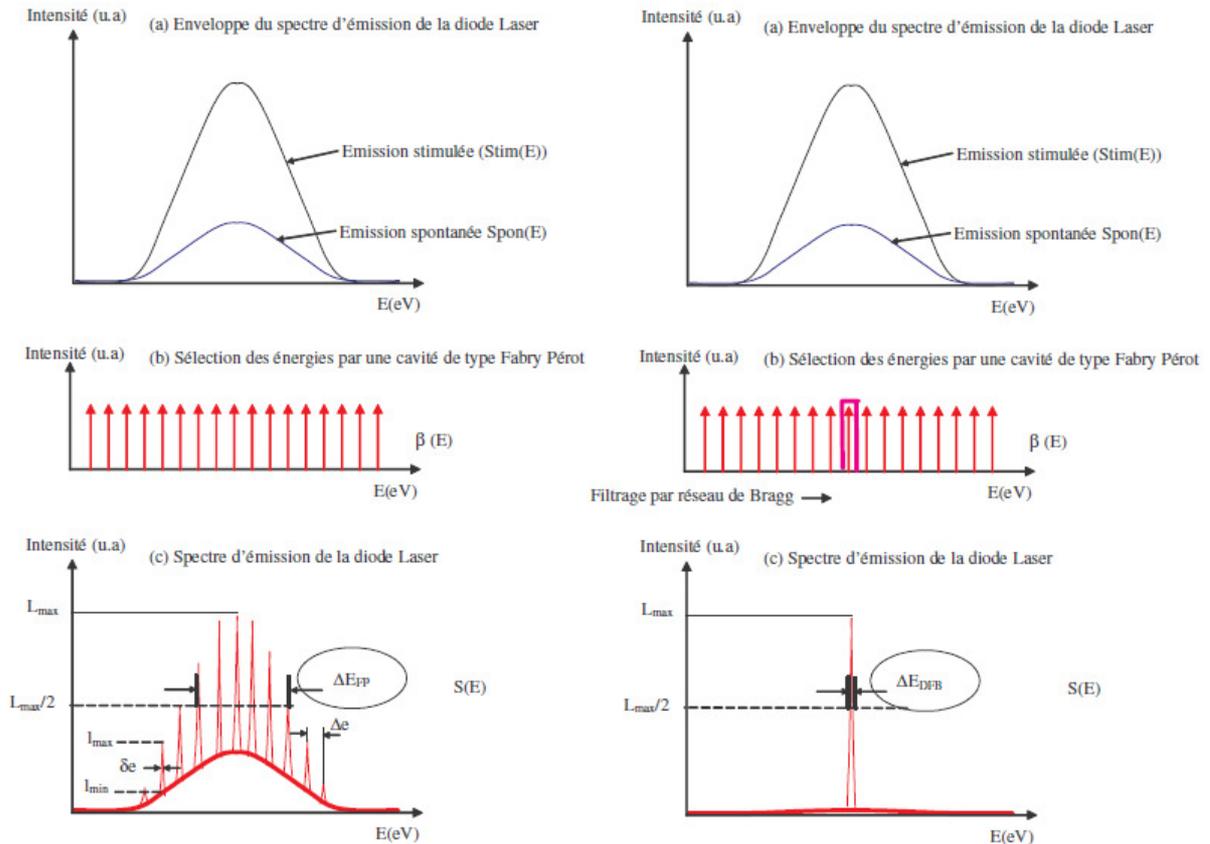


Figure 1.13 Caractéristiques du spectre optique d'une diode laser

### I.3.3 Analyse des lasers DFB par la théorie des modes couplés

Les études théoriques fondamentales du laser DFB, et des structures à contre réaction répartie plus globalement, ne sont pas nombreuses et sont couramment utilisées pour caractériser l'émission attendue et optimiser les paramètres des réseaux.

Pour comprendre l'impact et l'importance de ces sources laser, Plusieurs méthodes existent pour décrire le comportement des réseaux de Bragg afin de les caractériser et de calculer la réflectivité des réseaux de Bragg. Parmi elles, on peut citer:

- La méthode de Rouard dont le réseau est divisé en plusieurs plans uniformes (couches minces) afin de calculer la réflectivité même pour les formes complexes, son inconvénient principal étant le temps de calcul très long [16].

## *Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB*

---

- La méthode de scattering inverse de Gel'Fand-Levitan-Marchenko, basée sur la théorie des modes couplés, et qui a pour but de concevoir des filtres optiques avec des propriétés spécifiques [17].
- La méthode de la théorie de Bloch qui consiste à trouver les modes propres exacts du réseau de Bragg [18].
- La méthode des modes couplés associée aux Marcuse [15], Snyder [19], Yariv [20] et Kogelnik [5], qui a été choisie pour ce travail grâce à son taux de réussite.

Les successions de travaux sur les lasers DFB prennent, pour la plupart, leur source dans la publication déjà citée de Kogelnik et Shank [5] qui développent pour la première fois la théorie des modes couplés (TMC) applicable au régime laser. Le couplage de modes, apparu une vingtaine d'années plutôt [21], analyse l'interaction entre les différentes résonances dans une structure longitudinale périodique.

L'intérêt de l'article de Kogelnik réside dans l'appréhension de la modulation de gain et d'indice le long de la direction de propagation. Une amplification et une sélectivité spectrale du champ émis ont apporté un an plus tôt la preuve de l'émission laser dans un film de gélatine dont l'indice de réfraction spatialement modulé est permanent [22]. Dans la même période, Fork et al. [23] publiaient leurs résultats concernant une méthode interférométrique pour pomper optiquement un laser polymère dopé avec un colorant ; ce film possède une propriété de mémoire optique qui lui permet de conserver puis d'effacer le réseau de phase inscrit.

En fonction du type de couplage du laser la théorie des modes couplés prévoit une émission différente. Lors d'un couplage par l'indice, l'émission est composée de deux modes ayant le même seuil en intensité et situé autour de la fréquence de Bragg. Pour un couplage par le gain une seule raie laser existe et elle est située à la fréquence de Bragg. Nous développerons ici le modèle des ondes couplées décrit par Kogelnik et Shank [5] afin de retrouver ces résultats.

Dans la structure DFB, l'émission stimulée génère un champ optique dans le réseau de longueur  $L$ . Ce champ est décomposé en deux ondes contra-propageantes, une onde aller d'amplitude  $E^+(z)$  et une onde retour d'amplitude  $E^-(z)$ . Le développement théorique s'appuie sur deux assises principales, à savoir l'équation de propagation d'onde de Maxwell sur le champ électrique scalaire  $E$ , et la modulation de l'indice réel et du gain (indice imaginaire). La théorie des modes couplés repose sur deux équations linéaires du premier ordre avec second membre qui couplent les deux amplitudes scalaires  $E^+(z)$  et  $E^-(z)$ , en régime stationnaire.

### **I.4 Equation des modes couplés**

Après avoir introduit les équations de Maxwell, il sera montré que la résolution de l'équation de propagation et les conditions aux limites débouche sur une équation unique et fondamentale pour l'étude du comportement d'un laser DFB.

## Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB

### I.4.1 Equation de Helmholtz

Comme nous l'avons indiqué au paragraphe précédent, le réseau de Bragg induit une contre-réaction optique distribuée le long de la cavité laser. En conséquence, le champ électrique  $E(z)$  de l'onde optique peut être vu comme la somme de deux ondes ayant des directions de propagation opposées (Figure I.14). Cette propriété physique peut se traduire mathématiquement par la relation:

$$E(z) = E^+(z)e^{-j\beta_B z} + E^-(z)e^{j\beta_B z} \quad (I.5)$$

Avec  $E^-(z)$  et  $E^+(z)$  les champs électriques des ondes se propageant respectivement dans les directions  $-z$  et  $+z$ . Le vecteur d'onde de Bragg est noté  $\beta_B$  et s'exprime par la relation :

$$\beta_B = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_B} = \frac{\omega_B n_{eff}}{c} . \quad (I.6)$$

Avec  $\omega_B$  la fréquence de Bragg.

Précisons que cette représentation du champ électrique  $E(z)$  en un système d'ondes contra-propagatives (équation I.5) est issue de la théorie LCAO (Linear Combinaison of Atomic Orbitals) des orbitales atomiques.

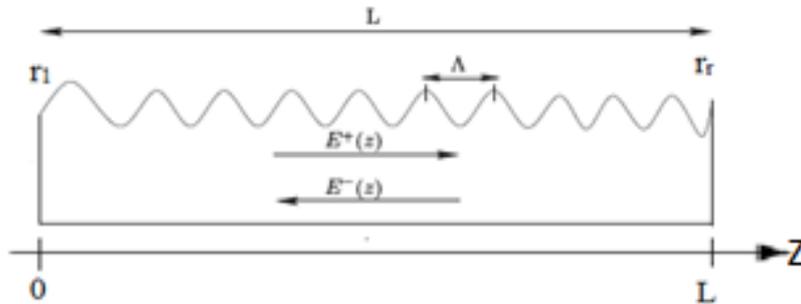


Figure I.14 Représentation schématique du système d'ondes contra-propagatives  $E^+(z)$  et

$E^-(z)$  dans un laser DFB de longueur  $L$

Les équations de Maxwell, point de départ de toute analyse théorique, se mettent sous la forme:

$$\nabla \times E = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \quad (I.7)$$

$$\nabla \times H = \varepsilon(z) \frac{\partial E}{\partial t} \quad (I.8)$$

Avec respectivement  $\nabla$ ,  $E$ ,  $H$ ,  $\varepsilon(z)$  et  $\mu_0$  l'opérateur Nabla, le champ électrique, le champ magnétique, la permittivité diélectrique du matériau et la perméabilité magnétique du vide.

## Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB

---

En combinant les équations (I.7) et (I.8), l'équation de Helmholtz décrivant la propagation du mode dans la structure s'écrit comme:

$$\nabla^2 E + \beta^2(z)E = 0 \quad (\text{I.9})$$

Avec  $\beta(z)$  le vecteur d'onde associé à la propagation du mode dans la structure et défini comme

$$\beta(z) = \beta_0 \sqrt{\frac{\varepsilon(z)}{\varepsilon_0}} \quad (\text{I.10})$$

( $\beta_0$  est le vecteur d'onde dans le vide et  $\varepsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide).

En effet, suivant les propriétés du réseau de Bragg inséré aux alentours de la zone active, il y a une variation périodique induite par la modulation d'indice permet d'écrire les parties réelle  $n(z)$  et imaginaire  $\alpha(z)$  (gain en amplitude du mode considéré) de l'indice effectif au premier ordre par les équations suivantes selon une modulation supposée ici sinusoïdale :

$$n(z) = n + \Delta n \cos(2\beta_B z) \quad (\text{I.11})$$

$$\alpha(z) = \alpha + \Delta \alpha \cos(2\beta_B z) \quad (\text{I.12})$$

avec  $n$ ,  $\alpha$  les valeurs moyennes de  $n(z)$ ,  $\alpha(z)$  et  $\Delta n$ ,  $\Delta \alpha$  leurs amplitudes de la modulation spatiale respectives. A la condition de Bragg, la constante de propagation s'écrit :

$$\beta_B = \frac{n\omega_B}{c} = \frac{n\omega}{c} = \frac{2\pi n}{\lambda} \quad (\text{I.13})$$

La modulation spatiale s'écrit donc :

$$\frac{\pi}{\beta_B} = \frac{\lambda}{2n} \quad (\text{I.14})$$

Où  $\lambda$  est la longueur d'onde dans le milieu.

Lorsque le laser DFB oscille à des fréquences voisines de celle de Bragg  $\omega_B$  et donc que  $\omega \approx \omega_B$ . Le gain est supposé faible sur des distances de l'ordre de la longueur d'onde ainsi que les perturbations de l'indice et du gain.

Ainsi, en utilisant les relations de Kramers-Krönig [24], puis en injectant les équations (I.11) et (I.12) dans la définition de  $\beta(z)$ , il vient en négligeant les termes du deuxième ordre:

$$\beta^2(z) = \beta_0^2 n^2 + 2j\alpha\beta_0 n + 4K\beta_0 n \cos(2\beta_B z) \quad (\text{I.15})$$

Avec  $K$  le coefficient de couplage.

### I.4.2 Coefficient de couplage

Le paramètre important dans ce type de système est le coefficient de couplage de l'onde au

---

## Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB

réseau qui représente la force d'interaction des ondes qui sont couplées par diffraction dans le guide. Ce coefficient décrit la quantité d'énergie échangée par unité de longueur entre les modes couplés qui s'écrit :

$$K = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} + j \frac{\Delta \alpha}{2} \quad (1.16)$$

Ce coefficient quantifie la force de l'interaction entre les deux ondes  $E^+(z)$  et  $E^-(z)$  et donc la quantité de rétroaction, c'est-à-dire de puissance transférée du mode aller  $E^+(z)$  vers le mode retour  $E^-(z)$  par unité de longueur (Figure I.15).

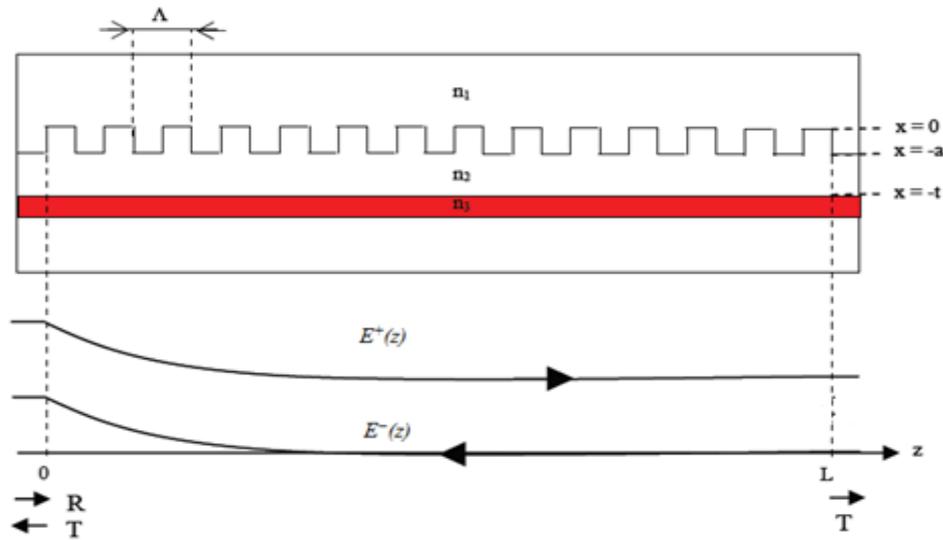


Figure I.15 Schéma illustrant le couplage entre les ondes contra-propagatives dans une structure DFB.  $a$  et  $t$  représentent respectivement la profondeur du réseau et la distance de la zone active par rapport au réseau.  $R$  et  $T$  représentent respectivement les facteurs de réflexion et transmission des facettes de la cavité. La couche d'indice  $n_3$  représente la zone active.

La dépendance mathématique de  $K$  avec les amplitudes des modulations réelle et imaginaire s'interprète d'une façon simple : cette constante complexe traduit l'efficacité du couplage entre les deux ondes opposées.

Ce paramètre qui a la dimension d'une réflectivité par unité de longueur dépend du profil du réseau, de son positionnement par rapport à la couche active ainsi que de l'épaisseur et de la composition des différentes couches du guide. Notons enfin que le coefficient de couplage joue un rôle important notamment dans l'étude de la sensibilité «  $C_r$  » des lasers DFB à la rétro-injection optique. Ce point important sera discuté ultérieurement dans le prochain chapitre.

Selon la littérature, il y a plusieurs expressions de ce coefficient. Une première approximation est donnée, en 1972, dans les travaux de Kogelnik. Selon ces travaux, un laser DFB peut être soit à couplage par le gain, soit à couplage par l'indice soit une combinaison des deux.

## Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB

---

Le coefficient de couplage peut prendre la forme :

$$K = k_i + jk_g \quad (1.17)$$

Dont la partie réelle résulte des effets dus au réseau d'indice et la partie imaginaire est liée au gain et à ses modulation.

Cette expression se simplifie si on a affaire à une modulation uniquement par l'indice ou uniquement par le gain. Ainsi si le laser DFB est à couplage par l'indice (*IC-DFB Laser*), il y a une modulation spatiale de l'indice de réfraction, le coefficient de couplage est réel et  $(k_g, \Delta\alpha)$  est nul.

Pour un laser à couplage par le gain (*GC-DFB Laser*), équivalent à un laser à couplage par les pertes, le couplage entre les ondes aller et retour est fourni par un milieu à gain qui varie périodiquement le long de la cavité [25], le coefficient de couplage est imaginaire et  $(k_i, \Delta n)$  est nul.

Une autre approximation, donnée un an plus tard, dans les travaux de Yariv [20] exprime le coefficient de couplage comme étant dépendant des paramètres géométriques du guide d'onde. Mais, dans ce manuscrit, nous retiendrons la première expression issue des travaux de Kogelnik.

### I.4.3 Solutions de l'équation de Helmholtz

En injectant les équations (I.5), (I.15) dans (I.9) et en négligeant les dérivées secondes (approximation de l'enveloppe lentement variable) on obtient le système d'équations couplées pour un laser DFB dont les pertes ont été définis dans l'article qui fait la référence [26] par  $(\alpha = \frac{g_{th}}{2})$  avec  $g_{th}$  est le gain au seuil :

$$\frac{dE^+}{dz} = \left(-j\delta + \frac{g_{th}}{2}\right) E^+ - j(k_i + jk_g)E^- \quad (I.18)$$

$$\frac{dE^-}{dz} = \left(j\delta - \frac{g_{th}}{2}\right) E^- + j(k_i + jk_g)E^+ \quad (I.19)$$

Avec  $\delta$  est un paramètre qui mesure la déviation de la fréquence d'oscillation  $\omega$  par rapport à la fréquence de Bragg nommé aussi l'écart par rapport au mode de Bragg.

$$\delta = \beta - \beta_B = n \frac{(\omega - \omega_B)}{c} \quad (I.20)$$

D'après l'équation (I.18), (I.19) on constate qu'elles se nourrissent l'une de l'autre : la contre-réaction se justifie ici. Les ondes échangent leur énergie par diffraction sur le réseau  $(KE^+(z), KE^-(z))$  et sont amplifiées (ou absorbées) au cours de leur propagation  $(g_{th}E^+(z), g_{th}E^-(z))$ . Pour de grands écarts par rapport à la condition de Bragg l'amplitude des ondes décroît  $(\delta E^+(z), \delta E^-(z))$ .

---

## *Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB*

---

Il est important de signaler que le système d'équations différentielles couplées décrit par les équations (1.18) et (1.19) est obtenu en supposant que les conditions  $g_{th} \ll \beta_0$  et  $\delta \ll \beta_0$  ont vérifiées.

Ce système est résolu sous la forme matricielle :

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} E^+ \\ E^- \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} E^+ \\ E^- \end{bmatrix} \quad (I.21)$$

Avec :

$$A = \begin{bmatrix} \left(-j\delta + \frac{g_{th}}{2}\right) & -j(k_i + jk_g) \\ j(k_i + jk_g) & \left(j\delta - \frac{g_{th}}{2}\right) \end{bmatrix} \quad (I.22)$$

### **I.4.4 Equation d'oscillation du laser DFB**

Pour résoudre cette équation différentielle, il suffit de déterminer les valeurs propres de  $A$ .

Soit  $\gamma$  une valeur propre de  $A$ , elle est racine du polynôme caractéristique :

$$\det(A - \gamma Id) = 0 \quad (I.23)$$

$$\left| \begin{bmatrix} \left(-j\delta + \frac{g_{th}}{2}\right) & -j(k_i + jk_g) \\ j(k_i + jk_g) & \left(j\delta - \frac{g_{th}}{2}\right) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \gamma & 0 \\ 0 & \gamma \end{bmatrix} \right| = 0$$

$$\left| \begin{array}{cc} \left(-j\delta + \frac{g_{th}}{2}\right) - \gamma & -j(k_i + jk_g) \\ j(k_i + jk_g) & \left(j\delta - \frac{g_{th}}{2}\right) - \gamma \end{array} \right| = 0$$

$$\gamma^2 = \left(\frac{g_{th}}{2} - j\delta\right)^2 + (k_i + jk_g)^2 \quad (I.24)$$

Cette équation prend aussi la forme suivante :

$$(k_i + jk_g)L \sinh(j\gamma L) = \pm \gamma L \quad (I.25)$$

La valeur propre  $\gamma$  (la constante de propagation complexe) peut être reliée aux paramètres fondamentaux du laser DFB (gain en amplitude, coefficient de couplage, écart au mode de Bragg).

La relation (I.24) est capitale pour l'étude des lasers DFB et est appelée relation de dispersion qui donne pour chaque valeur de  $\gamma$  les seuils des modes et leur déviation  $\delta$  par rapport à la fréquence de Bragg.

## *Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB*

---

La relation (I.25) permet de déterminer les valeurs de la constante de propagation complexe  $\gamma$  pour chaque valeur de la constante de couplage  $K$  (pour une longueur  $L$  du réseau donnée).

Ces équations déterminent les solutions des modes couplés de la structure DFB au seuil d'oscillation laser : chaque mode est alors caractérisé par une distribution du champ dans le réseau, un seuil d'émission et une fréquence de résonance pour une longueur donnée et un coefficient de couplage  $K$  qui dépend des caractéristiques du réseau induit dans le milieu.

Il existe donc deux valeurs propres opposées :

$$\gamma = \pm \sqrt{\left(\frac{g_{th}}{2} - j\delta\right) + (k_i + jk_g)} \quad (I.26)$$

Les parties réelles et imaginaires de  $\gamma$  sont données par :

$$\gamma_r = \left(\left(\frac{g_{th}}{2}\right)^2 + (k_i + jk_g)^2 - \delta^2\right) + \sqrt{\left(\left(\frac{g_{th}}{2}\right)^2 + (k_i + jk_g)^2 - \delta^2\right) + 4\left(\frac{g_{th}}{2}\right)^2 \delta^2} \quad (I.27)$$

$$\gamma_i = \frac{\left(\frac{g_{th}}{2}\right)\delta}{\gamma_r} \quad (I.28)$$

On calcule ensuite les deux vecteurs propres orthogonaux associés aux deux valeurs propres :

$$V_\gamma = \begin{bmatrix} -jK \\ \Gamma \end{bmatrix} \quad (I.29)$$

$$V_{-\gamma} = \begin{bmatrix} \Gamma \\ jK \end{bmatrix} \quad (I.30)$$

Avec :

$$\Gamma = \left(\frac{g_{th}}{2} - j\delta\right) + \gamma \quad (I.31)$$

$$K = k_i + jk_g$$

On obtient à partir de la matrice de passage  $A$  défini par les deux vecteurs propres la solution suivante :

$$\begin{bmatrix} E^+(z) \\ E^-(z) \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} \exp(\gamma z) & 0 \\ 0 & \exp(-\gamma z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^+(0) \\ E^-(0) \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} E^+(z) \\ E^-(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -jKE^+(0)\exp(\gamma z) + \Gamma E^-(0)\exp(-\gamma z) \\ \Gamma E^+(0)\exp(\gamma z) + jKE^-(0)\exp(-\gamma z) \end{bmatrix} \quad (I.32)$$

Les relations de continuités aux extrémités du laser doivent permettre de relier  $E^+(0)$  et  $E^-(0)$ .

---

## Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB

Les facettes gauche ( $z=0$ ) et droite ( $z=L$ ) sont caractérisées par les coefficients de réflexions en amplitude respectifs  $r_l$  et  $r_r$  qui imposent alors les relations suivantes :

$$E^+(0) = |r_l|E^-(0) \quad (I.33)$$

$$E^-(L) \exp(j\beta_B L) = |r_r|E^+(L) \exp(-j\beta_B L) \quad (I.34)$$

En utilisant les expressions ci-dessus pour  $E^+$  et  $E^-$  ainsi que les notions de réflectivité complexe des facettes se mettent sous la forme:

$$r_l = |r_l| \exp(-j\beta_B L) = |r_l| \exp(j\varphi_l) \quad (I.35)$$

$$r_r = |r_r| \exp(-j\beta_B L) = |r_r| \exp(j\varphi_r) \quad (I.36)$$

Où  $\varphi_l$  et  $\varphi_r$  sont les phases à la facette 1 et 2 induite par l'opération de clivage. Sachant que la précision d'une telle manipulation est au mieux de quelques microns, il est impossible de contrôler les valeurs de  $\varphi_l$  et  $\varphi_r$ .

En conséquence, les réflexions aux facettes peuvent ne pas être accordées en phase avec le réseau de Bragg. Ainsi, sur une barrette donnée (Figure I.16), les lasers exhibent, en règle générale, une distribution spectrale extrêmement variée.

Par exemple, les lasers d'une même barrette peuvent émettre du côté des grandes longueurs d'onde (à droite de la longueur de Bragg), du côté des courtes longueurs d'onde (à gauche de la longueur de Bragg) ou être bimode. Les effets des phases aux facettes induisent un écart par rapport au mode de Bragg noté  $\delta$ . Ce paramètre qui a déjà été introduit dans les équations précédentes est fondamental dans l'étude de la rétro-injection optique dans les lasers DFB.

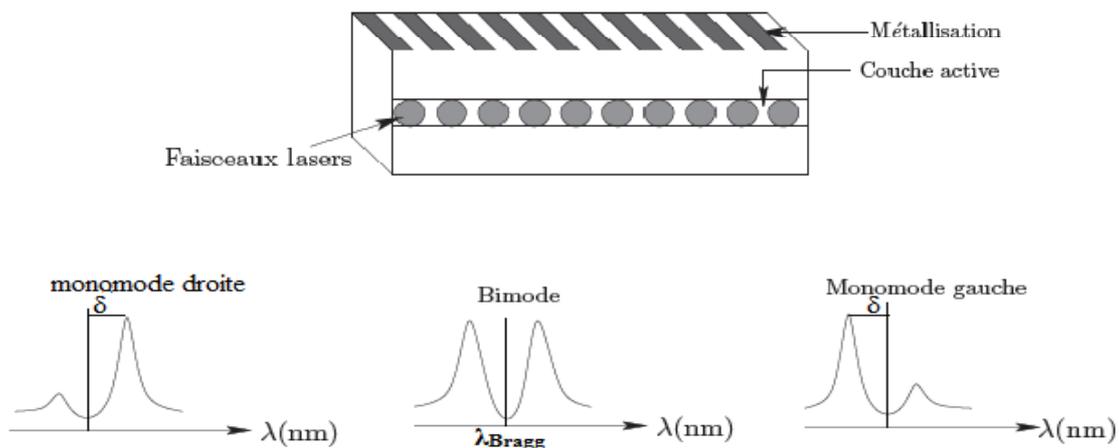


Figure I.16 Effet des phases aux facettes sur la distribution spectrale de laser d'une même barrette

## Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB

On obtient le système d'équation en  $(E^+(0), E^-(0))$  suivants :

$$E^+(0) \left(1 - r_1 \frac{\Gamma}{jK}\right) + E^-(0) \left(r_1 - \frac{\Gamma}{jK}\right) \exp(-\gamma L) = 0 \quad (\text{I.37})$$

$$E^+(0) \left(r_r - \frac{\Gamma}{jK}\right) + E^-(0) \left(1 - r_r \frac{\Gamma}{jK}\right) \exp(\gamma L) = 0 \quad (\text{I.38})$$

Pour que ce système ait une solution non nulle, il faut que son déterminant soit nul. On obtient l'équation d'oscillation du laser DFB ou l'équation transcendante c'est-à-dire :

$$\left(1 - r_1 \frac{\Gamma}{jK}\right) \left(1 - r_r \frac{\Gamma}{jK}\right) - \left(r_1 - \frac{\Gamma}{jK}\right) \left(r_r - \frac{\Gamma}{jK}\right) \exp(-2\gamma L) = 0 \quad (\text{I.39})$$

Cette équation est l'une des clefs permettant d'analyser le comportement des lasers DFB. Elle inclut également le cas du laser FP puisqu'en absence de réseau c'est-à-dire lorsque le coefficient de couplage de l'onde au réseau  $K$  est nul, l'équation transcendante (I.39) se réduit à :

$$r_1 r_r \exp(-2\gamma L) = 1 \quad (\text{I.40})$$

### I.5 Couplage par l'indice et couplage par le gain

D'après la théorie de Kogelnik, pour un laser à couplage par l'indice ( $K$  réel,  $\Delta\alpha$  égale à zéro), la résolution numérique des équations aux valeurs propres (I.24) et (I.25) montrent que l'évolution de la constante de propagation en fonction de la fréquence normalisée  $(\omega/c)$  présente une bande interdite centrée sur la fréquence de Bragg  $\omega_B$ .

Cette bande d'arrêt (*stop-band*) entraîne un spectre des modes symétrique autour de la fréquence de Bragg et donc une émission bimode autour de cette même fréquence (Figure I.17).

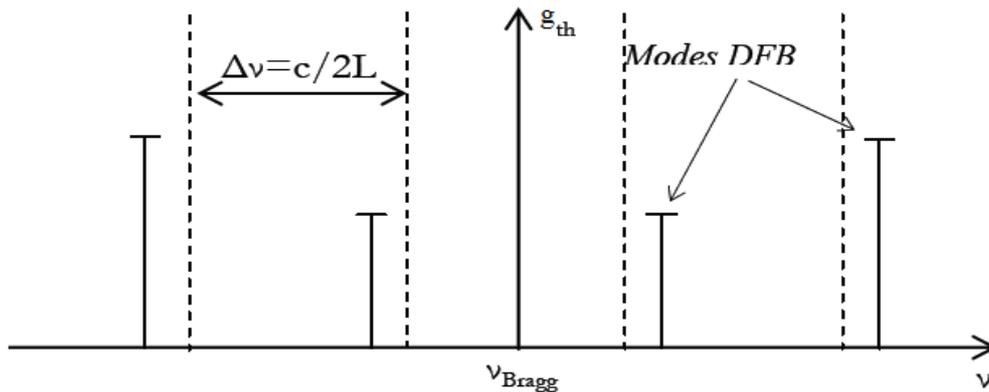


Figure I.17 Schéma illustrant le spectre des modes pour un laser DFB à couplage par l'indice avec pour chaque mode le gain au seuil nécessaire. Les pointillés représentent les positions des modes pour une cavité « classique » Fabry-Pérot (sans DFB) séparés par l'intervalle spectral libre  $\Delta\nu$ .

## Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB

Pour éviter le fonctionnement bimode d'une structure à couplage par l'indice, plusieurs techniques ont été utilisées comme les lasers DFB à saut de phase (*Phase-Shift DFB*) [27] ou les lasers DFB à couplage latéral (*LC-DFB*).

Les lasers à couplage par le gain ( $K$  imaginaire,  $(\Delta n)$  égale à zéro) ne présentent pas de bande interdite en fréquence. L'émission se produit donc à la fréquence de Bragg avec un spectre de modes symétrique (Figure I.18).

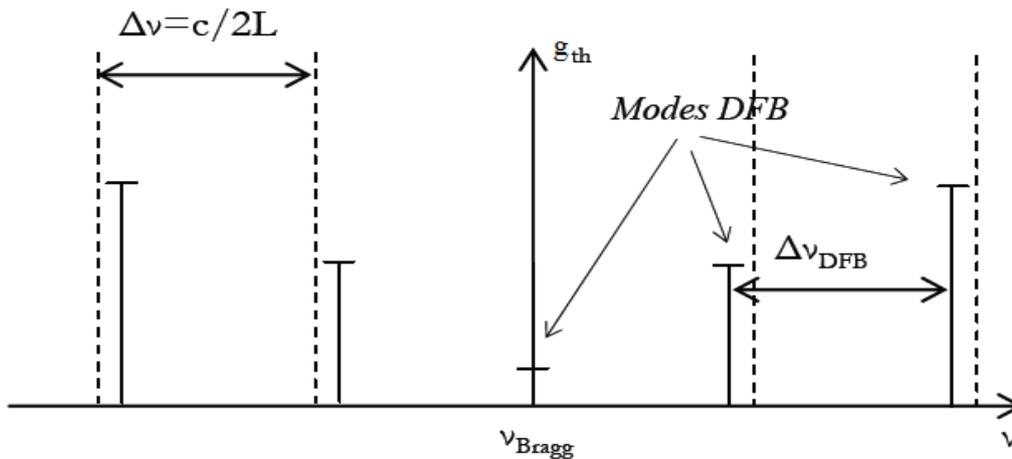


Figure I.18 Schéma illustrant le spectre de modes pour un laser DFB à couplage par le gain.

On constate sur ces deux figures que plus on s'éloigne de la condition de Bragg, plus les seuils lasers des modes DFB augmentent, ce qui rend ces structures très sélectives spectralement. Enfin, la force du couplage  $KL$  sur de telles structures a une grande influence.

En effet, plus le couplage est fort plus la largeur de la bande interdite est grande pour une structure à couplage par l'indice. Inversement, plus ce couplage est faible plus les propriétés de résonance de ces deux types de structures se rapprochent d'une cavité Fabry-Pérot classique.

### I.6 Influence des facettes sur le comportement du laser

Les lasers DFB sont obtenus en créant une variation périodique de l'indice effectif le long de l'axe de propagation; la région de Bragg est donc une section active. Dans le cas où un traitement antireflet (AR) est apposé sur les deux facettes, le spectre du laser est bimode. Il existe alors deux modes longitudinaux dont les pertes au seuil sont identiques et localisées de part et d'autre de la longueur de Bragg.

De manière à briser cette symétrie spectrale, un traitement hautement réfléchissant (HR) peut être apposé sur une des facettes renforçant ainsi le caractère monomode du laser (forte discrimination des modes longitudinaux).

## Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB

Enfin, cette levée de dégénérescence peut être également obtenue en utilisant un laser DFB à saut de phase (phase-shift DFB). Dans ce cas, le composant est de nouveau traité antireflet sur les deux faces et un déphasage de  $\pi/2$  est introduit au centre de la cavité [28].

Cette technique permet de générer une onde résonante localisée entre deux réflecteurs de Bragg. Le laser obtenu est strictement monomode et émet exactement à la longueur d'onde de Bragg (Figure I.19).

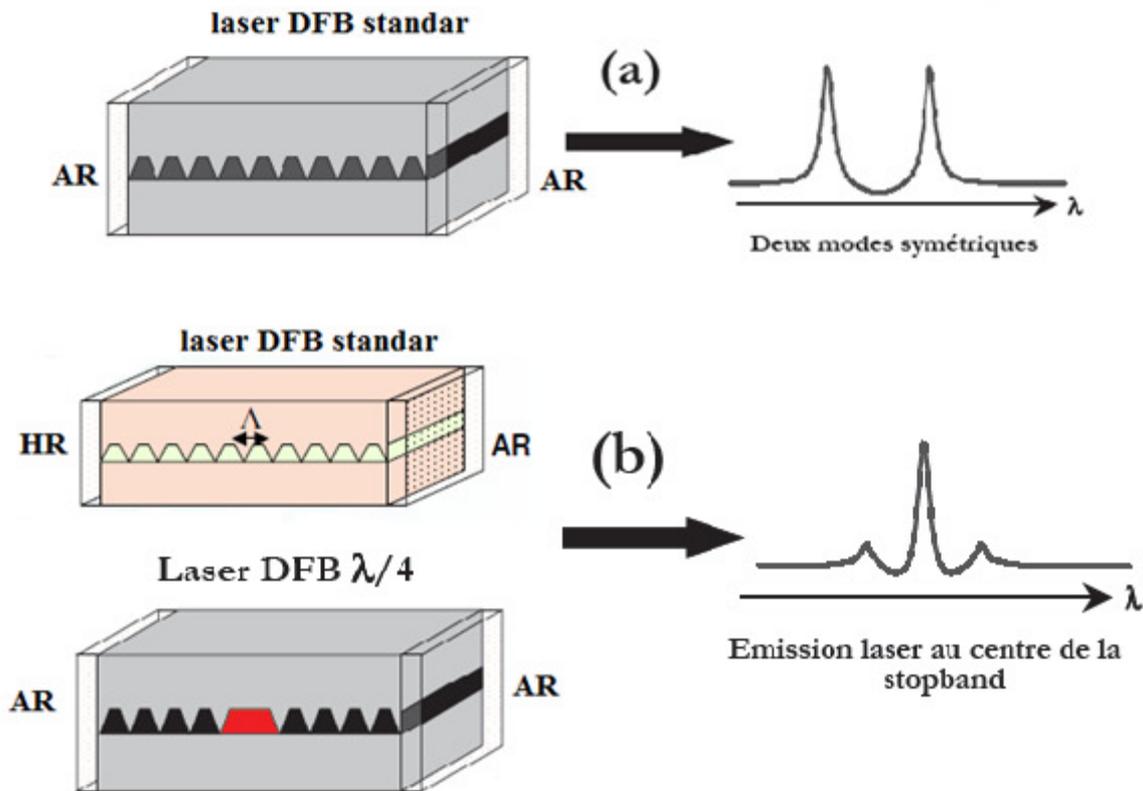


Figure I.19 L'influence des facettes sur le comportement du laser

### I.7 Fabrication

La structure d'un laser DFB est intrinsèquement la même que celle d'un laser FP. Seules la partie passive, composée d'un réseau de Bragg, permettant la sélection d'une longueur d'onde, est ajoutée par rapport aux diodes laser de type FP.

Pour fabriquer un laser DFB et ainsi obtenir une modulation périodique de l'indice de réfraction et/ou de la constante de gain, on réalise un réseau à proximité de la zone active, s'apparentant à une couche présentant une rugosité périodique.

## Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB

Classiquement, la réalisation de cette structure se fait par une gravure du guide d'onde et nécessite donc une reprise d'épitaxie. Un exemple de technologie d'une diode laser DFB avec un réseau « enterré » est proposé en (Figure I-20) [29].

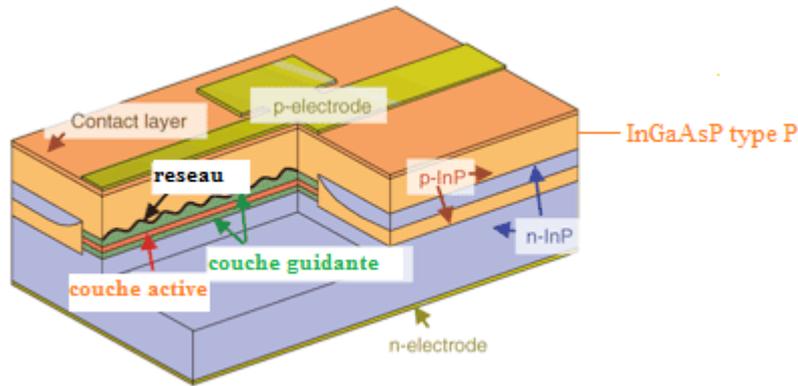


Figure I.20 Structure DFB à hétérostructure enterrée

Cette méthode est bien maîtrisée sur substrats GaAs et InP pour des longueurs d'onde télécoms mais la reprise d'épitaxie pose un problème pour les structures dont les couches ont une forte concentration en aluminium car ces couches s'oxydent lors de la mise à l'air pour réaliser le réseau.

Pour éviter une reprise d'épitaxie, le réseau de Bragg doit être réalisé une fois la croissance des couches effectuée. Plusieurs techniques de fabrication existent : La première ayant été développée consiste à graver profondément un réseau directement sur le ruban laser [30] et d'injecter le courant par les cotés (Figure I.21).

Une autre technique utilisée pour les lasers *RWG* (*Ridge WaveGuide Laser*) [31] consiste à réaliser le réseau de part et d'autre du laser en effectuant une gravure profonde à travers la couche tampon et le *cladding* supérieur (Figure I.22).

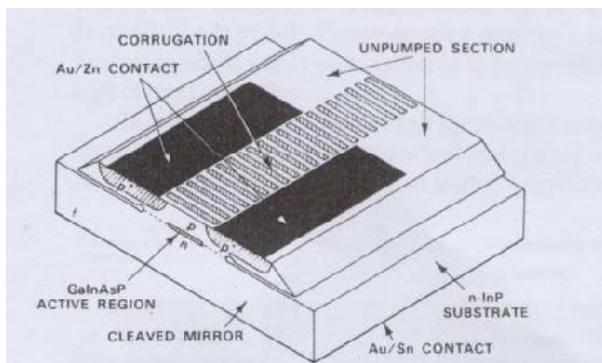


Figure I.21 :Schéma d'une structure laser DFB

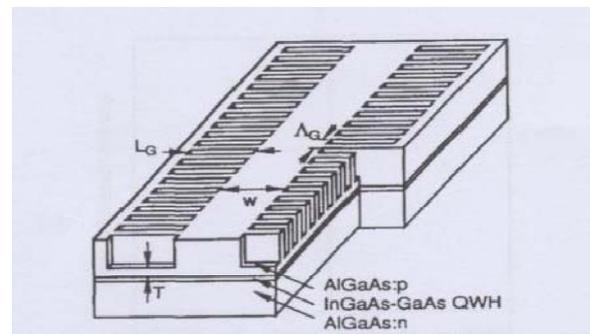


Figure I.22 :schéma d'une structurRWGDFB

### **1.8 Développement des structures du laser DFB**

Les lasers DFB sont généralement des guides d'ondes plans où la superposition de plusieurs couches permet de contrôler le spectre d'émission. Plusieurs structures à gain distribué ont été développées au cours des deux dernières décennies. La première et la plus commune est l'inscription dans une couche d'un réseau d'épaisseur en créneaux. L'épaisseur de la couche active est modulée lorsqu'elle est déposée sur ce réseau.

L'onde se propageant alors dans ce milieu actif perçoit une modulation de l'indice effectif qui évolue avec l'épaisseur. Pour acquérir une émission monomode (ce qui n'est pas le cas pour un laser DFB à couplage d'indice uniforme), des compensateurs de phase sont introduits pour obtenir la monochromaticité par accord de phase entre les ondes contrapropageantes, à la fréquence de Bragg. Ce dispositif est généralement appelé laser DFB à décalage de phase de  $\pi/4$ .

Différentes techniques permettent d'introduire ce désaccord. On peut par exemple allonger une demi-période d'une longueur équivalente à  $\lambda_{\text{emis}} / 4$  ou bien reproduire le même schéma sur deux demi-périodes par un allongement de  $\lambda_{\text{emis}}/8$ . La seconde est plus répandue car la fabrication est mieux contrôlée et la stabilité lors d'une modulation directe semble supérieure.

Pour compenser la dispersion chromatique, d'autres structures de modulation existent et permettent cette émission unimodale. Il s'agit de lasers à réflecteurs de Bragg, ou lasers DBR. Ils sont constitués généralement d'un milieu amplificateur uniforme entouré par deux miroirs de Bragg dont les pas sont choisis de telle sorte que l'émission laser apparaît à une unique fréquence. Leur structure requiert une attention particulière quant à la longueur optique du milieu à gain pour conserver l'accord de phase entre les ondes aller et retour, comme pour les lasers DFB à décalage de phase.

Ils sont connus pour leur faible seuil d'émission mais aussi pour la capacité d'accordabilité en longueur d'onde (sur quelques nanomètres), ainsi que leur stabilité lors d'une modulation en intensité rapide (de 1 à 10 GHz). Néanmoins, le couplage entre les deux sections active et passive s'avère être un inconvénient important. C'est pourquoi ces structures sont moins utilisées que les lasers DFB en optiques intégrée.

D'autre part, des structures combinées prennent également de l'importance. Il s'agit de lasers DFB à couplage externe où un ou plusieurs miroirs entraînent une rétroaction dans la structure de Bragg et génèrent ainsi une émission monomode selon les positions respectives. Il est alors possible d'introduire un système de blocage de modes pour générer une impulsion laser intense à un haut degré de répétition, mais néanmoins large bande. Ces lasers sont également accordables en longueur d'onde. A ce propos, il est intéressant de connaître les différents développements pour l'accordabilité des diodes laser. Pour n'en citer qu'un seul, les lasers push-pull sont accordables avec une tenue au flux très intéressante : Le pompage est divisé en plusieurs zones du réseau pour moduler non pas l'intensité totale mais le profil longitudinal de l'intensité.

## Chapitre I Généralités sur le laser Distributed Feedback DFB

Plus récemment, les miroirs de Bragg ont entraîné l'apparition des lasers à émission par la surface. L'acronyme couramment employé pour ce système optique est VCSEL (vertical cavity surface emitting laser en anglais). Les éléments clé d'un VCSEL sont les miroirs de Bragg et la microcavité, obtenus par empilement successif de nombreuses couches atomiques. Leurs avantages principaux résident dans l'absence d'astigmatisme (excellent couplage dans les fibres), et la possibilité de fabriquer des matrices d'émetteurs lasers.

Enfin, et pour finir cette brève description des lasers existants, la variation de fréquence et de largeur de raie des émissions lors de la modulation rapide a entraîné l'apparition de géométries dites chirpées. Ces réseaux sont pseudo-périodiques au sens où le pas du réseau peut augmenter ou diminuer sur la longueur de la structure. Ils sont développés dans le but d'obtenir des lasers monomodes émettant de fortes puissances ou accordables en longueur d'onde [32].

La figure (I.23) reprend les différentes structures lasers DFB à base de semi-conducteurs. Elles sont énumérées suivant leur degré de complexité. La plupart des schémas proviennent de la référence [33].

### 1) Le laser DFB classique

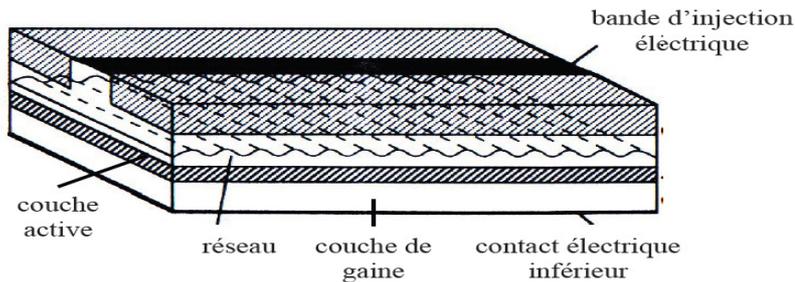


Figure I.23.1 Structure d'un laser DFB. Le réseau continu est gravé dans la couche de gaine du guide d'onde. La bande d'injection est réduite pour permettre le confinement des charges électriques.

### 2) Le laser DBR classique

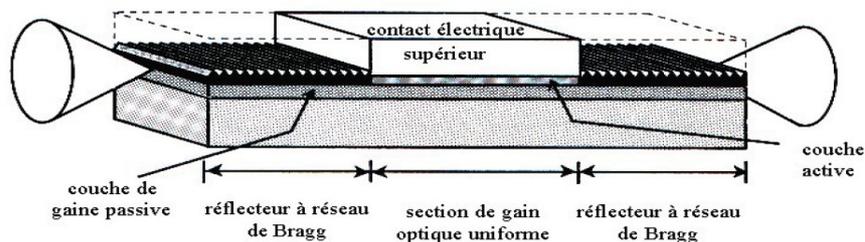


Figure I.23.2 : Schéma d'un laser DBR à injection électrique. La réflexion se fait indépendamment de l'amplification par la présence des réseaux de Bragg.

# Chapitre I Généralités sur le laser Distributed FeedBack DFB

## 3) Complexité des lasers pour les télécommunications optiques

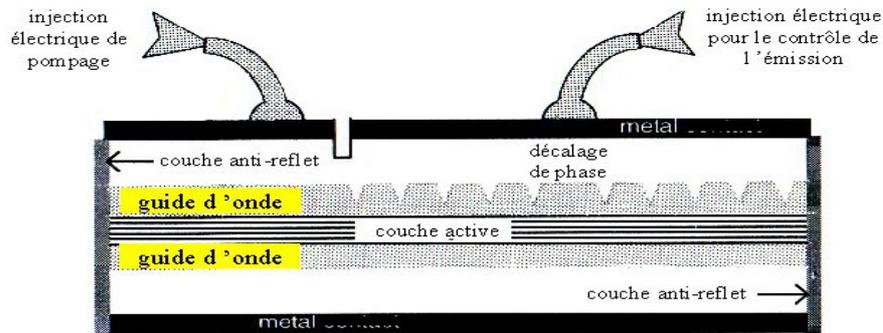


Figure I.23.3 : Schéma d'un laser DFB à décalage de phase de  $\pi/2$ . Le pompage électrique est représenté pour suggérer les possibilités exploitées de contrôle à volonté de l'émission laser. Les couches anti-reflet permettent d'éviter une rétroaction qui brise la symétrie du spectre.

## 4) Les VCSEL (laser à cavité vertical et émission par la surface)

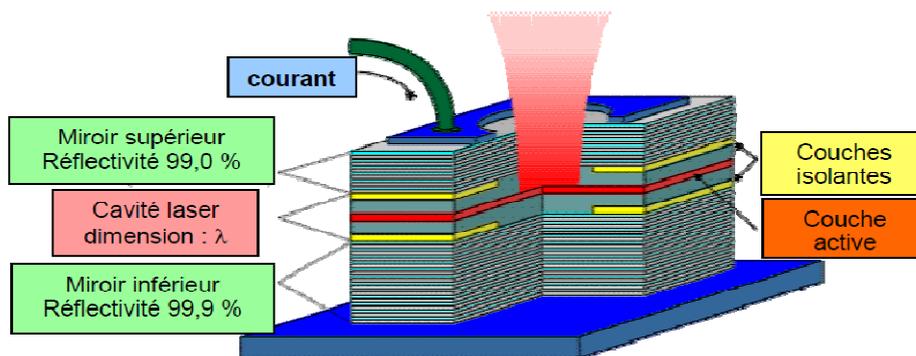


Figure I.23.4 : Schéma d'un laser VCSEL. Le confinement de l'émission est uniquement dû à la réflexion de l'onde générée dans la couche active par les réflecteurs de Bragg des nombreuses couches adjacentes.

### I.9 Description de la technologie DFB

Cette partie traite des différentes améliorations apportées à la constitution de la zone active des lasers DFB pour favoriser l'émission de lumière tout en réduisant le courant de seuil.

#### I.9.a Technologie DFB monosection

Pendant non-reproductibilité de la position des miroirs, par rapport au réseau, ne permet pas d'assurer au composant un fonctionnement monomode satisfaisant. Une solution consiste en la modification de la structure du réseau de Bragg dans le but d'obtenir ce que l'on appelle un réseau à phase décalée. Une méthode usuelle consiste en la création d'un décalage de phase  $\Delta L' = \lambda / (4n_{eff})$  au centre du réseau (Figure I-24).

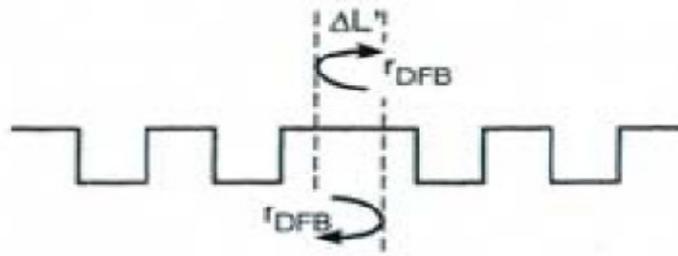


Figure I.24 Réseau de Bragg avec décalage de phase

Pour un réseau du 1<sup>er</sup> ordre, le terme  $\lambda/(4n_{eff})$  correspond à  $1/2$  période, et le fonctionnement de cette structure s'explique alors de la façon suivante : à la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_b$ , les réflexions  $r_{DFB}$  vues en (Figure I.24), révèlent, toutes les deux, une phase de  $\pi/2$ . Après un aller-retour en passant par le centre,  $\lambda/(4n_{eff})$  correspond alors à une phase de  $\pi$  ; par conséquent, la phase après un aller-retour à la longueur d'onde de Bragg est un multiple de  $2\pi$  comme souhaité.

Une autre méthode est de provoquer des décalages de phases distribués qui, eux aussi, peuvent être réalisés facilement. Si un réseau n'est pas formé en son centre, le matériau à fort indice y sera prédominant, et l'indice de réfraction effectif du centre sera plus élevé que l'indice de réfraction moyen dans la région du réseau (Figure I.25). La longueur de la région centrale  $L_c$  peut être ajustée pour obtenir un décalage de phase total de  $\pi/2$ .

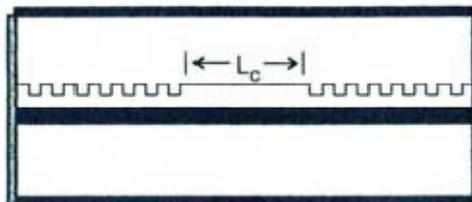


Figure I.25 Structure DFB avec absence de réseau en son centre

Alternativement, une différence d'indice effectif peut être obtenue en modifiant la longueur de la zone active [29].

### I.9.b Technologies DFB multisections

Les structures DFB à plusieurs sections présentent de très nombreuses possibilités structurelles parmi lesquelles deux ont été choisies, que nous présenterons dans ce paragraphe :

- le laser DFB classique à deux ou trois sections,
- le laser DFB accordable à double guide d'onde, dit « *Tunable Twin Guide (TTG)* ».

## Chapitre I Généralités sur le laser Distributed Feedback DFB

Ces structures sont principalement conçues pour leurs capacités d'accordabilité.

Le DFB à plusieurs sections correspond à la structure la plus classique des composants présentés dans ce paragraphe. Il peut se présenter avec deux sections, comme sur la (Figure I.26-a), ou à trois sections (Figure I.26-b). Pour ces deux composants, le principe d'accordabilité se rapproche de celui du laser DBR vu précédemment. En effet, il s'agit d'utiliser deux (ou trois) courants d'alimentation différents afin d'affiner l'accord en longueur d'onde tout en évitant de changer le gain. Cependant, ici, les sections secondaires correspondant également à des sections de gain, il reste difficile de décarreler les deux actions.

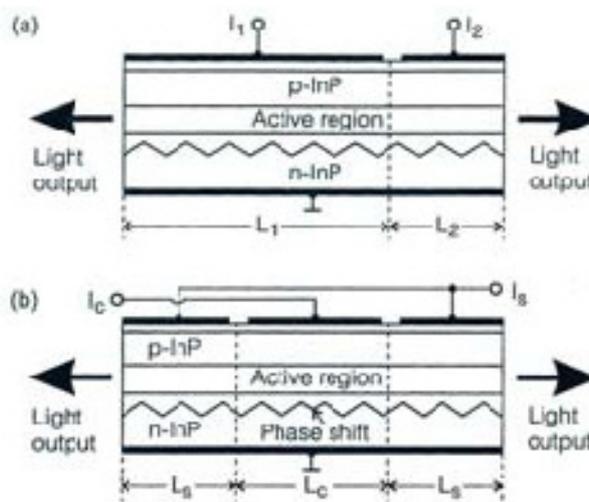


Figure I.26 Diodes Lasers DFB à 2 (a) et 3 (b) sections

La différence entre ces deux structures réside dans le fait que lorsque le DFB à deux sections présente une longueur de cavité variable, le DFB à trois sections, lui, reste totalement symétrique, gardant ainsi le centre de la cavité laser au centre du réseau et permettant l'utilisation des structures de réseau de Bragg à décalage de phase.

Un autre exemple de structure, permettant d'étendre la plage d'accord tout en gardant une accordabilité en longueur d'onde continue, est celle de la diode accordable à guides jumeaux ou TTG (*Tunable Twin-Guide diode*), (Figure I.27) [34]. La particularité de la constitution de ce laser se situe dans l'addition d'une région passive dans la zone d'extension du champ optique créé par la zone active à la différence des structures précédentes pour lesquelles l'ajout de la région passive se fait sur un plan longitudinal. Ainsi, l'injection des porteurs électriques dans cette nouvelle couche, en modifiant l'indice effectif vu par l'onde optique, influence sur la longueur d'onde d'émission.

## Chapitre I Généralités sur le laser Distributed Feedback DFB

---

En pratique, un compromis s'établit en ce qui concerne la distance entre la région active et la région d'accord pour obtenir un bon couplage optique mais un découplage électrique de ces deux régions.

L'ajout dans cette structure d'une couche de confinement entre la région passive et la zone active va permettre, en prenant en compte les changements de température, d'accorder de façon continue la longueur d'onde sur une plage de 10 nm environ. Cependant, cet accord s'accompagne d'une variation significative de la puissance optique de 3,5 dB [34], justifiant sa faible potentialité pour les réseaux WDM.

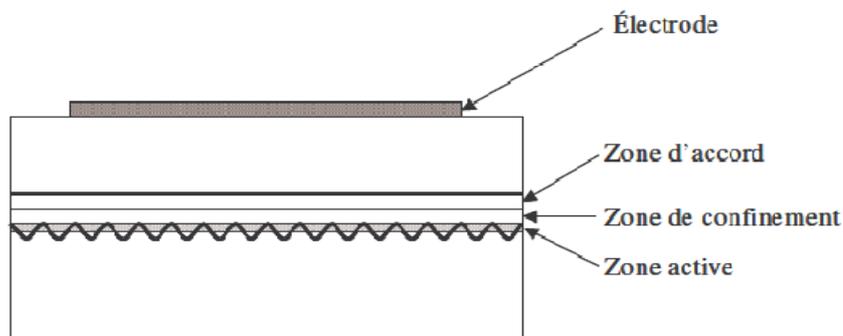


Figure I.27 Structure d'un laser à guides jumeaux

Cependant, la liste des technologies DFB présentée ici n'est pas exhaustive et d'autres structures auraient pu être citées comme le « *Striped heater DFB laser* » et « *Tunable Laser Diodes* ».

# *Chapitre II*

## *Rétro-injection optique dans le laser DFB*

## Rétro-injection optique dans le Laser DFB

### II.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est d'étudier les effets de l'interférence par rétro-injection dans le laser DFB, en considérant deux types du laser DFB, le laser GC-DFB (couplage par le gain) et le laser DFB à saut de phase. Pour le laser GC-DFB on utilise deux modèles: le cas d'une seule cavité externe et le cas des cavités externes multiples.

Dans le présent chapitre, nous déterminons la réflectivité équivalente, la variation de fréquence et la variation du gain au seuil des modes du laser en fonction des paramètres du réseau. Celui-ci ne sera étudié que pour le premier ordre de diffraction dans le cas d'un profil sinusoïdal.

Dans ce chapitre aussi, nous nous proposons de décrire, théoriquement, le fonctionnement d'un laser DFB en présence de la rétro-injection optique. Nous montrons en quoi ce phénomène dit de « rétro-injection » perturbe la fréquence d'émission du laser. Ainsi, après en avoir rappelé l'origine et la définition de la théorie du rétro-injection avec le modèle de la cavité équivalente, nous concentrerons alors sur l'étude théorique en utilisant l'équation transcendente du DFB et la relation de dispersion. L'expression du coefficient de couplage entre la cavité externe et la cavité laser (sensibilité complexe)  $C_r$  sera déterminée analytiquement. Prenant en compte les paramètres internes du laser DFB telle que le gain au seuil  $g_{th}$ , le coefficient de couplage de l'onde au réseau  $K$ , l'écart au mode de Bragg  $\delta$  et le coefficient de réflexion  $r_r$ .

### II.2 Introduction à la théorie du phénomène de la rétro-injection

Les phénomènes liés à la réinjection optique « self-mixing » (interférence à deux ondes dans le milieu actif d'une source laser) de lumière dans les lasers sont assez bien connus et ont déjà été largement étudiés [2].

Ce phénomène, dit de réinjection ou de rétro-injection optique (self-mixing) [35] est une technique de mesure interférométrique par rétrodiffusion de lumière cohérente vers la source laser permettant de réaliser des mesures de grandeurs physiques variées telle que la distance, la vitesse, le déplacement ou bien encore les vibrations.

Cette technique émergente dans le domaine des capteurs optiques présente de nombreux avantages par rapport aux techniques plus traditionnelles telle que l'auto-alignement, le filtrage spatial et spectral. Elle n'a pas encore donné lieu à des produits commerciaux mais pourrait déboucher sur la réalisation de capteurs intéressants dans le monde industriel grâce aux performances améliorées par rapport aux techniques existantes [34].

## Chapitre II *Rétro-injection optique dans le Laser DFB*

L'utilisation du phénomène de self-mixing pour le développement de capteurs suscite beaucoup d'intérêt de par la nature simple et peu onéreuse du système de mesure [2, 37, 38].

L'intérêt s'est en particulier porté sur la mesure de déplacement car cette technique donne rapidement des résultats intéressants. Des capteurs de distance et de vitesse sur ce principe sont également couramment étudiés. Les capteurs développés à partir de ce principe seront donc des dispositifs de détection cohérente pour lesquels un certain nombre des conditions liées à la cohérence de la source seront à respecter [2, 39].

Nous notons que ce phénomène apparaît sous différents noms dans la littérature anglophone: « Optical feedback »[41] , « Optical Feedback interferometry »[42] , « backscatter-modulated laser diode »[43], « external feedback effect »[36], ou enfin « active optical feedback »[35, 37, 40].

### II.3 Principe de la rétro-injection optique

Lorsqu'une source laser émet un faisceau en direction d'une cible quelconque une partie de l'onde lumineuse incidente est réfléchiée ou rétrodiffusée vers la cavité active de la diode laser. La quantité de lumière réinjectée est généralement très faible mais souvent suffisante pour pouvoir modifier le comportement de la source laser de façon non négligeable. [2, 37].

Le schéma de principe de cette technique est illustré par la (Figure II.1).

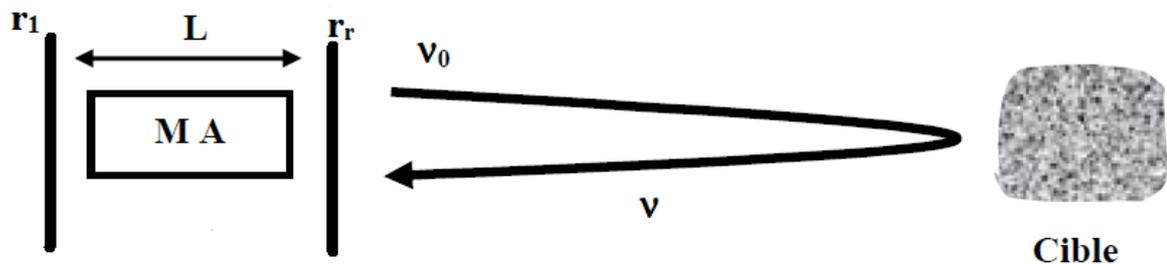


Figure II.1 Schéma de principe de rétro-injection laser

Sur cette figure, on a précisé les principaux paramètres caractérisant le milieu amplificateur et la cavité résonante à prendre en compte dans la technique de rétro-injection optique. La lumière émise par une source laser en direction de la cible de type miroir ou plus généralement de type diffusante aussi appelée non-coopérative est réfléchiée (dans le cas d'un miroir) ou rétrodiffusée (dans le cas d'une cible diffusante) et partiellement renvoyée vers le laser (Figure II.1).

L'onde réfléchiée ou rétrodiffusée est réinjectée dans la cavité active et interfère avec le champ existant dans cette cavité. Il se produit alors un phénomène de battement entre l'onde intracavité

## Chapitre II *Rétro-injection optique dans le Laser DFB*

et l'onde rétrodiffusée, entraînant une modification de l'un des paramètres de fonctionnement de la source laser. Ce paramètre peut être l'amplitude ou la fréquence optique de l'émission laser, son état de polarisation ou bien sa phase.

Dans le cas par exemple où la cible est animée d'un mouvement de translation dans la direction de propagation du faisceau laser, l'onde rétrodiffusée est décalée en fréquence par effet Doppler et sa fréquence devient  $\nu = \nu_0 + \Delta\nu_{Doppler}$ . L'effet d'interférence se traduit par un battement à la fréquence différence  $\Delta\nu = |\nu - \nu_0| = \Delta\nu_{Doppler}$  [36].

En prélevant une faible partie du faisceau en sortie, à l'aide d'une lame séparatrice, nous pouvons alors détecter la composante à la fréquence de battement, ce qui permet de remonter à la vitesse de déplacement recherchée. Cette technique de détection est très sensible en raison de l'amplification non linéaire dans le milieu laser.

Par rapport à une détection classique, elle permet une amélioration considérable de l'amplitude du signal détecté. D'autre part, la source laser joue à la fois le rôle d'émetteur et de mélangeur optique, permettant ainsi une détection de type interférométrique sans ajouter d'éléments optiques complexes à aligner.

La principale différence avec des interférences classiques réside dans le fait que les interférences de type rétro-injection ont lieu dans un milieu actif alors que les interférences classiques sont généralement observées en espace libre, c'est-à-dire dans un milieu passif. Cette différence notable se traduit par une forme non sinusoïdale de la modulation d'intensité générée par les interférences dans le cas du self-mixing, contrairement aux interférences classiques.

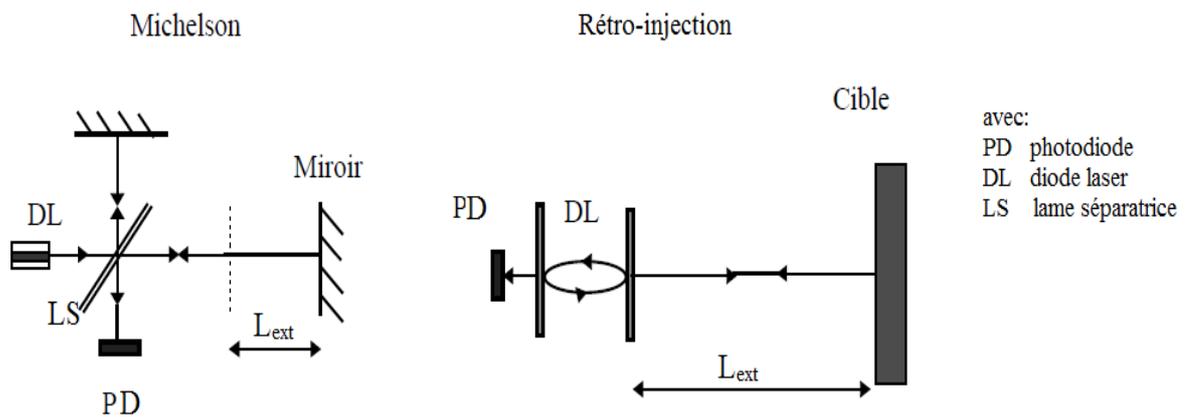


Figure I.2 Analogie interférence de type Michelson-interférence par rétro-injection

Toutefois, les différentes sources lasers ne présentent pas toutes le même comportement vis à vis de la rétro-injection optique. On distingue en effet trois catégories de lasers (classe A-B-C) se caractérisant par des valeurs différentes des paramètres de relaxation du milieu amplificateur et

## Chapitre II Rétro-injection optique dans le Laser DFB

de la cavité [44].

A ce jour, les lasers les plus utilisés dans les expériences de rétro-injection sont les lasers de classe B et en particulier les lasers à semi-conducteurs en raison de leur facilité de mise en œuvre et leur faible coût [45]. Toutefois, les systèmes lasers à solide utilisant comme milieu amplificateur une matrice diélectrique cristalline ou amorphe dopée avec des ions terres rares présentent des avantages intrinsèques qui n'ont jusqu'à présent été démontrés et étudiés que sur certains systèmes lasers spécifiques [45].

Le choix de la source laser nécessite une étude approfondie dans les conditions d'utilisation classique (sans cible « chapitre I ») et pour une configuration dans laquelle la source laser est perturbée par une onde rétrodiffusée par une cible.

### II.4 Laser DFB avec une seule cavité externe

#### II.4.1 Modèle de la cavité équivalente

Le schéma de la (Figure II.3) décrit le modèle théorique représentant le dispositif optique des interférences par la rétro-injection. Cet ensemble peut être interprété comme l'association d'une cavité laser DFB de longueur  $L$ , avec une cavité externe de longueur  $L_{ext}$ , association que nous allons modéliser par une cavité équivalente de longueur  $L$ .

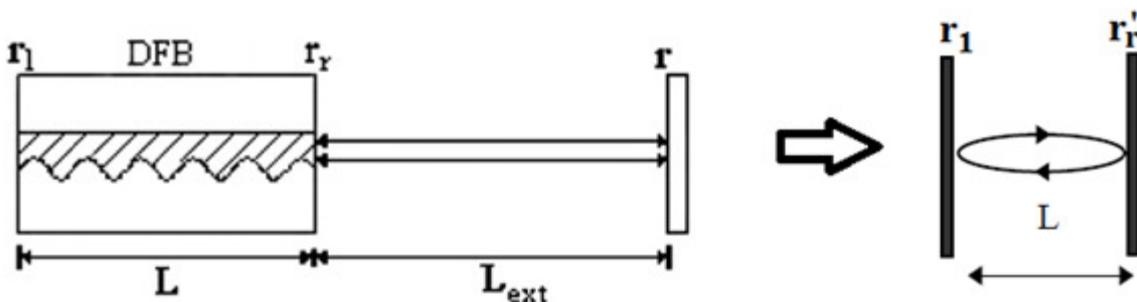


Figure II.3 Modélisation du dispositif d'interférence par rétro-injection par une cavité équivalente.

Les paramètres  $r_1$ ,  $r_r$  sont les réflectivités du champ électrique des faces clivées du laser,  $r$  est le coefficient de réflexion de la cible,  $L$  est la longueur de la cavité laser.  $L_{ext}$  est la longueur de la cavité formée par la cible et la face avant du laser.

Pour faire cette étude, en se plaçant dans le cas de faible feedback c'est-à-dire  $r \ll 1$ . Cette hypothèse est triviale lorsque la cible est diffusante.

Nous pouvons donc ne considérer qu'un seul trajet aller retour (une seule réflexion) entre le laser et la cible dans ce modèle simplifié.

Nous pouvons remarquer que lorsque la cible utilisée est un miroir, il peut se produire des multiples réflexions entre la cible et la face avant de la diode laser [46]. Cette situation est gênante pour l'exploitation des mesures car elle entraîne des erreurs. Cependant, un des principaux attraits des capteurs par rétro-injection réside dans le fait que ces dispositifs sont utilisables sur cible diffusante et qu'ils ne nécessitent donc pas d'alignement.

La méthode de modélisation classiquement employée pour traiter le problème théorique posé par l'insertion d'une cible devant la diode laser est de définir comme sur la (Figure II.3) une cavité laser équivalente [3, 37, 38]. Nous introduisons pour la facette avant de la cavité équivalente un coefficient de réflexion efficace  $r_r'$  (réflectivité équivalente) qui tient compte de la présence de la cible. Nous pouvons alors traiter le problème Comme nous le verrons dans la suite.

### II.4.2 Définition de la réflectivité équivalente

Considérons le cas d'un laser DFB perturbé par une rétroaction optique d'amplitude  $r$  produite par une cible distant de  $L_{ext}$  (Figure II.4). Afin que l'hypothèse d'un système cohérent soit valable, le taux de retour optique est supposé faible (cas d'une seule réflexion).

Nous appelons  $E(t)$ ,  $E(t-\tau)$  et  $r_l$ ,  $r_r$  respectivement le champ optique dans la cavité laser, le champ optique réfléchi (avec  $\tau = \frac{2L_{ext}}{c}$  le temps aller-retour dans la cavité externe entre la cible et le laser,  $c$  est la célérité de la lumière dans le vide) et les coefficients de réflexion aux facettes.

Nous notons également  $\zeta$  le coefficient de transmission en amplitude de la facette soumise à la réflexion externe. L'ensemble {laser + cavité externe} peut être vu comme un système composé respectivement d'une réflectivité  $r_l$  (facette arrière) et d'une réflectivité équivalente  $r_r'$  (facette avant) [47].

Ainsi, en appliquant le principe de superposition, la relation entre champ émis et champ réfléchi peut s'écrire comme:

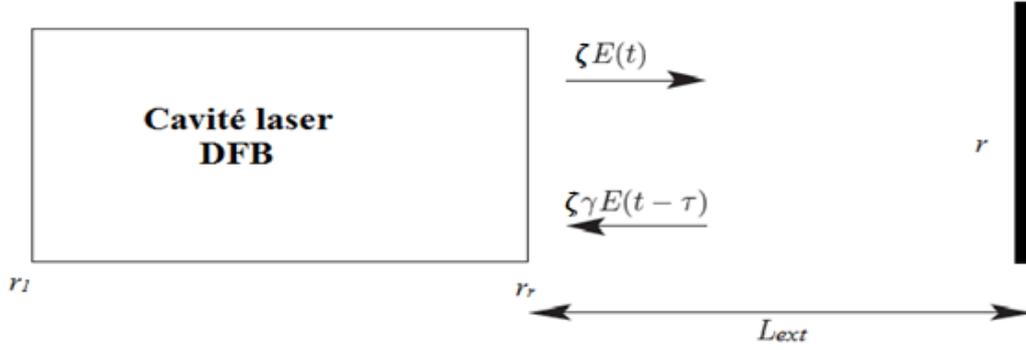


Figure II.4 Cavité laser perturbée par une réflexion d'amplitude  $r$  produite par une cible distant

$$r_r' E(t) = r_r E(t) + r \zeta^2 E(t - \tau) \quad (\text{II.1})$$

Le système étant supposé cohérent, les champs électriques peuvent être assimilés à des ondes planes d'amplitude  $E_0$  oscillant à la pulsation  $\omega$ .

$$E(t) = E_0 e^{j\omega t} \quad (\text{II.2})$$

En injectant cette relation dans l'équation (II.1), la réflectivité équivalente en amplitude à la facette de sortie du laser peut s'écrire comme:

$$r_r' = r_r + (1 - r_r^2) r \exp(-j\omega\tau) \quad (\text{II.3})$$

Dans l'équation (II.3), le coefficient de transmission en amplitude  $\zeta$  a été substitué par le coefficient de réflexion en amplitude à partir de la relation de conservation de l'énergie  $r_r^2 + \zeta^2 = 1$ . Il est important de souligner que l'équation (II.3) ne peut être utilisée que dans le cadre d'une seule réflexion (cas d'un taux de retour optique faible). Le traitement mathématique relatif à un fort taux de retour optique doit nécessairement prendre en compte plusieurs réflexions de sorte que la réflectivité équivalente en amplitude puisse s'écrire comme une somme des ondes réfléchies cohérentes selon la relation [48]:

$$r_r' = r_r + \sum_{h>1} r_r^{h-1} (1 - r_r^2)^h r^h \exp(-j\omega\tau) \quad (\text{II.4})$$

Dans la suite de la discussion, l'hypothèse de faible taux de retour optique (faible feedback) est supposée valable afin que la variation de réflectivité soit toujours décrite par l'équation (II.3).

La condition d'émission du laser DFB en présence de la cible (l'équation transcendante des lasers DFB (I.39)) peut prendre la forme suivante : [49]

$$\left(1 - r_1 \frac{\Gamma}{jK}\right) \left(1 - r_r' \frac{\Gamma}{jK}\right) - \left(r_1 - \frac{\Gamma}{jK}\right) \left(r_r' - \frac{\Gamma}{jK}\right) \exp(-2\gamma L) = 0 \quad (\text{II.5})$$

### II.4.3 Influence de la rétro-injection sur le laser DFB

La sensibilité des lasers DFB en présence de la rétro-injection optique a été amplement étudiée par François. Favre. Soit un laser DFB soumis à une rétroaction optique externe d'amplitude  $r$ . On suppose que la réflexion peut avoir lieu, sur la facette avant ( $r_r$ ) du laser (figure II.4). On note respectivement  $L$  et  $K$ , la longueur de la cavité optique et le coefficient de couplage de l'onde au réseau [49].

Nous rappelons pour mémoire que la réflectivité complexe  $r_r$  s'écrit comme suit:

$$r_r = |r_r| \exp(j\varphi_r) \quad (\text{II.6})$$

Avec respectivement  $|r_r|$  la réflectivité en amplitude,  $\varphi_r$  la phase correspondante. Lorsque cette facette est soumise à une réflexion externe, une modification de la réflectivité apparaît. Ainsi, si  $r_r'$  représente la valeur de la réflectivité en présence de la rétro-injection optique, la variation totale de réflectivité en amplitude  $\Delta r_r = r_r' - r_r$  se met sous la forme:

$$\Delta r_r = (1 - r_r^2) r \exp(-j\omega\tau) \quad (\text{II.7})$$

Avec  $\tau$  le temps aller-retour dans la cavité externe et  $\omega$  la pulsation d'émission du laser.

Sachant que la rétro-injection optique entraîne également une variation du gain du laser, les variables  $\delta$  et  $\gamma$  (écart au mode de Bragg et valeur propre) sont également affectées par la réflexion (équation de dispersion (I.24)).

Nous rappelons que l'équation de dispersion peut se réécrire (en utilisant l'équation (I.17)) sous la forme :

$$\gamma^2 = q^2 + K^2 \quad (\text{II.8})$$

Avec

$$q = \left(\frac{g_{th}}{2} - j\delta\right) \quad (\text{II.9})$$

De manière à prendre en compte ces différents effets, on note:

$$\begin{cases} \Delta g_{th} = g_{th} - g_{th0} \\ \Delta \delta = \delta - \delta_0 \\ \Delta \gamma = \gamma - \gamma_0 \end{cases} \quad (\text{II.10})$$

Les variations induites par la rétro-injection optique, respectivement sur le gain laser, l'écart au mode de Bragg et la valeur propre solution de l'équation de propagation.

## Chapitre II *Rétro-injection optique dans le Laser DFB*

---

Les quantités  $g_{th0}$ ,  $\delta_0$  et  $\gamma_0$  sont les valeurs obtenues lorsque le laser n'est pas soumis à la rétro-injection optique.

Ainsi, en différentiant l'équation (II.8), il vient:

$$\gamma \Delta \gamma = q \Delta q \quad (\text{II.11})$$

$$\Delta q = \frac{\gamma}{q} \Delta \gamma \quad (\text{II.12})$$

$$\Delta q L = \frac{\gamma L}{q L} \Delta \gamma L \quad (\text{II.13})$$

$$\left( \Delta \frac{g_{th}}{2} L - j \Delta \delta L \right) = \frac{\gamma L}{\left( \frac{g_{th}}{2} - j \delta \right) L} \Delta \gamma L \quad (\text{II.14})$$

Sachant que la réflexion est produite sur la facette avant du laser de réflectivité  $r_r$ , le coefficient  $C_r$  est posé égal à [50]:

$$\left( \Delta \frac{g_{th}}{2} L - j \Delta \delta L \right) = C_r r \exp(-j \omega \tau) \quad (\text{II.15})$$

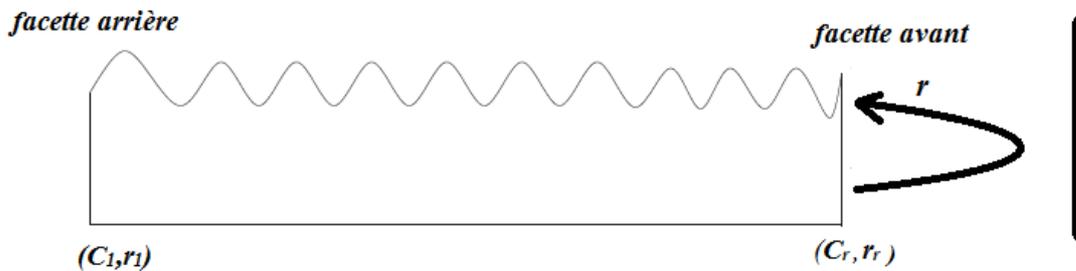
$$\Delta q L = C_r r \exp(-j \omega \tau) \quad (\text{II.16})$$

Cette équation, introduite par Favre, traduit le fait que les coefficients  $C_r$  (sensibilité complexe) dépendent des caractéristiques intrinsèques du laser DFB (gain, écart au mode de Bragg, coefficient de couplage, réflectivité et phase).

### II.4.4 Détermination analytique de la sensibilité complexe $C_r$

François Favre prend le cas d'un laser DFB en présence de la rétro-injection optique où l'une des facettes est traitée de manière à la rendre anti-réfléchissante [50].

Pour calculer le coefficient  $C_r$ , supposons que la facette avant ( $r_r$ ) soit soumise à une rétro-injection optique externe et nous utilisons l'équation transcendente du DFB (I.39).



*Figure II.5 Représentation schématique d'un laser DFB soumis à une réflexion externe optique externe d'amplitude  $r$  à travers la facette avant.*

Les variables affectées par la réflexion sont donc la quantité  $\Gamma$  et  $r_r$ .

En prenant la différentielle logarithmique de l'équation (I.39), il vient:

$$\Delta r_1 \left( \frac{jK}{\Gamma} - \frac{\Gamma}{jK} \right) - \Delta \Gamma \left( \frac{1}{\Gamma} - \frac{1}{jKr_r - \Gamma} + \frac{r_r}{jK - r_r \Gamma} \right) + 2\Delta \gamma L = 0 \quad (\text{II.17})$$

En combinant les équations (I.31) et (II.8), on montre aisément les relations de liaison suivantes :

$$\Gamma^2 - K^2 = 2q\Gamma \quad (\text{II.18})$$

$$\Gamma^2 + K^2 = 2\gamma\Gamma \quad (\text{II.19})$$

$$\Delta \Gamma = \frac{\Gamma}{q} \Delta \gamma \quad (\text{II.20})$$

En injectant ces équations dans (II.17), on obtient:

$$-\Delta r_1 \frac{2\gamma}{jK} + \Delta \gamma \frac{2r_r q - 2jK + 2jKqL(1+r_r^2) - 4r_r q^2 L}{q(-2r_r q + jK(1+r_r^2))} = 0 \quad (\text{II.21})$$

Enfin, en utilisant les hypothèses de départ décrites par les relations (II.14) et (II.16) et en injectant dans (II.21), Le coefficient de couplage avec la cavité externe  $C_r$  à la facette avant ( $r_r$ ) se met donc sous la forme suivante [50, 51]:

$$C_r = \frac{[qL^2 + (KL)^2] \left[ \frac{2r_r qL}{(KL)} - j(1+r_r^2) \right]}{qL[KL(1+r_r^2) - jr_r] + j2r_r qL^2 - KL} \quad (\text{II.22})$$

### II.4.5 Facteur d'élargissement spectral $\alpha_m$

Le facteur d'élargissement spectral autrement appelé « linewidth enhancement factor » aussi le facteur de couplage phase-amplitude noté  $\alpha_m$ , est un paramètre fondamental de la physique du laser à semi-conducteur. Ce facteur intervient dans de nombreux processus physiques complexes et est défini par la relation:

$$\alpha_m = \frac{-2\omega \frac{\partial n}{\partial N}}{c \frac{\partial g_{th}}{\partial N}} \quad (\text{II.23})$$

Avec  $\frac{\partial n}{\partial N}$ ,  $\frac{\partial g_{th}}{\partial N}$  respectivement l'indice différentiel et le gain différentiel du laser à semi-conducteur.

Pour le cas d'un laser DFB Le facteur d'élargissement spectral est défini par la relation [50]:

$$\alpha_m = \frac{\frac{\omega}{c} \Delta n}{\Delta(\frac{g_{th}}{2})} \quad (\text{II.24})$$

Dans la littérature, ce facteur est régulièrement appelé facteur de couplage phase-amplitude ou Henry et peut varier de 1 à 10 pour des lasers à semi-conducteur. Physiquement, il traduit explicitement le couplage entre l'amplitude et la phase du champ optique dans la cavité laser mais aussi de manière plus générale la dissymétrie de la courbe de gain [52].

Comme il l'a été mentionné au début de ce paragraphe, le facteur  $\alpha_m$  intervient dans de nombreux mécanismes physiques tels que :

a)- le "*spatial hole burning*" [53] induit par la variation de l'indice optique  $n$  avec la puissance  $P$ . Cet effet provoque une distribution inhomogène des porteurs dans la cavité optique et devient inexistant lorsque  $\alpha_m$  égale à zéro (indice optique  $n$  constant puisque  $\frac{\partial n}{\partial N}$  égale à zéro).

b)- le chirp ou la dérive de fréquence [54] induit lorsque la puissance du champ optique dévie de sa position d'équilibre  $P_0$ . En conséquence, une oscillation de la densité de porteurs  $N$  (oscillations de relaxation) autour de sa valeur d'équilibre  $N_{th}$  apparaît. Ainsi, comme  $\alpha_m \neq 0$ , cette déviation de la densité de porteurs induit une variation de l'indice optique  $\Delta n$  et donc une dérive de fréquence  $\Delta \nu$ . Cette variation de la fréquence optique qui peut être, soit vers le bleu (courte longueur d'onde), soit vers le rouge (grande longueur d'onde) parasite le comportement du laser en transmission.

c)- le degré de sensibilité d'un laser à la rétro-injection optique externe. En effet, comme nous le verrons dans ce chapitre, tout laser soumis à une réflexion externe exhibe un régime particulier dont le principal effet est une augmentation importante de la largeur de raie.

d)- la largeur de raie  $\Delta \nu$  du laser dont la valeur est directement dépendante du facteur  $\alpha_m$ . Celle-ci s'exprime par la relation [55]:

$$\Delta \nu \propto (1 + \alpha_m^2) \quad (\text{II.25})$$

Dans l'équation (II.25), le terme 1 est la contribution directe du bruit d'émission spontanée tandis que  $\alpha_m^2$  représente la contribution indirecte due au couplage phase-amplitude. L'analyse théorique la plus complète décrivant l'impact du facteur  $\alpha_m$  sur la largeur de raie d'un laser à semi-conducteur fut réalisée par Henry.

En effet, en 1982, celui-ci est le premier à avancer l'idée que les variations de la largeur de raie sont principalement dues aux changements de l'indice de réfraction avec la densité de porteurs [55]. On comprend alors que l'augmentation de la largeur de raie du laser est attribuée en partie à des fluctuations de fréquence intervenant lorsque l'intensité du champ

## Chapitre II *Rétro-injection optique dans le Laser DFB*

---

optique est perturbée par de l'émission spontanée.

Ce processus physique est indubitablement associé aux oscillations de relaxation et conduit via le facteur  $\alpha_m$  à des fluctuations de fréquence additionnelle. C'est pourquoi, dans la littérature, le facteur  $\alpha_m$  est très souvent appelé facteur d'élargissement spectral ou plus directement facteur de Henry.

L'importance du facteur de Henry sur la sensibilité des lasers à la rétro-injection optique ainsi que sur la variation de fréquence sera discutée et analysée.

### II.4.6 Détermination de la variation de fréquence d'émission

Dans ce paragraphe, nous nous proposons de déterminer la variation de fréquence d'émission du laser DFB en utilisant les équations développées au paragraphe précédent et la définition du facteur d'élargissement spectral.

La variation induite par la rétro-injection optique sur l'écart au mode de Bragg peut s'écrire selon la relation suivante :

$$\Delta\delta = \frac{n}{c}\Delta\omega + \frac{\omega}{c}\Delta n \quad (\text{II.26})$$

Donc

$$\Delta\omega = \frac{c}{n}\left[\Delta\delta - \frac{\omega}{c}\Delta n\right] \quad (\text{II.27})$$

Nous pouvons l'écrire autrement de la façon suivante :

$$\Delta\omega = \frac{c}{nL}\left[\Delta\delta L - \frac{\omega}{c}\Delta nL\right] \quad (\text{II.28})$$

En utilisant la relation du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$ , l'équation (II.24) peut s'écrire sous la forme :

$$\alpha_m \Delta \frac{g_{th}}{2} = \frac{\omega}{c} \Delta n \quad (\text{II.29})$$

En injectant l'équation (II.29) dans l'équation (II.28), nous obtenons:

$$\Delta\omega = \frac{c}{nL}\left[\Delta\delta L - \alpha_m \Delta \frac{g_{th}}{2} L\right] \quad (\text{II.30})$$

En utilisant la forme exponentielle du nombre complexe de la sensibilité complexe  $C_r$  et le coefficient de réflexion  $r$  de la cible dans la l'équation (II.15) :

$$\left(\Delta \frac{g_{th}}{2} L - j\Delta\delta L\right) = |C_r| \exp(j \arg(C_r)) |r| \exp(j \arg(r)) \exp(-j\omega\tau) \quad (\text{II.31})$$

## Chapitre II Rétro-injection optique dans le Laser DFB

---

$$\left(\Delta \frac{g_{th}}{2} L - j\Delta\delta L\right) = |C_r||r| \exp(-j(\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r))) \quad (\text{II.32})$$

$$\left(\Delta \frac{g_{th}}{2} L - j\Delta\delta L\right) = |C_r||r| [\cos(\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r)) - j\sin(\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r))] \quad (\text{II.33})$$

Nous posons :

$$\Delta \frac{g_{th}}{2} L = |C_r||r| \cos(\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r)) \quad (\text{II.34})$$

$$\Delta\delta L = |C_r||r| \sin(\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r)) \quad (\text{II.35})$$

En remplaçant les équations (II.34) et (II.35) dans l'équation (II.30), nous obtenons :

$$\Delta\omega = \frac{c}{nL} |C_r||r| [\sin(\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r)) - \alpha_m \cos(\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r))] \quad (\text{II.36})$$

Nous pouvons mettre l'équation (II.36) sous une autre forme :

$$\Delta\omega = \frac{c}{nL} |C_r||r| \sqrt{1 + \alpha_m^2} \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + \alpha_m^2}} \sin(\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r)) - \frac{\alpha_m}{\sqrt{1 + \alpha_m^2}} \cos(\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r)) \right] \quad (\text{II.37})$$

Nous posons :

$$\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{1 + \alpha_m^2}}, \quad \sin \theta = \frac{\alpha_m}{\sqrt{1 + \alpha_m^2}}, \quad \frac{\sin \theta}{\cos \theta} = \tan \theta \Rightarrow \theta = \text{atan}(\alpha_m).$$

En injectant ces formules dans l'équation (II.37), il vient :

$$\Delta\omega = \frac{c}{nL} |C_r||r| \sqrt{1 + \alpha_m^2} [\cos \theta \sin(\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r)) - \sin \theta \cos(\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r))] \quad (\text{II.38})$$

$$\Delta\omega = \frac{c}{nL} |C_r||r| \sqrt{1 + \alpha_m^2} [\sin(\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r) - \text{atan}(\alpha_m))] \quad (\text{II.39})$$

En remplaçant la relation du temp aller-rtour  $\tau = \frac{2L_{ext}}{c}$  dans l'équation (II.39), nous obtenons l'équation de la variation de la fréquence du laser DFB perturbé par une rétro-injection optique pour une seule cavité externe :

$$\Delta\omega\tau = \frac{2}{n} \sqrt{(1 + \alpha_m^2)} |C_r| |r| \frac{L_{ext}}{L} \sin[\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r) - \text{atan}(\alpha_m)] \quad (\text{II.40})$$

### II.4.7 Détermination du gain au seuil

De la même manière, en utilisant l'équation (II.34) ainsi que la définition de la vitesse de groupe  $v_g = \frac{c}{n}$ , les fluctuations sur le gain  $\Delta G$  peuvent s'écrire comme [56] :

$$\Delta G = v_g \Delta g_{th} \quad (\text{II.41})$$

En injectant l'équation (II.34) dans l'équation (II.41), on obtient :

$$\Delta G = \frac{c}{nL} |C_r| |r| \cos(\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r)) \quad (\text{II.42})$$

En remplaçant la relation du temps aller-retour  $\tau = \frac{2L_{ext}}{c}$  dans l'équation (II.42) :

$$\Delta G = \frac{4}{n\tau} |C_r| |r| \frac{L_{ext}}{L} \cos(\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r)) \quad (\text{II.43})$$

Ces deux dernières relations (II.40) et (II.43) sont très importantes lorsque l'on s'intéresse au phénomène de self-mixing à des fins métrologiques : en effet, elles relient les modifications de fonctionnement subies par le laser en présence de la rétro-injection au déplacement de la cible éclairée par le laser.

Pour les deux équations (II.40) et (II.43), nous posons :

$$X = \frac{2}{n} \sqrt{1 + \alpha_m^2} |C_r| |r| \frac{L_{ext}}{L} \quad (\text{II.44})$$

Ce paramètre  $X$  dépend à la fois de la distance à la cible ( $L_{ext}$ ), mais aussi du coefficient de réflexion de la cible  $r$  et la sensibilité complexe  $C_r$  (coefficient de couplage entre la cavité externe et la cavité laser) c'est-à-dire la quantité de la lumière rétrodiffusée par la cible. Suivant sa valeur, l'équation (II.40) donnant les fréquences optiques du laser a une ou plusieurs solutions.

### II.5 Etude de la condition de phase

Afin d'étudier la condition de phase, nous reprenons l'équation (II.40) en posant :

$$\Delta\omega\tau - X \sin[\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r) - \text{atan}(\alpha_m)] = 0 \quad (\text{II.45})$$

avec

$$f(\omega\tau) = \Delta\omega\tau - X \sin[\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r) - \text{atan}(\alpha_m)] \quad (\text{II.46})$$

Dans l'équation (II-46),  $\Delta\omega\tau = \omega - \omega_0$  et  $X$  est un coefficient souvent utilisé dans la littérature pour délimiter les frontières entre les différents régimes de fonctionnement du laser. Avec  $\omega_0$  la fréquence optique sans rétro-injection, et  $\omega$  la phase recherchée due au rétro-injection pour une faible feedback.

La (Figure II.6) simulée avec le logiciel Matlab, illustre trois exemples de comportement spectral possible du laser en fonction de la valeur du coefficient  $X$ .

Les fréquences optiques possibles sont déterminées par la condition  $f(\omega\tau) = 0$ . Nous observons que pour différentes valeurs de  $X$ , le nombre de solutions, et donc le nombre de modes possibles diffère. Nous observons de plus que la fréquence d'émission avec cible est décalée par rapport à la fréquence d'émission sans cible.

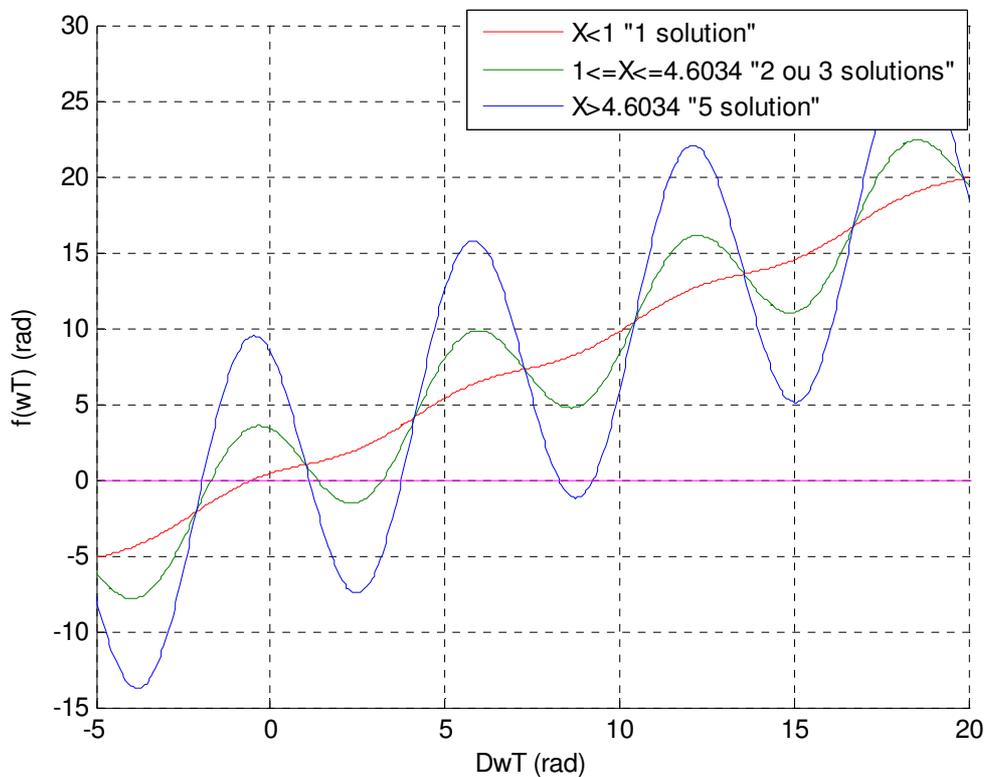


Figure II.6 La variation de l'équation  $f(\omega\tau)$  pour différentes valeurs de  $X$  (simulation avec le logiciel Matlab)

### II.5.1 Influence du paramètre $X$ sur le signal de rétro-injection

$X$  est le paramètre déterminant dans les études du phénomène de la rétro-injection. Les domaines de fonctionnement d'une diode laser soumise à rétro-injection sont classiquement séparés en 5 zones suivant la valeur de  $X$  [57].

La (Figure II.7), donnée par Tkach et Chraplyvy [58] illustre cette classification. Chacune des zones est caractérisée par un comportement spectral de la diode laser (monomode ou multimode, stabilité).

Nous remarquons que ce tableau met en jeu les deux paramètres distance  $L_{ext}$  et le taux de retour optique  $\Gamma$  correspondant à la quantité de lumière renvoyée dans la cavité laser ( $\Gamma = C_r r$ ) ce qui revient à paramétrer ces comportements en fonction du coefficient  $X$  [59, 60] (dont l'expression est donnée par la relation II.44).

Nous noterons que cette classification a été déterminée pour une diode laser DFB émettant à  $1,55 \mu m$ . Les auteurs précisent cependant qu'elle reste valable pour des diodes lasers Fabry Perot.

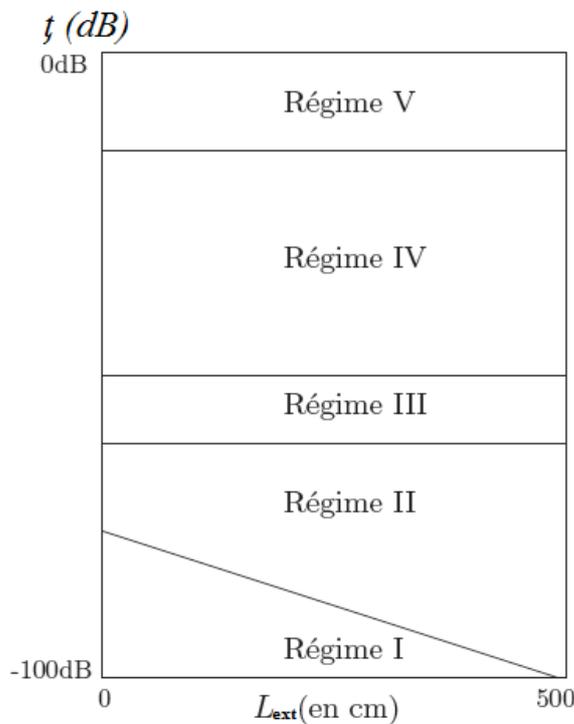


Figure II.7 Classification des zones de comportement spectral du laser en présence de la cible.

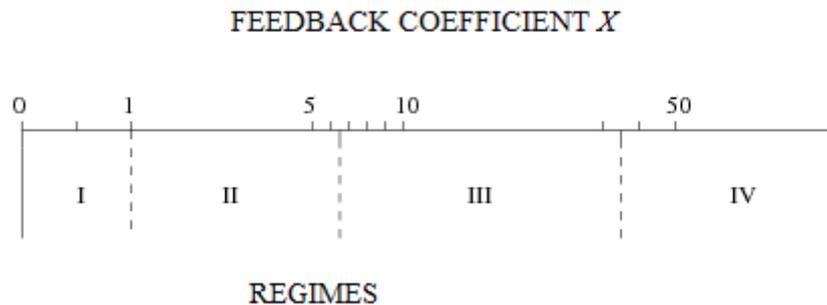


Figure II.8 Figure extraite de [61]. Les chiffres romains indiquent les régimes de fonctionnement de la diode laser, en fonction de la valeur du paramètre  $X$ .

### II.5.1.1 Zone I - cas où le laser reste monomode

-  $X < 1$  (une faible rétro-injection), le signal de rétro-injection optique est sinusoïdale. Pour que la diode laser reste monomode en présence d'une cible, l'équation (II.46) ne doit donner qu'une seule solution (voir figure II.6) c'est-à-dire, un seul mode d'émission du laser (une seule fréquence d'émission est possible). Nous obtenons cette situation si la dérivée de l'expression (II.46) est strictement monotone. Le système d'interférence par rétro-injection optique reste monostable.

### II.5.1.2 Zone II – cas où la diode peut être multimode

-  $X \gg 1$  plusieurs cas peuvent être observés. Dans un premier temps, le nombre de solutions donné par l'équation (II.46) varie de 1 à 5 et le signal de rétro-injection optique a une forme en dents de scie.

Considérons le cas  $1 < X < X_a$ , avec  $X_a$  un paramètre déterminé mathématiquement pour que l'équation (II.46) n'ait au plus que 3 solutions [58, 61, 63], soit  $X_a = 4.6034$ . Deux cas peuvent être observés pour les solutions de l'équation (II.46). La diode peut rester monomode ou devenir multimode selon la phase de l'onde retour.

Dans ce cas, « multimode » signifie que la diode va sauter d'un mode à l'autre au court du temps, et non que plusieurs modes sont émis simultanément. Les (Figures II.9-a et II.9-b) illustrent ces deux situations. Nous observons que sur la (Figure II.9-a), il n'y a qu'une seule solution pour la condition de phase, la diode laser reste donc monomode dans ce cas.

Sur la (Figure II.9-b), le coefficient  $X$  est inchangé mais la longueur de la cavité externe a légèrement varié, modifiant la phase de l'onde retour. On observe cette fois-ci que l'équation (II.46) donne plusieurs solutions.

## Chapitre II *Rétro-injection optique dans le Laser DFB*

La diode laser est considérée dans ce cas multimode. En effet, dans les zones I et II de la (Figure II.7), la largeur de raie spectrale des modes de la diode laser varie en fonction de la phase et de l'amplitude du retour optique. Le mode lasant sélectionné est celui qui possède la largeur de raie la plus faible. De la même manière, pour  $4, 6 < X < 7.8$ , l'équation (II.46) a alors cinq solutions, la fréquence d'émission est sélectionnée parmi elles [64]. Il est possible et quelquefois plus intéressant pour certaines applications (vibrométrie, vélocimétrie) de se placer dans la zone définie par  $1 < X < 4.6034$ . nous noterons que la condition  $X = X_a$  est incluse dans la zone II définie par Tkach et Chraplyvy.

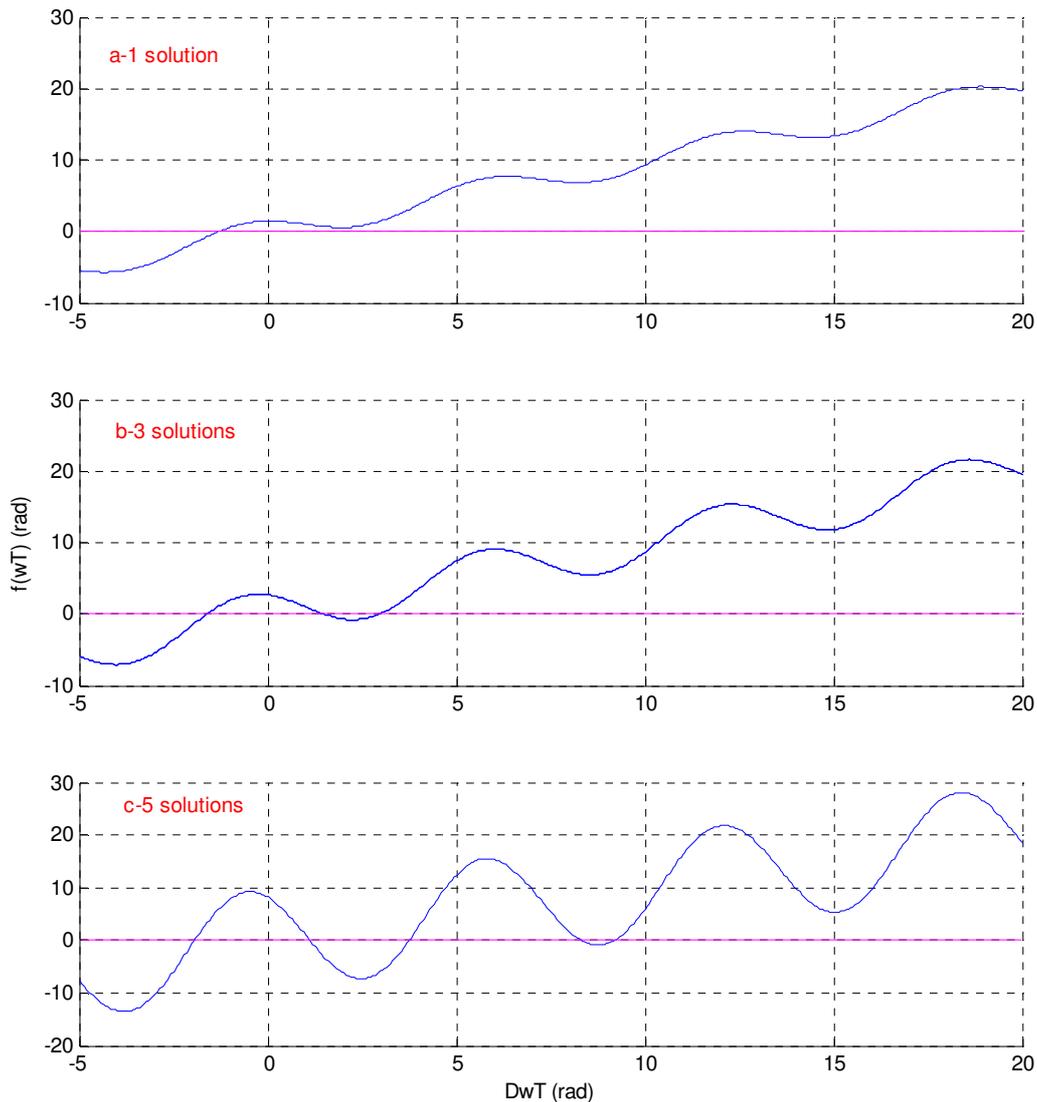


Fig. II.9 L'équation (II.46) simulée avec le logiciel Matlab, pour un laser fonctionnant en zone II : (a) et (b) pour  $1 < X < X_a$  : (a) 1 solution (b) 3 solutions, (c) pour un  $X > X_a$ , il existe 5 modes d'émission possibles.

### **II.5.1.3 Zones III, IV et V - Zone de forte rétro-injection**

Goldberg et Taylor [65] traitent ensemble les zones III, IV et V, définies séparément par la suite par Tkach et Chraplyvy [58].

Au-delà de  $X > 4.6034$ , l'équation (II.46) a cinq solutions et plus. Dans ces domaines de fonctionnement ne concernent plus le phénomène de rétro-injection car le taux de retour optique est très important. Nous pouvons cependant noter que la zone III correspond à une zone de fonctionnement parfaitement monomode pour la diode laser. La largeur de raie spectrale est dans ce cas très affinée. Nous noterons cependant que ce comportement correspond à une faible plage de rétro-injection (entre -40 et -50dB), ce qui le rend difficile à observer expérimentalement. Dans la zone IV intervient le régime chaotique (ou « coherence collapse ») pour lequel la diode laser perd toutes ses propriétés de cohérence (largeur de raie spectrale de plusieurs Gigahertz). Dans l'état actuel des recherches menées au laboratoire, il semble que dans ce cas, une mesure de déplacement soit encore possible.

Enfin, dans la zone V, le laser redevient très monomode avec un important taux d'extinction des modes latéraux de la cavité laser, ainsi qu'une largeur de raie très fine. Cette technique est souvent utilisée pour obtenir une source laser monomode stable.

#### **II.5.1.4. Influence de la forte rétro-injection: Le régime chaotique**

Lorsque nous continuons à augmenter la puissance du laser (la cible étant recouverte du revêtement rétro-réfléchissant, afin de récupérer le maximum de lumière) alors que nous avons obtenu le signal de rétro-injection, on quitte le phénomène d'hystérésis pour entrer dans le régime de cohérence collapse (perte de cohérence) ou régime IV [58]. Ce phénomène de perte de cohérence est interprété comme étant un phénomène chaotique. Pour cela, il est nécessaire que la face avant du laser, donnant sur la cible, soit couverte d'un revêtement rétro-réfléchissant. Comme nous l'avons déjà dit, dans la zone III, le laser est monomode : la largeur spectrale minimale est alors atteinte pour un feedback maximum tel que le laser reste monomode. Au-delà, ce feedback seuil, de nombreux pics apparaissent sur le spectre d'émission du laser, ils correspondent à l'apparition des modes longitudinaux de la cavité externe, (eXtra Cavity Modes), XCM pour plus de commodité. Il s'agit là de la transition entre les régimes III et IV.

## **II.6 Rétro-injection avec des cavités externes multiples**

### **II.6.1 Modèle de la cavité équivalente**

La figure (II.10) présente le système d'interférence par la rétro-injection du laser DFB avec des cavités externes multiples [40]

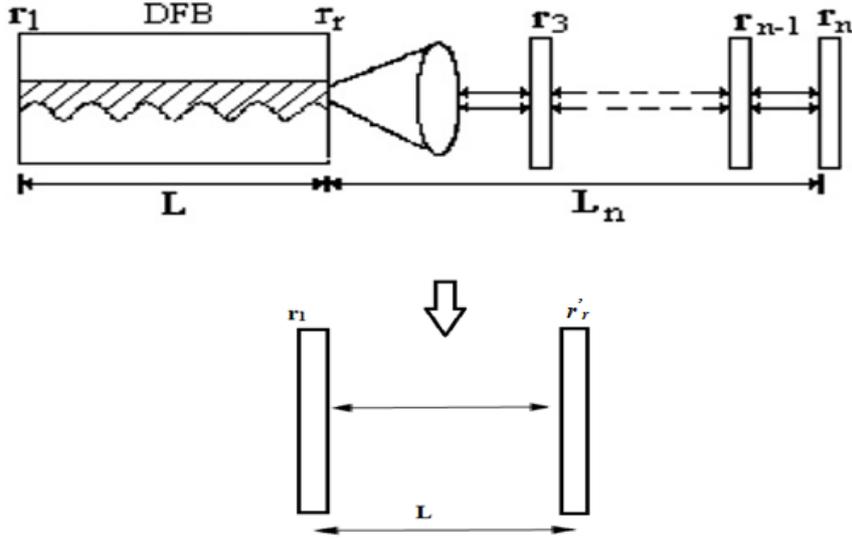


Figure II.10 Modélisation du dispositif d'interférence par rétro-injection par une cavité équivalente.

Les paramètres  $r_l$ ,  $r_r$  sont les réflectivités du champ électrique des faces clivées du laser,  $L$  est la longueur de la cavité laser. Il existe  $n-2$  réflecteurs qui forment des cavités externes multiples localisent sur :  $z = L + L_3, L + L_4, \dots, L + L_{n-1}, L + L_n$ , avec des réflectivités  $r_3, r_4, \dots, r_{n-1}, r_n$ , respectivement.

Les deux réflecteurs contigus forment un système optique de couche mince. Nous adoptons l'algorithme itératif des deux réflecteurs derniers [40].

Pour les deux réflecteurs ( $r_{n-1}$  et  $r_n$ ) :

$$r'_{n-1} = r_{n-1} - \eta_{n-1}(1 - r_{n-1}^2)r_n \exp(-j\theta_n) \quad (\text{II.47})$$

Pour les deux réflecteurs ( $r_{n-2}$  et  $r_n$ ) :

$$r'_{n-2} = r_{n-2} + \eta_{n-2}(1 - r_{n-2}^2)r_{n-1} \exp(-j\theta_{n-1}) + \eta_{n-1}\eta_{n-2}(1 - r_{n-2}^2)(1 - r_{n-1}^2)r_n \exp[-j(\theta_{n-2} + \theta_{n-1})] \quad (\text{II.48})$$

Ce qui permet d'écrire la réflectivité équivalente sous la forme :

$$r'_r = r_r + \eta_r(1 - r_r^2)r_3 \exp(-j\theta_3) + \eta_r\eta_3(1 - r_r^2)(1 - r_3^2)r_4 \exp[-j(\theta_3 + \theta_4)] + \dots + \eta_r\eta_3 \dots \eta_{n-1}(1 - r_r^2)(1 - r_3^2) \dots (1 - r_{n-1}^2)r_n \exp[-j(\theta_3 + \theta_4 + \dots + \theta_n)] \quad (\text{II.49})$$

Avec

$\theta_i$  : est le retard de phase entre deux réflecteurs contigus  $r_i$  et  $r_{i-1}$ .

## Chapitre II *Rétro-injection optique dans le Laser DFB*

---

$\eta_i$  : est le coefficient de couplage de réflecteur  $r_i$ .

Nous posons :

$$\tau_3 = \frac{\theta_3}{\omega} = \frac{2L_3}{c}, \tau_4 = \frac{(\theta_3 + \theta_4)}{\omega} = \frac{2L_4}{c}, \dots, \tau_n = \frac{(\theta_3 + \theta_4 + \dots + \theta_n)}{\omega} = \frac{2L_n}{c} \quad (\text{II.50})$$

Et

$$\xi_3 = \eta_r r_3,$$

$$\xi_4 = \eta_r \eta_3 (1 - r_3^2) r_4,$$

·  
·  
·

$$\xi_n = \eta_r \eta_3 \dots \eta_{n-1} (1 - r_3^2) (1 - r_4^2) \dots (1 - r_{n-1}^2) r_n \quad (\text{II.51})$$

$$r'_r = r_r + (1 - r_r^2) \{ \xi_3 \exp(-j\omega\tau_3) + \xi_4 \exp(-j\omega\tau_4) + \dots + \xi_n \exp(-j\omega\tau_n) \} \quad (\text{II.52})$$

L'équation (II.53) devient :

$$r'_r = r_r + (1 - r_r^2) r \exp(-j\omega\tau) \text{ Dans le cas de faible feedback } \xi_i \ll 1 \text{ avec } i = 3, 4, \dots, n$$

Par analogie du cas de faible feedback nous montrons facilement que :

$$r = \{ \xi_3 \exp(-j\omega\tau_3) + \xi_4 \exp(-j\omega\tau_4) + \dots + \xi_n \exp(-j\omega\tau_n) \} \quad (\text{II.53})$$

$$r = [(\xi_3 \sin \omega\tau_3 + \xi_4 \sin \omega\tau_4 + \dots + \xi_n \sin \omega\tau_n)^2 + (\xi_3 \cos \omega\tau_3 + \xi_4 \cos \omega\tau_4 + \dots + \xi_n \cos \omega\tau_n)^2]^{1/2} \quad (\text{II.54})$$

A partir de l'équation (II.54), nous obtenons :

$$\tan \omega\tau = \frac{\xi_3 \sin \omega\tau_3 + \xi_4 \sin \omega\tau_4 + \dots + \xi_n \sin \omega\tau_n}{\xi_3 \cos \omega\tau_3 + \xi_4 \cos \omega\tau_4 + \dots + \xi_n \cos \omega\tau_n} \quad (\text{II.55})$$

Donc

$$\omega\tau = a \tan \frac{\xi_3 \sin \omega\tau_3 + \xi_4 \sin \omega\tau_4 + \dots + \xi_n \sin \omega\tau_n}{\xi_3 \cos \omega\tau_3 + \xi_4 \cos \omega\tau_4 + \dots + \xi_n \cos \omega\tau_n} \quad (\text{II.56})$$

**II.6.2 Détermination la variation de fréquence d'émission et gain au seuil**

En utilisant les mêmes relations et techniques mathématiques que pour le premier modèle utilise une seule cavité, d'après les équations (II.40), (II.43) et (II.56) nous montrons aisément les équations de variation de fréquence d'émission et variation du gain au seuil du seconde modèle (rétro-injection avec des cavités externes multiples).

$$\Delta\omega\tau_n = \frac{2}{n}\sqrt{(1 + \alpha_m^2)}|C_r|r\frac{L_n}{L}\sin[\omega\tau - \text{arg}(C_r) - a \tan(\alpha_m)] \tag{II.57}$$

$$\Delta G = \frac{4}{n\tau_n}|C_r|r\frac{L_n}{L}\cos[\omega\tau - \text{arg}(C_r)] \tag{II.58}$$

**II.7 Laser DFB à saut de phase**

De façon à favoriser un comportement monomode, des lasers DFB à saut de phase ont été développés ces vingt dernières années [66, 67]. Par exemple, comme le montre la Figure (II.11), le laser DFB contient cette fois-ci un réseau de Bragg anti-symétrique [49] comportant en son centre un saut de phase (phase-shift DFB laser)  $\varphi$ . Typiquement, la plus connue des structures est celle pour laquelle la valeur du déphasage introduit est  $\varphi = \pi/2$  (correspondant ainsi à saut de phase de  $\lambda/4$ ) [66].

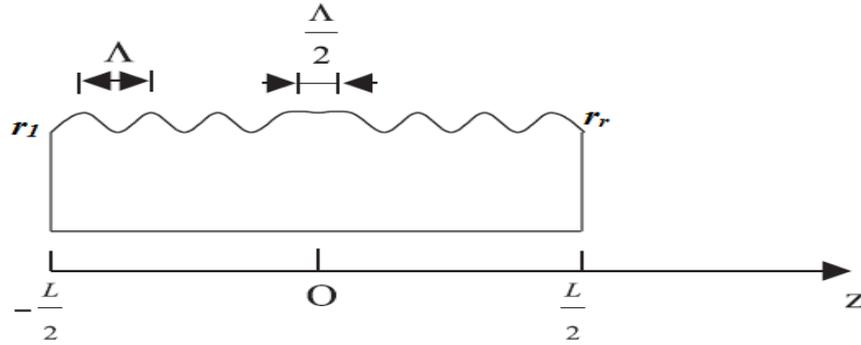


Figure II.11 Représentation schématique du laser DFB à saut de phase

En utilisant la théorie des modes couplés décrite au chapitre I, nous rappelons que le champ électrique  $E(z)$  et les amplitudes des champs contra-propagatifs  $E^-(z)$  et  $E^+(z)$  dans la cavité optique de longueur  $L$  se mettent sous la forme:

$$E(z) = E^+(z)e^{-j\beta_B z} + E^-(z)e^{j\beta_B z} \tag{II.59}$$

A partir des équations de Maxwell et les relations de continuités aux extrémités du laser, l'équation d'oscillation du laser DFB à saut de phase ou l'équation transcendente est donnée par :

$$\left(1 - r_1 \frac{\hat{r}}{jK}\right) \left(1 - r_r \frac{\hat{r}}{jK}\right) - \left(r_1 - \frac{\hat{r}}{jK}\right) \left(r_r - \frac{\hat{r}}{jK}\right) \exp(2\gamma L) = 0 \quad (\text{II.60})$$

Avec

$$\hat{r} = (\alpha - j\delta) - \gamma \quad (\text{II.61})$$

$$r_1 = |r_1| \exp(-j\beta_B L) = |r_1| \exp(j\varphi_1) \quad (\text{II.62})$$

$$r_r = |r_r| \exp(-j\beta_B L) = |r_r| \exp(j\varphi_r) \quad (\text{II.63})$$

### II.7.1 Effet de la rétro-injection optique dans le laser DFB à saut de phase

La Figure (II.12) représente le système d'interférence par la rétro-injection du laser DFB à saut de phase avec une seule cavité externe[49].

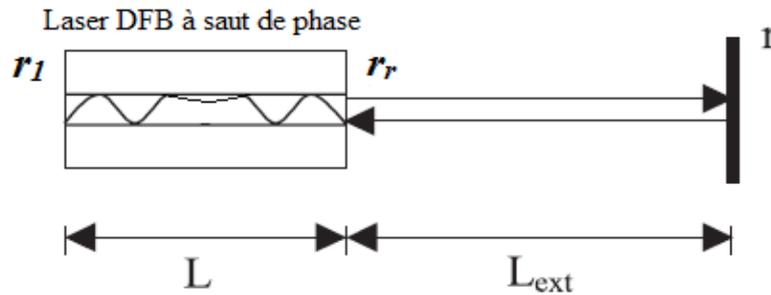


Figure II.12 Système d'interférence par rétro-injection optique du laser DFB à saut de phase

De la même manière que les paragraphes précédents, on peut déterminer que :

La réflectivité équivalente est donnée par :

$$r'_r = r_r + (1 - r_r^2) r \exp(-j\omega\tau) \quad (\text{II.64})$$

La condition d'émission du laser DFB à saut de phase avec couplage externe :

$$\left(1 - r_1 \frac{\hat{r}}{jK}\right) \left(1 - r'_r \frac{\hat{r}}{jK}\right) - \left(r_1 - \frac{\hat{r}}{jK}\right) \left(r'_r - \frac{\hat{r}}{jK}\right) \exp(2\gamma L) = 0 \quad (\text{II.65})$$

Cette condition comporte :

Une condition sur la fréquence :

$$\Delta\omega\tau = X \sin[\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r) - a \tan(\alpha_m)] \quad (\text{II.66})$$

## Chapitre II Rétro-injection optique dans le Laser DFB

---

Une condition sur le gain au seuil :

$$\Delta G = \frac{2X}{(1+\alpha_m^2)^{1/2} \tau} \cos[\omega\tau - \arg(C_r) - \arg(r)] \quad (\text{II.67})$$

Avec

$$X = (1 + \alpha_m^2)^{1/2} \frac{c}{2nL} 2|C_r||r|\tau \quad (\text{II.68})$$

$$C_r = \frac{\left(\left(\frac{\hat{r}}{jK}\right)^2 - 1\right)}{2\left(1 - r_r\left(\frac{\hat{r}}{jK}\right)\right)\left(r_r - \left(\frac{\hat{r}}{jK}\right)\right)} \left(1 - \left(\frac{\hat{r}}{jK}\right)^2\right) \frac{\gamma L}{(\alpha - j\delta)L} \frac{1}{(1+\varepsilon)} \quad (\text{II.69})$$

avec

$$\varepsilon = \frac{1}{2L} \left( \frac{1}{r_r - \left(\frac{\hat{r}}{jK}\right)} + \frac{1}{r_1 - \left(\frac{\hat{r}}{jK}\right)} + \frac{r_r}{r_r \left(\frac{\hat{r}}{jK}\right) - 1} + \frac{r_r}{r_1 \left(\frac{\hat{r}}{jK}\right) - 1} + \right) \left( \frac{\left(\frac{\hat{r}}{jK}\right)}{\alpha - j\delta} \right) \quad (\text{II.70})$$

# *Chapitre III*

*Simulation numérique de la rétro-  
injection optique*

## Simulation numérique de la rétro-injection optique

### Dans le laser DFB

#### III.1 Introduction

Dans le seconde chapitre nous avons étudié l'effet de la lumière rétro-réfléchi (rétro-injection optique) par un réflecteur externe sur les caractéristique du laser. Nous avons déterminé les équations qui donnent la fréquence d'oscillation et le gain au seuil générés par la rétro-injection optique.

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'analyser et d'expliquer l'influence des paramètres du laser DFB sur l'interférence par rétro-injection optique. On commence notre étude numérique, par l'interférence par rétro-injection optique dans le laser GC-DFB (couplage par le gain) par une seule cavité externe pour les différentes paramètres par exemple le facteur du couplage de l'onde au réseau  $K$ , le facteur d'élargissement sepectral  $\alpha_m$  et le coefficient de réflexion de la cible  $r$  (paramètre externe), puis l'interférence par rétro-injection optique par des cavités externes multiples et on termine par l'interférence par rétro-injection optique dans le laser DFB à saut de phase.

#### III.2 Interférence par rétro-injection optique avec une seule cavité externe

Nous prenons le cas d'un laser DFB à couplage par le gain pur (GC-DFB laser) où l'une des facettes a subi un traitement anti-reflet (figure III.1).

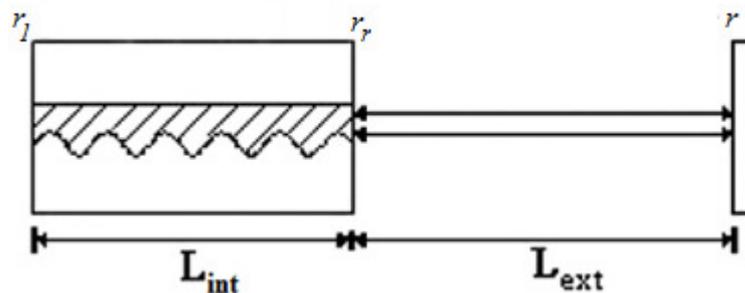


Figure III.1 Système d'interférence par rétro-injection optique dans le laser GC-DFB avec une seule cavité externe

Dans ce cas, le coefficient de couplage est imaginaire. On prend :  $KL = jk_g L$ ,  $k_i L = 0$ ,  $r_l = 0.56$ ,  $r_r = 0$ . Le système d'interférence par rétro-injection peut fonctionner stablement sous la condition de faible feedback  $r \ll 1$ .

Nous obtenons le signal d'interférence par rétro-injection avec les paramètres suivants :

$n = 3.2, \Lambda = 0.244, L_{int} = 400\mu m$  et  $L_{ext} = 10cm$  (La longueur initiale de la cavité externe).

Pour résoudre ce problème nous utilisons le logiciel Matlab, le programme élaboré est déduit de l'organigramme suivant (figure III.2) :

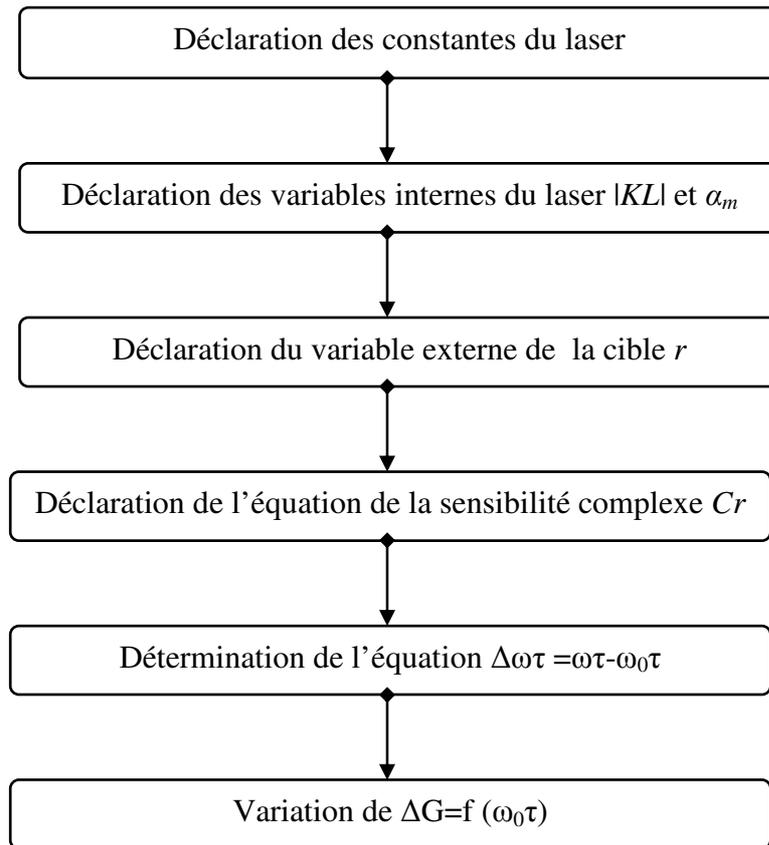


Figure III.2 Organigramme utilisé pour le calcul la variation du  $\Delta G$

### III.2.1 Interférence par rétro-injection à différentes valeurs du facteur du couplage de l'onde au réseau $|KL|$

Les courbes des figures (III.3.a) et (III.3.b) représentent l'interférence par rétro-injection optique pour différentes valeurs du facteur du couplage de l'onde au réseau  $|KL|$  simulé avec une seule cavité externe pour trois valeurs du coefficient  $|KL|=0.995, 0.997$  et  $0.999$ .

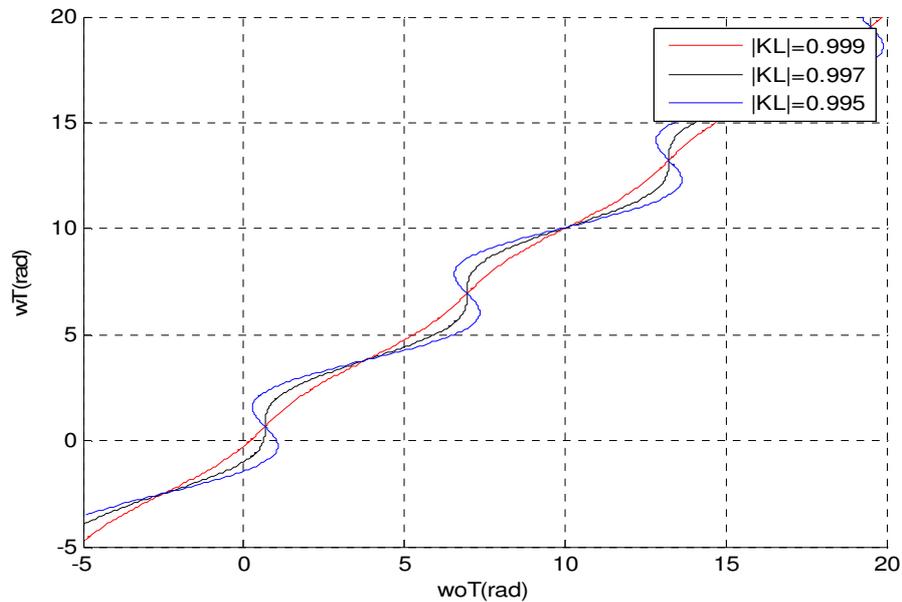


Figure III.3.a Variation de la fréquence d'émission  $\omega\tau$  avec  $\omega_0\tau$  pour différentes valeurs du  $|KL|$  (pour  $r=0.1$  ;  $\alpha_m=\pi/4$  ;  $|KL|=0.995$  ;  $0.997$  et  $0.999$ )

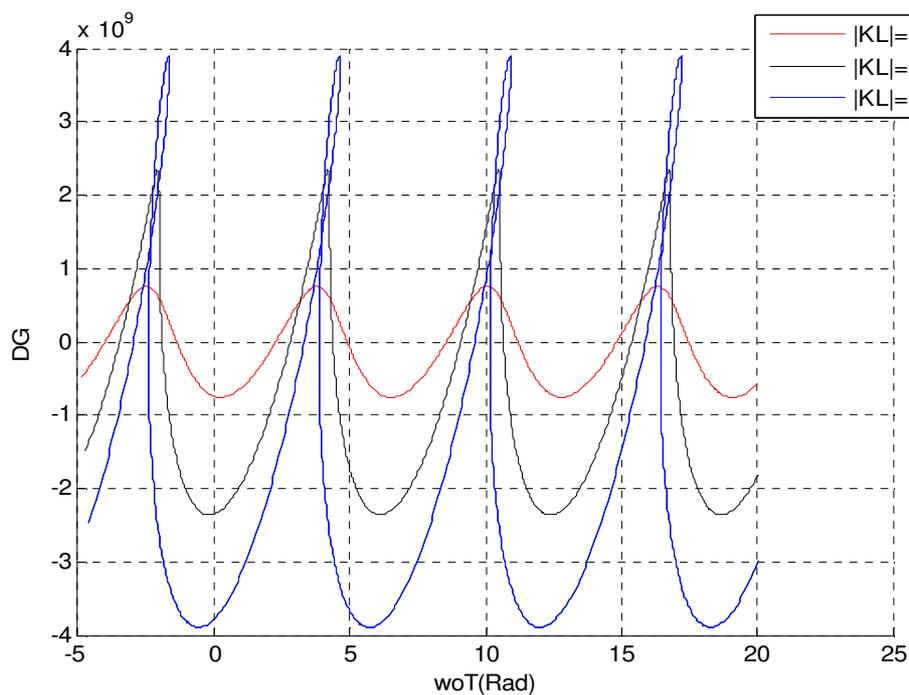


Figure III.3.b Variation du signal du gain au seuil de l'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du  $|KL|$  (pour  $r=0.1$  ;  $\alpha_m=\pi/4$  ;  $|KL|=0.995$  ;  $0.997$  et  $0.999$ )

### **Discussion**

Dans notre simulation numérique nous avons utilisé les paramètres suivants :  $r=0.1$ ,  $\alpha_m=\pi/4$ ,  $|KL|=0.995$ ,  $0.997$  et  $0.999$ . Quand le coefficient de couplage  $|KL|<0.98$  et par conséquent  $X>4.6034$  ( $X$  est un coefficient utilisé pour déterminer les frontières entre les différents régimes de fonctionnement du laser donné par l'équation (II.44)), le phénomène d'interférence par rétro-injection ne peut pas être détecté parce que le taux de retour optique est très important.

La figure (III.3.a) montre la fréquence d'émission  $\omega\tau$  (la fréquence optique due au rétro-injection) en fonction  $\omega_0\tau$  (la fréquence optique sans rétro-injection) pour différentes valeurs du coefficient de couplage  $|KL|$ , nous remarquons que le signal a une tendance à être monostable lorsque la valeur de  $|KL|$  augmente et bistable quand la valeur du  $|KL|$  décroît.

La figure (III.3.b) montre les modifications générées par l'interférence par rétro-injection optique sur le signal du gain au seuil pour différentes valeurs du  $|KL|$ . On remarque que l'allure dépend de la valeur du  $|KL|$ . Pour une valeur du  $|KL|=0.999$  le signal est quasiment sinusoïdal comme dans le cas des interférences classiques : le couplage avec la cible est faible. Plus la valeur du  $|KL|$  diminue, plus le signal du gain du laser en présence de la cible a une allure en dents de scie marquée. Cette forme de signal spécifique au rétro-injection illustre la principale différence par rapport aux interférences classiques. L'amplitude du signal du gain augmente lorsque la valeur de  $|KL|$  diminue.

### **III.2.2 Interférence par rétro-injection à différentes valeurs du facteur d'élargissement spectral $\alpha_m$**

Les figures (III.4.a) et(III.4.b) illustrent l'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$  simulé avec une seule cavité externe.

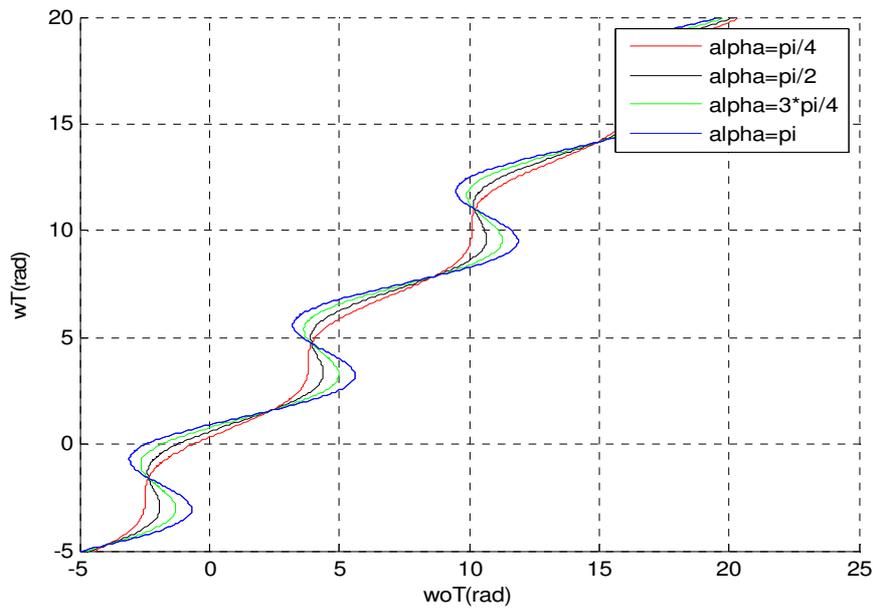


Figure III.4.a Variation de la fréquence d'émission  $\omega\tau$  avec  $\omega_0\tau$  pour différentes valeurs  $\alpha_m$  (pour  $r=0.3$  ;  $|KL|=0.999$  ;  $\alpha_m=\pi/4, \pi/2, 3\pi/4$  et  $\pi$ )

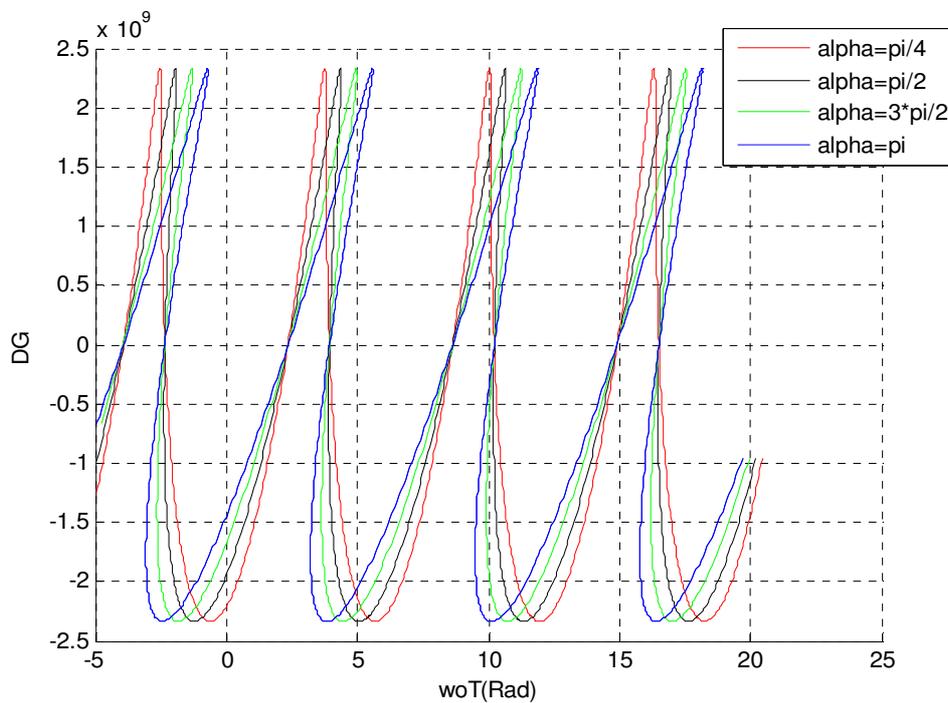


Figure III.4-b Variation du signal du gain au seuil d'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du  $\alpha_m$  (pour  $r=0.3$  ;  $|KL|=0.999$  ;  $\alpha_m=\pi/4, \pi/2, 3\pi/4$  et  $\pi$ )

### Discussion

Dans notre simulation numérique nous avons utilisé les paramètres suivants :  $r=0.3$ ,  $|KL|=0.999$ ,  $\alpha_m=\pi/4, \pi/2, 3\pi/4, \pi$ . Quand le facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m > 5.82$  et par conséquent  $X > 4.6034$  ( $X$  est un coefficient utilisé pour déterminer les frontières entre les différents régimes de fonctionnement du laser donné par l'équation (II.44)), le phénomène d'interférence par rétro-injection ne peut pas être détecté parce que le taux de retour optique est très important.

La figure (III.4-a) est semblable à la figure (III.3.a), le signal de fréquence d'émission a une tendance à être bistable plutôt que monostable quand le facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$  est élevé. La figure (III.4-b) montre la variation du signal du gain au seuil de l'interférence par rétro-injection optique pour différentes valeurs du le facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$ . Dans ce cas on considère le paramètre  $|KL|$  comme constant ( $|KL|=0.999$ ). Nous pouvons remarquer que le degré de l'inclinaison de l'allure augmente avec l'augmentation du le facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$ , mais l'amplitude du signal ne change pas quand le facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$  augmente.

### III.2.3 Interférence par rétro-injection à différentes valeurs du coefficient de réflexion $r$

Les courbes suivantes (III.5.a) et (III.5.b) représentent l'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du coefficient de réflexion  $r$  simulé avec une seule cavité externe.

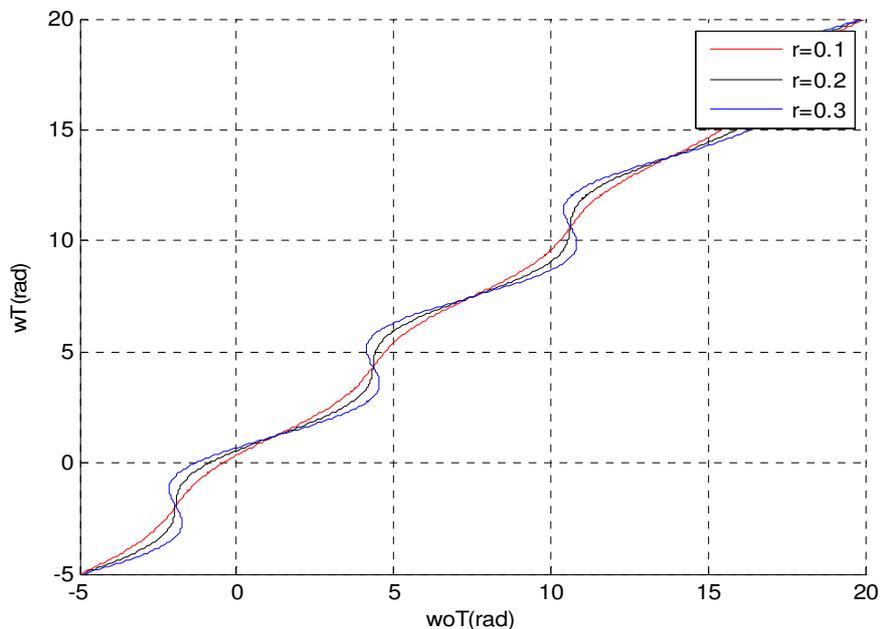


Figure III.5.a Variation de la fréquence d'émission  $\omega\tau$  avec  $\omega_0\tau$  pour différentes valeurs du  $r$  (pour  $|KL|=0.999$  ;  $\alpha_m=\pi/2$ ,  $r=0.1, 0.2$  et  $0.3$ )

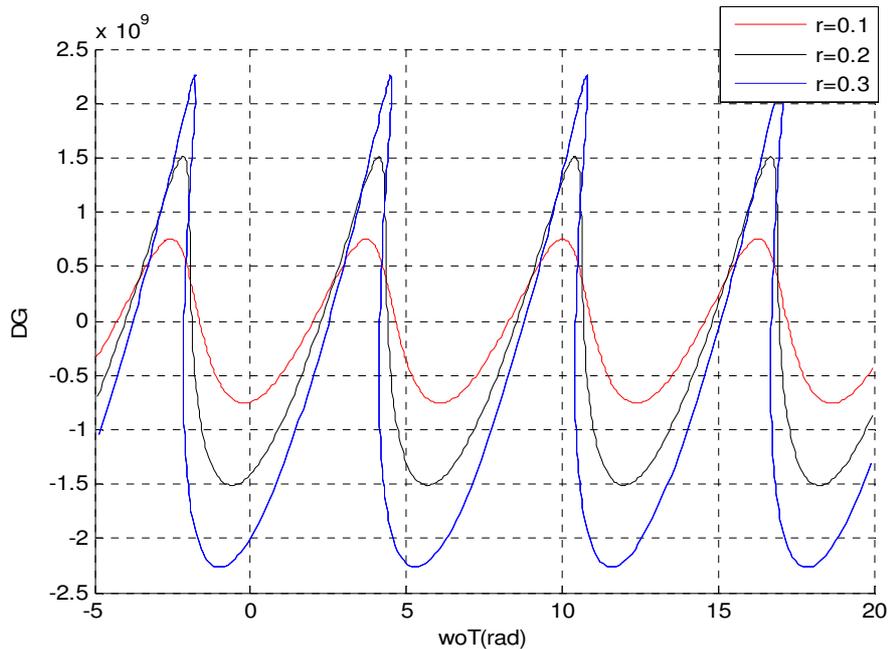


Figure III.5-b Variation du signal du gain au seuil d'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du  $r$  (pour  $|KL|=0.999$  ;  $\alpha_m=\pi/2$ ,  $r=0.1, 0.2$  et  $0.3$ )

### Discussion

Les deux paramètres mentionnés au-dessus, le coefficient de couplage de l'onde au réseau  $|KL|$  et le facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$  ont une influence sur le signal d'interférence par rétro-injection optique, mais les deux sont des paramètres internes qui dépendent seulement des caractéristiques du modèle laser. Après que le modèle laser soit sélectionné, nous considérons l'influence des paramètres externes.

Dans notre simulation numérique nous avons utilisé les paramètres suivants :  $|KL|=0.999$ ,  $\alpha_m=\pi/2$ ,  $r=0.1, 0.2, 0.3$ . Quand le coefficient de réflexion  $r > 0.54$  et par conséquent  $X > 4.6034$  ( $X$  est un coefficient utilisé pour déterminer les frontières entre les différents régimes de fonctionnement du laser donné par l'équation (II.44)), le phénomène d'interférence par rétro-injection ne peut pas être détecté parce que le taux de retour optique est très important.

La figure (III.5-a) est semblable à la figure (III.3.a), le signal de fréquence a une tendance à être bistable plutôt que monostable quand le coefficient de réflexion  $r$  est élevé.

La figure (III.5-b) illustre la simulation du signal d'interférence introduit par rétro-injection pour différentes valeurs du coefficient de réflexion de la cible  $r$ . Le signal du gain passe d'une forme sinusoïdale à une forme en dents de scie lorsque le coefficient de réflexion  $r$  augmente.

Pour une longueur courte de la cavité externe et un niveau de feedback faible, le système d'interférence par rétro-injection optique devient stable facilement, par contre pour une longue cavité externe et un feedback fort le phénomène d'interférence par rétro-injection optique ne peut pas être détecté.

### III.2.4 Interférence par rétro-injection à différentes valeurs du coefficient de réflexion $r$ (l'effet du paramètre $\alpha_m$ )

Nous allons étudier l'effet du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$  sur l'interférence par rétro-injection optique dans le laser GC-DFB. Nous jouons sur ce dernier et nous fixons la valeur du coefficient du couplage ( $|KL|=0.999$ ).

Les figures 6, 7, 8 et 9 respectivement montrent les différents signaux d'interférence pour différentes valeurs du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$ .

1-Interférence par rétro-injection pour différentes valeur du  $r$  : a-  $\alpha_m=\pi/4$

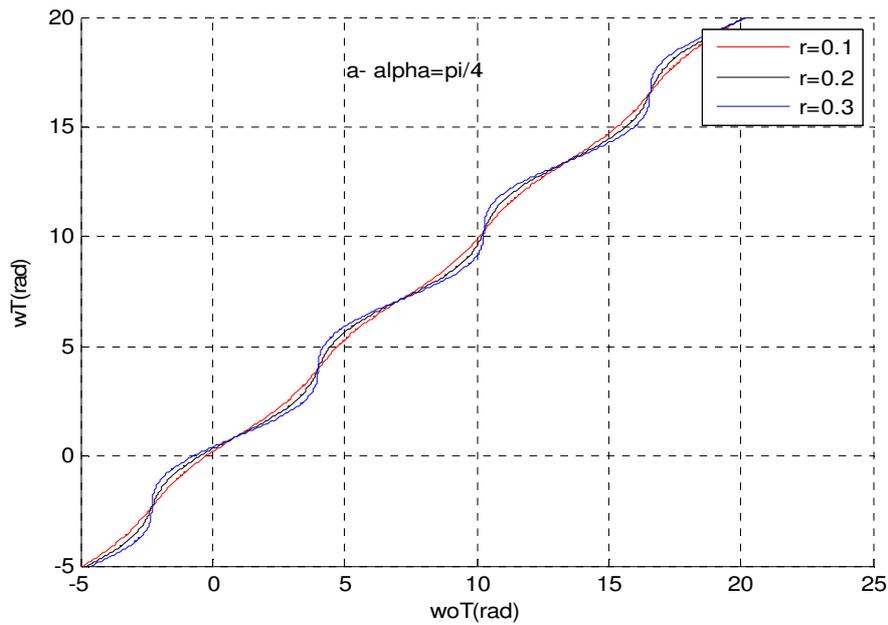


Figure III.6.a Variation de la fréquence d'émission  $\omega\tau$  avec  $\omega_0\tau$  pour différentes valeurs du  $r$  (pour  $|KL|=0.999$  ;  $\alpha_m=\pi/4$ ,  $r=0.1, 0.2$  et  $0.3$ )

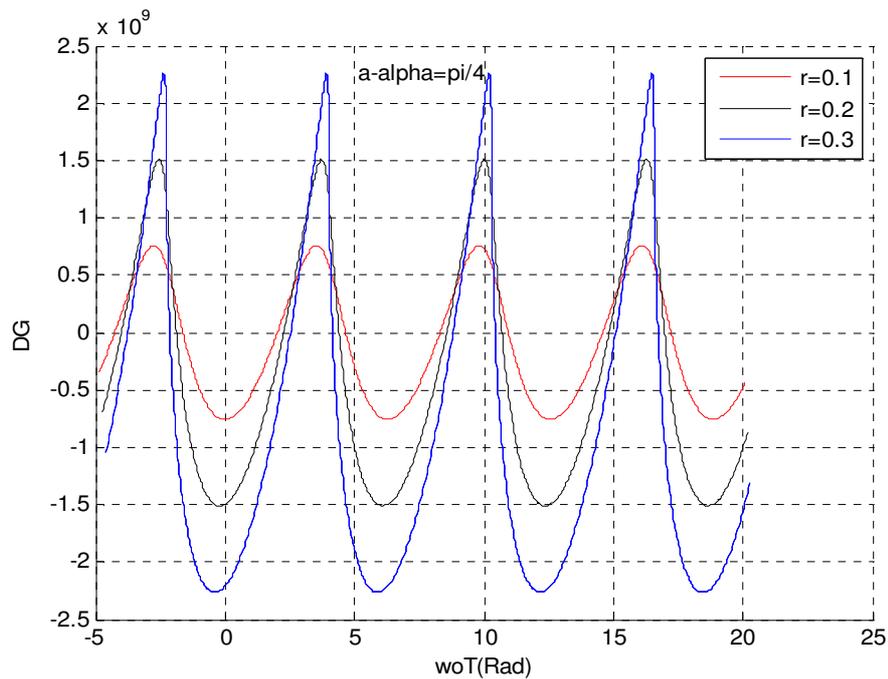


Figure III.6-b Variation du signal du gain au seuil d'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du  $r$  (pour  $|KL|=0.999$  ;  $\alpha_m=\pi/4$ ,  $r=0.1, 0.2$  et  $0.3$ )

2- Interférence par rétro-injection pour différentes valeur du  $r$  : b-  $\alpha_m=\pi/2$

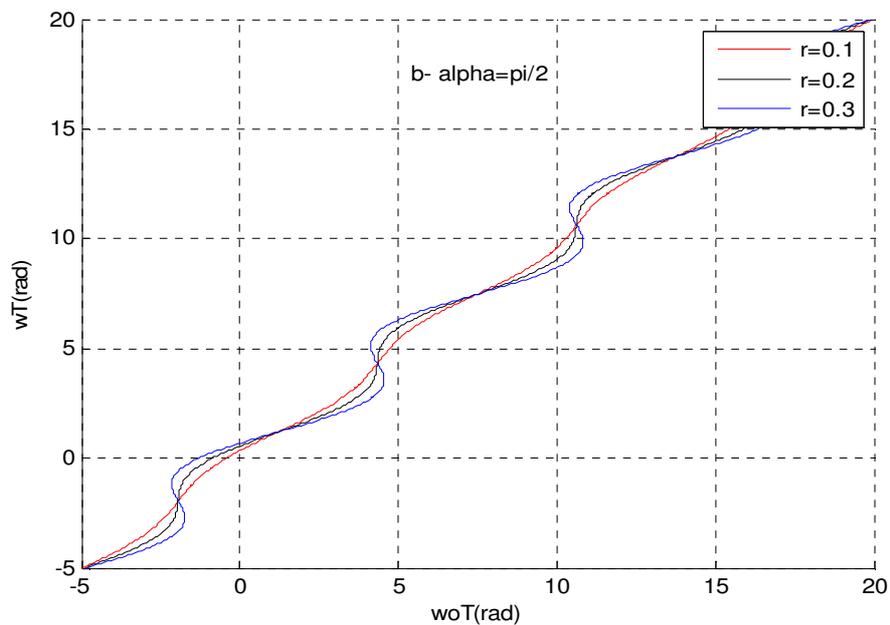


Figure III.7.a Variation de la fréquence d'émission  $\omega\tau$  avec  $\omega_0\tau$  pour différentes valeurs du  $r$  (pour  $|KL|=0.999$  ;  $\alpha_m=\pi/2$ ,  $r=0.1, 0.2$  et  $0.3$ )

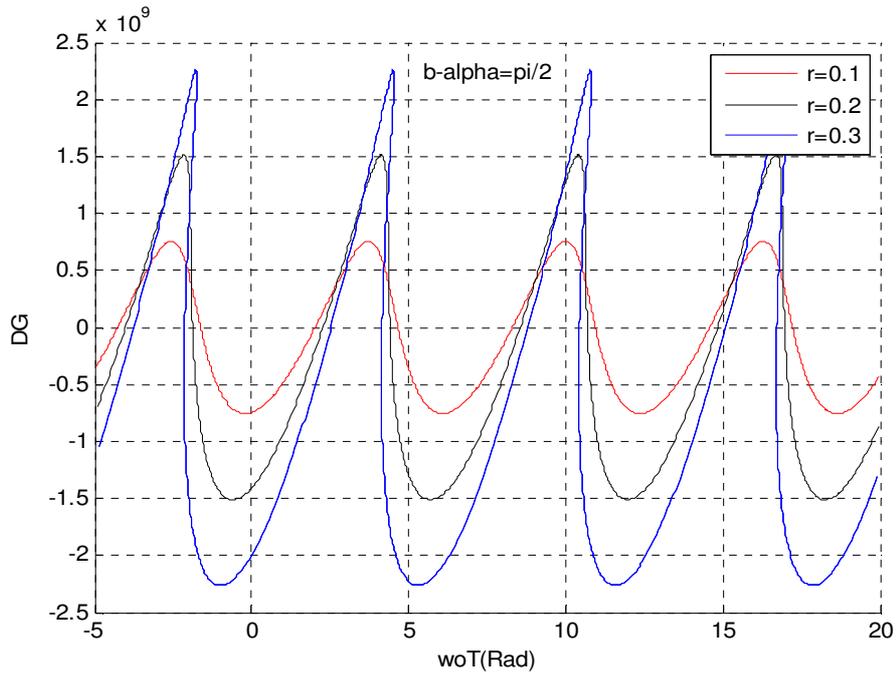


Figure III.7-b La variation du signal du gain au seuil d'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du  $r$  (pour  $|KL|=0.999$  ;  $\alpha_m=\pi/2$ ,  $r=0.1, 0.2$  et  $0.3$ )

3- Interférence par rétro-injection pour différentes valeur du  $r$  : c-  $\alpha_m=3\pi/4$

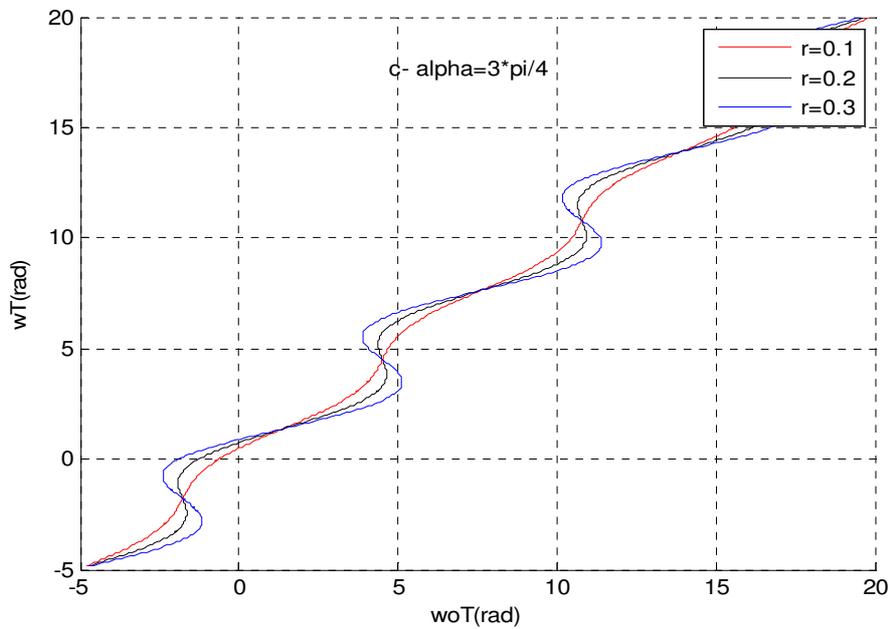


Figure III.8.a Variation de la fréquence d'émission  $\omega T$  avec  $\omega_0 T$  pour différentes valeurs du  $r$  (pour  $|KL|=0.999$  ;  $\alpha_m=3\pi/4$ ,  $r=0.1, 0.2$  et  $0.3$ )

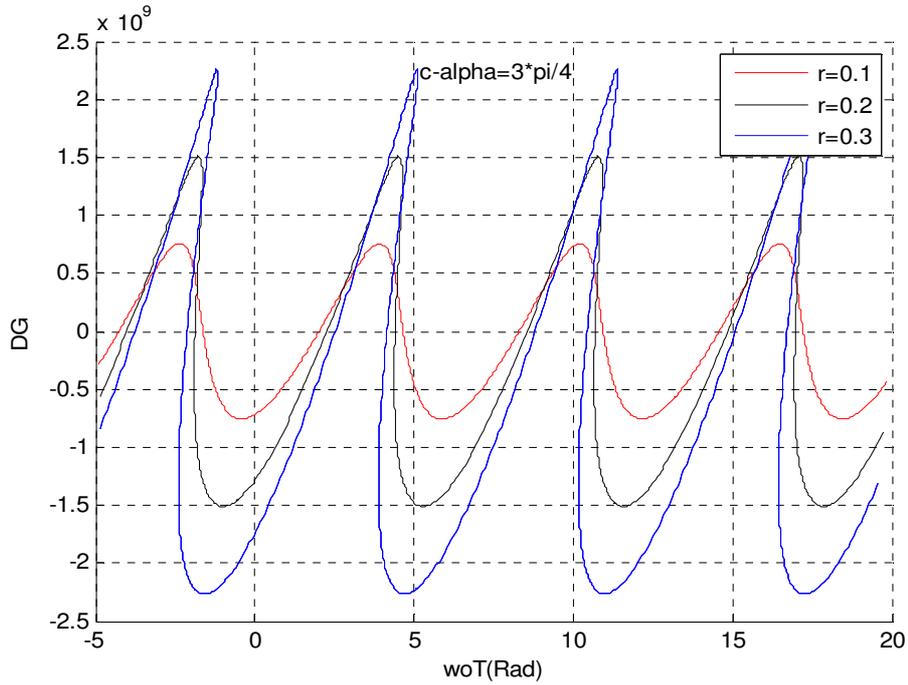


Figure III.8-b Variation du signal du gain au seuil d'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs de  $r$  (pour  $|KL|=0.999$  ;  $\alpha_m=3\pi/4$ ,  $r=0.1, 0.2$  et  $0.3$ )

4- Interférence par rétro-injection pour différentes valeur du  $r$  : d-  $\alpha_m=\pi$

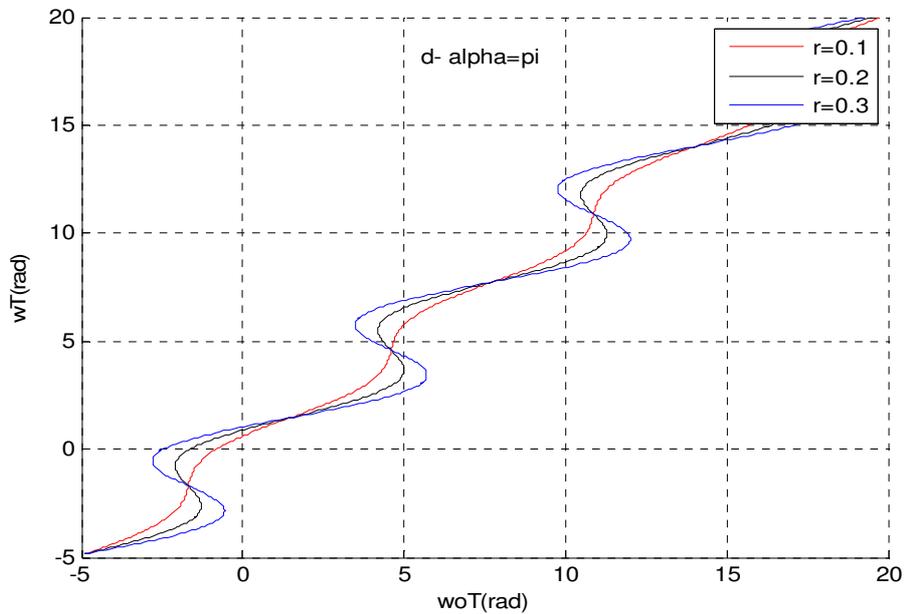


Figure III.9.a Variation de la fréquence d'émission  $\omega\tau$  avec  $\omega_0\tau$  pour différentes valeurs du  $r$  (pour  $|KL|=0.999$  ;  $\alpha_m=\pi$ ,  $r=0.1, 0.2$  et  $0.3$ )

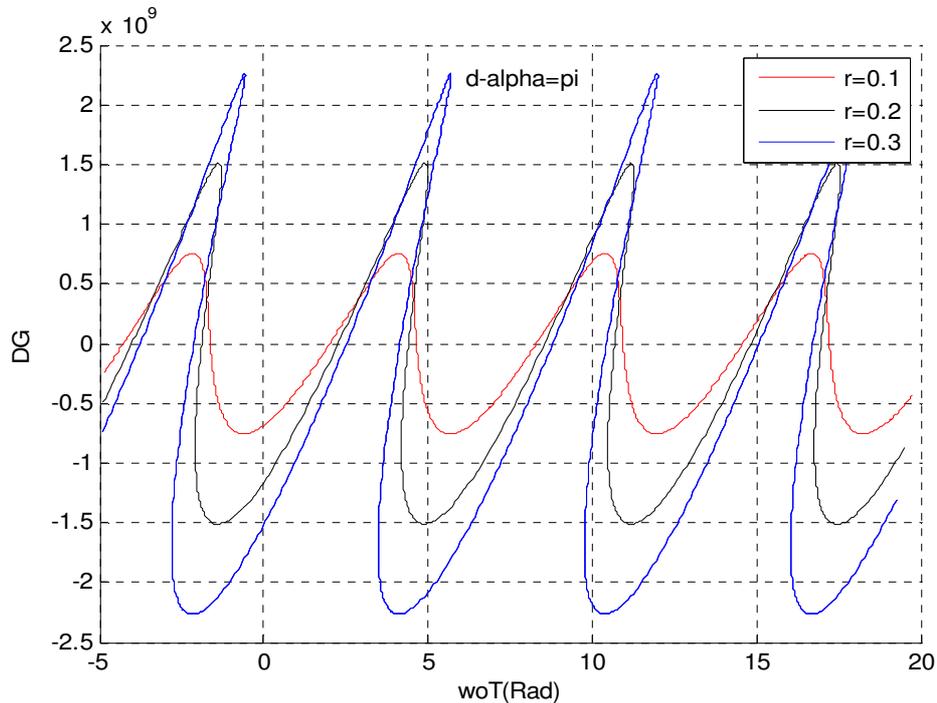


Figure III.9-b Variation du signal du gain au seuil d'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs de  $r$  (pour  $|KL|=0.999$  ;  $\alpha_m=\pi$ ,  $r=0.1, 0.2$  et  $0.3$ )

### Discussion

Dans notre simulation numérique nous avons utilisé les mêmes paramètres précédents, mais à chaque calcul on a varié la valeur du coefficient d'élargissement spectral  $\alpha_m$ , pour la variation de la fréquence d'émission et la variation du gain au seuil.

Dans la résolution numérique, le coefficient d'élargissement spectral  $\alpha_m$  est sélectionné par  $\pi/4$ ,  $\pi/2$ ,  $3\pi/4$ ,  $\pi$  respectivement. D'après les figures (III.6, III.7, III.8 et III.9), nous pouvons montrer qu'avec l'augmentation du coefficient d'élargissement spectral  $\alpha_m$ , la variation de la fréquence d'émission présente une large distorsion et l'inclinaison de l'allure de la variation du gain au seuil augmente aussi.

Nous remarquons que nous pouvons obtenir une inclinaison importante pour très faible rétro-injection en utilisant un laser avec une valeur du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$  très élevée.

### III.3 Interférence par rétro-injection avec des cavités externes multiples

Pour l'interférence par rétro-injection optique avec des cavités externes multiples, nous basons sur l'étude théorique de l'interférence par rétro-injection optique avec une seule cavité externe (figure III.10).

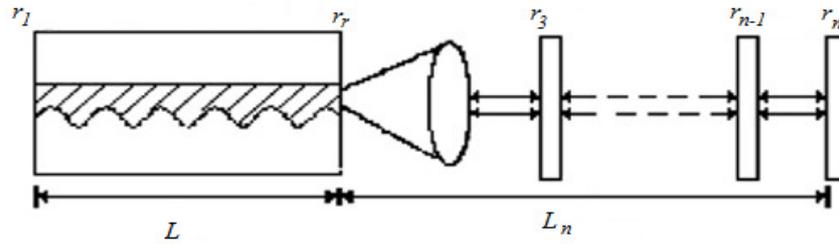


Figure III.10 Système d'interférence par rétro-injection optique dans le laser GC-DFB avec des cavité externe multiples

L'analyse numérique est basée sur un modèle d'interférence par rétro-injection optique du laser GC-DFB (couplage par le gain qui inclut trois réflecteurs externes forment les cavités externes multiples). Le système d'interférence par rétro-injection optique peut fonctionner stablement sous la condition de faible feedback  $r \ll 1$ . Nous obtenons le signal d'interférence par rétro-injection optique avec les paramètres suivants :  $n = 3.2$ ,  $\Lambda = 0.244$ ,  $r_1 = 0.56$ ,  $r_T = 0$ ,  $r_3 = 0.02$ ,  $r_4 = 0.02$ ,  $L_{int} = 400 \mu m$ ,  $L_3 = 3 cm$ ,  $L_4 = 6 cm$ .

Pour résoudre ce problème nous utilisons le logiciel Matlab, le programme élaboré est déduit de l'organigramme suivant (figure III.11):

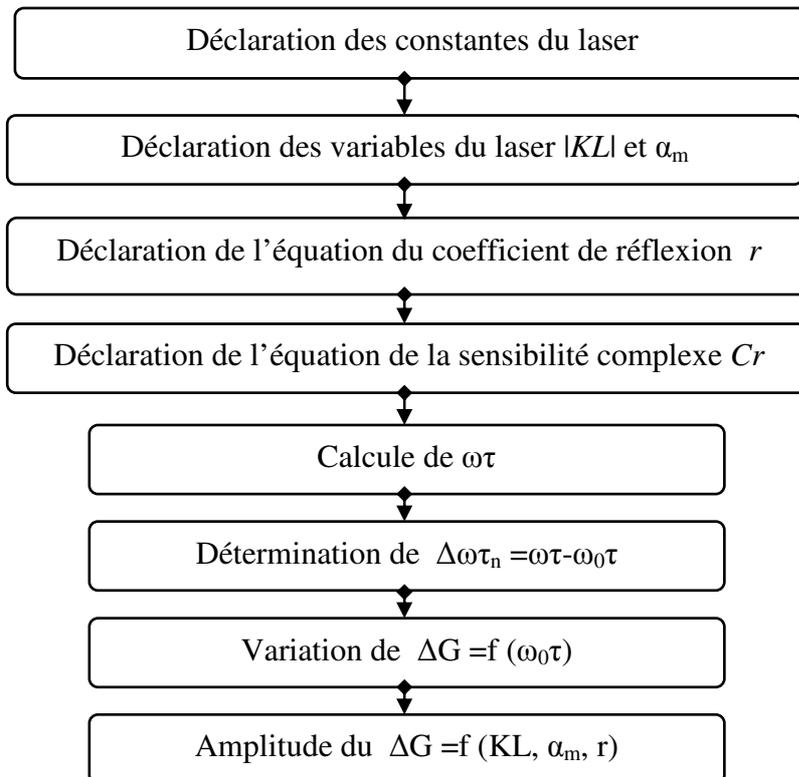


Figure III.11 Organigramme utilisé pour le calcul la variation du ΔG et l'amplitude ΔG

III.3.1 Interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du coefficient de couplage de l'onde au réseau  $|KL|$

Les courbes des figures (III.12.a) et (III.12.b) montrent l'interférence par rétro-injection optique pour différentes valeurs du facteur du couplage de l'onde au réseau  $|KL|$  simulé avec trois réflecteurs externes pour trois valeurs du coefficient de couplage  $|KL|=0.995, 0.997$  et  $0.999$ .

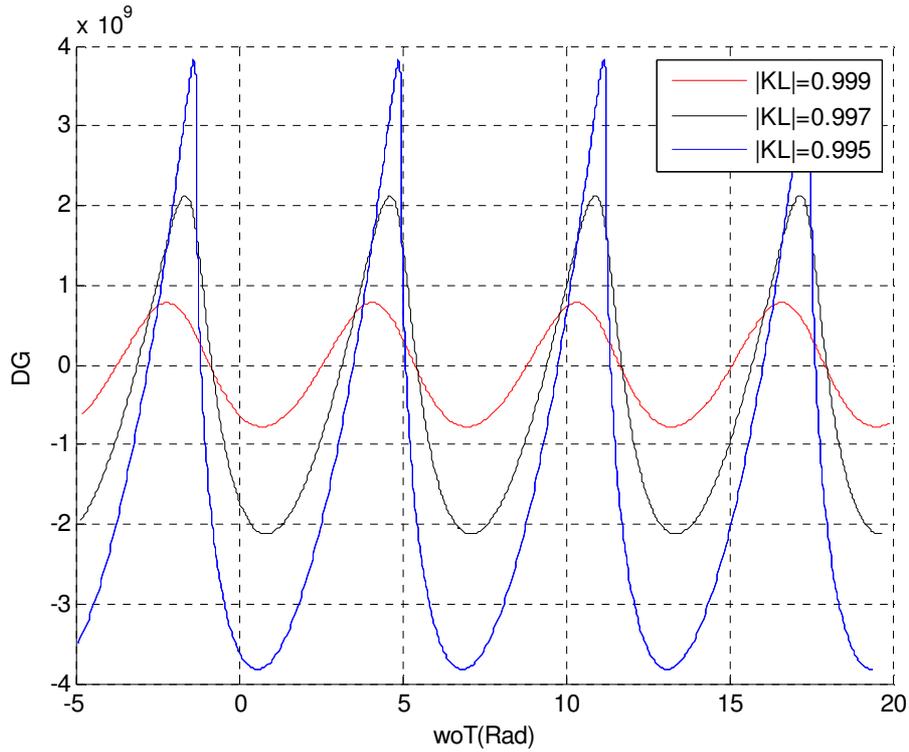


Figure III.12-a Variation du signal du gain au seuil de l'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du  $|KL|$  (pour  $\alpha_m=\pi/4$  ;  $r=0.1$  ;  $r_3=0.02$  ;  $r_4=0.02$  ;  $KL= 0.995, 0.997$  et  $0.999$ )

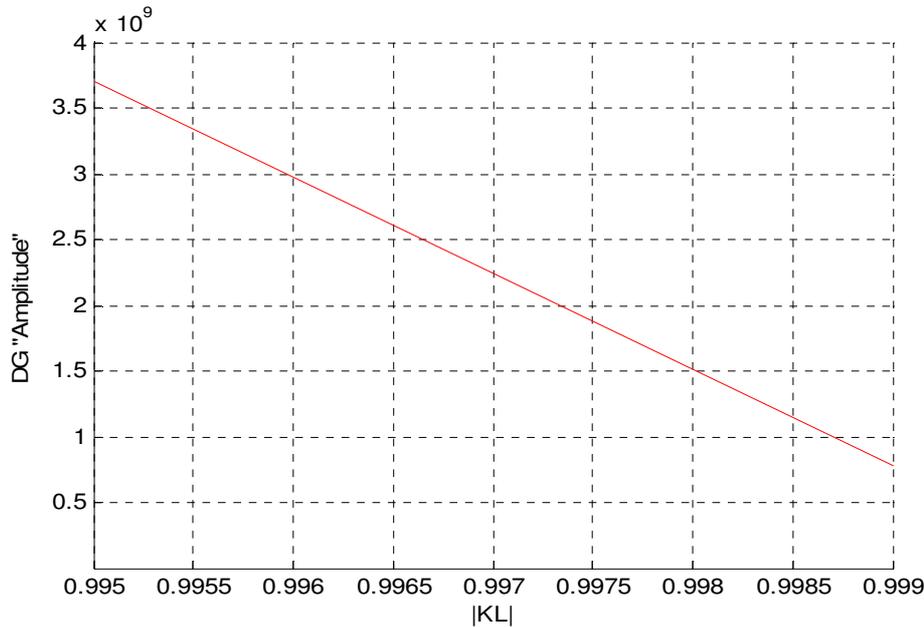


Figure III.12-b Variation de l'amplitude du gain au seuil pour différentes valeurs du  $|KL|$  (pour  $\alpha_m = \pi/4$  ;  $r = 0.1$  ;  $r_3 = 0.02$  ;  $r_4 = 0.02$  ;  $KL = 0.995, 0.997$  et  $0.999$ )

### Discussion

Les paramètres utilisés dans la simulation numérique sont :  $\alpha_m = \pi/4$ ,  $|KL| = 0.995, 0.997, 0.999$ . Quand le coefficient de couplage  $|KL| < 0.98$  et par conséquent  $X > 4.6034$  ( $X$  est un coefficient utilisé pour déterminer les frontières entre les différents régimes de fonctionnement du laser donné par l'équation (II.44)), le phénomène d'interférence par rétro-injection ne peut pas être détecté parce que le taux de retour optique est très important.

La figure (III.12-a) montre la variation du signal du gain au seuil de l'interférence par rétro-injection optique pour les différentes valeurs du coefficient de couplage  $|KL|$ . Avec la variation du  $|KL|$ , le résultat obtenu pour des cavités externes multiples est semblable à celui pour une seule cavité externe, mais l'allure du signal du gain des cavités externes multiples est décalée légèrement par rapport à l'autre (avec une seule cavité externe).

La figure (III.12.b) montre la variation de l'amplitude du gain au seuil pour les cavités externes multiples, nous pouvons remarquer que la variation du gain diminue quand la valeur du  $|KL|$  augmente.

III.3.2 Interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$

Les figures (III.13.a) et(III.13.b) montrent l'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$  simulé avec trois réflecteurs externes.

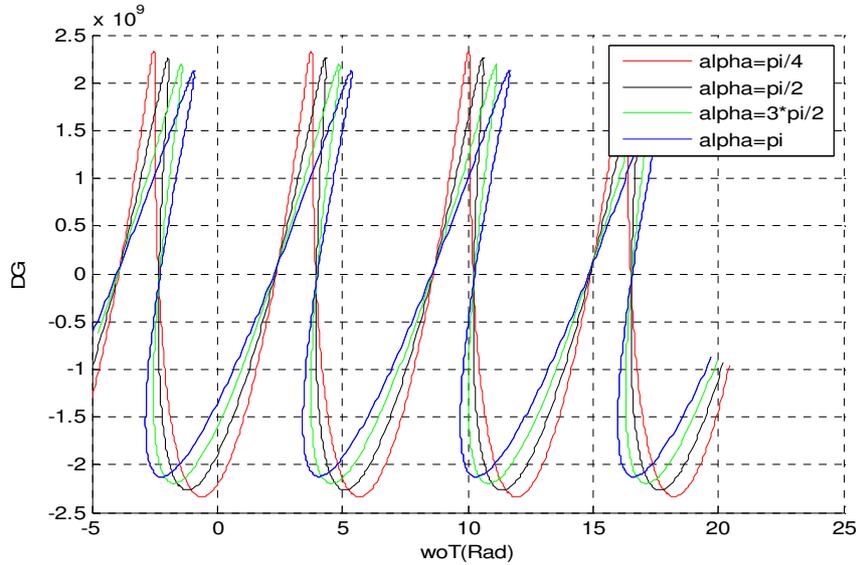


Figure III.13-a Variation du signal du gain au seuil d'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du  $\alpha_m$  (pour  $r=0.3$  ;  $r_3=0.02$  ;  $r_4=0.02$  ;  $KL= 0.999$  ;  $\alpha_m=\pi/4$  ;  $\pi/2$  ;  $3\pi/4$  ;  $\pi$ )

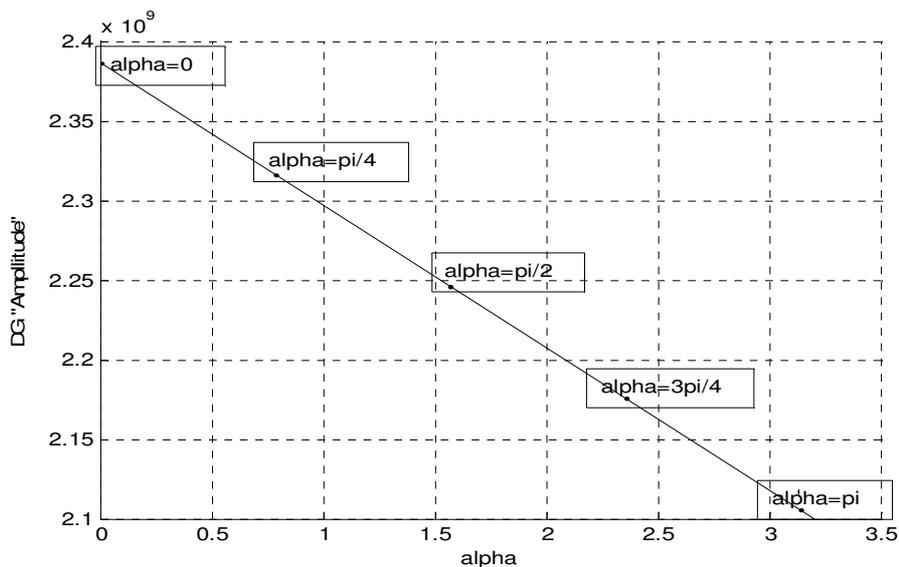


Figure III.13-b Variation de l'amplitude du gain au seuil pour différentes valeurs du  $\alpha_m$  (pour  $r=0.3$  ;  $r_3=0.02$  ;  $r_4=0.02$  ;  $KL= 0.999$  ;  $\alpha_m=\pi/4$  ;  $\pi/2$  ;  $3\pi/4$  ;  $\pi$ )

### Discussion

Dans notre simulation numérique nous avons utilisé les paramètres suivants :  $|KL|=0.999$ ,  $\alpha_m = \pi/4, \pi/2, 3\pi/4, \pi$ . Quand le facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m > 5.82$  et par conséquent  $X > 4.6034$  ( $X$  est un coefficient utilisé pour déterminer les frontières entre les différents régimes de fonctionnement du laser donné par l'équation (II.44)), le phénomène d'interférence par rétro-injection ne peut pas être détecté parce que le taux de retour optique est très important. La figure (III.13-a) montre la variation du signal du gain au seuil de l'interférence par rétro-injection optique imposée pour différentes valeurs du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$ . Nous remarquons que plus la valeur du  $\alpha_m$  est élevée plus le degré d'inclinaison de l'allure est augmenté. Nous observons aussi que l'amplitude du signal diminue avec l'augmentation du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$ . La figure (III.13-b) représente la variation de l'amplitude du gain en fonction du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$ , nous remarquons que l'amplitude du gain légèrement diminue lorsque  $\alpha_m$  augmente.

### III.3.3 Interférence par rétro-injection optique pour différentes valeurs du coefficient de réflexion $r$

Les courbes suivantes (III.14.a) et (III.14.b) décrivent l'interférence par rétro-injection optique pour différentes valeurs du coefficient de réflexion  $r$  simulé avec trois réflecteurs externes.

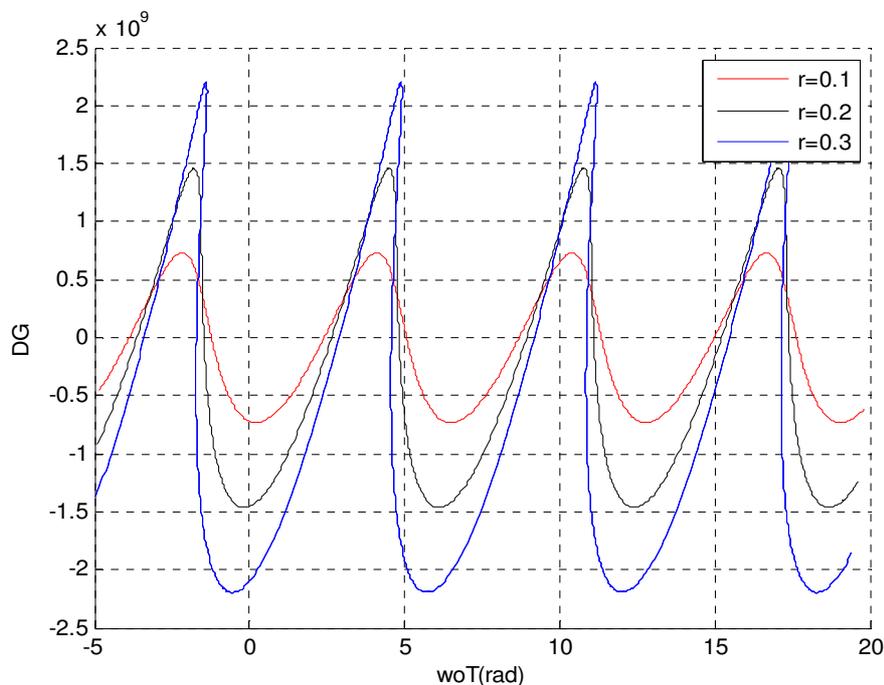


Figure III.14-a Variation du signal du gain au seuil d'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du  $r$  (pour  $\alpha_m = \pi/2$ ,  $KL = 0.999$ ;  $r_3 = 0.02$ ;  $r_4 = 0.02$ ;  $r = 0.1$ ;  $0.2$  et  $0.3$ )

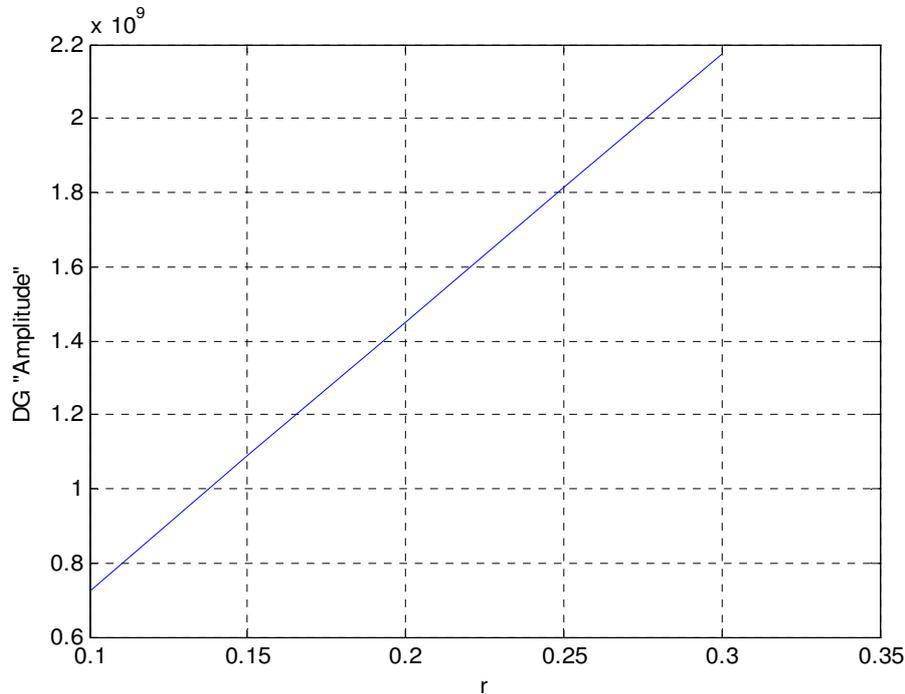


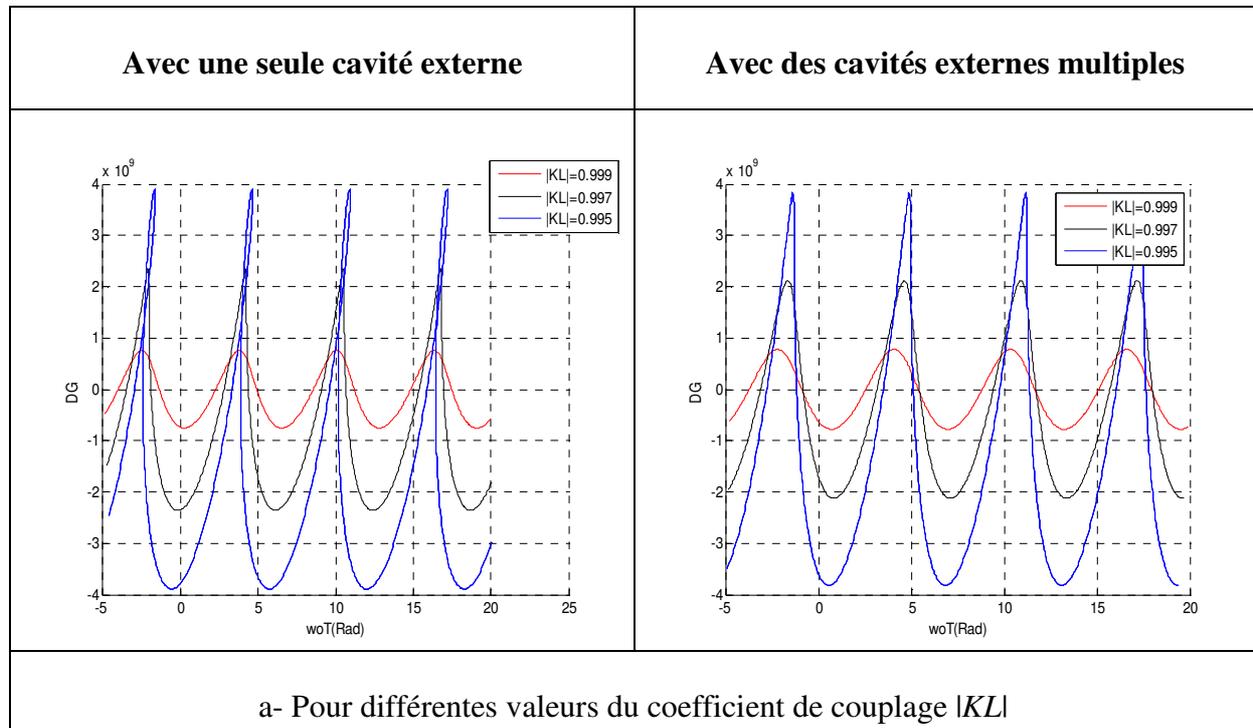
Figure II.14-b Variation de l'amplitude du gain au seuil pour différentes valeurs du  $r$  (pour  $\alpha_m = \pi/2$ ,  $KL = 0.999$ ;  $r_3 = 0.02$ ;  $r_4 = 0.02$ ;  $r = 0.1$ ;  $0.2$  et  $0.3$ )

### Discussion

Les paramètres utilisés dans la résolution numérique sont :  $\alpha_m = \pi/2$ ,  $KL = 0.999$ ,  $r = 0.1, 0.2$  et  $0.3$ . Quand le coefficient de réflexion  $r > 0.54$  et par conséquent  $X > 4.6034$  ( $X$  est un coefficient utilisé pour déterminer les frontières entre les différents régimes de fonctionnement du laser donné par l'équation (II.44)), le phénomène d'interférence par rétro-injection ne peut pas être détecté parce que le taux de retour optique est très important. La figure (III.14-a) traduit la variation du signal d'interférence introduit par rétro-injection optique pour différentes valeurs du  $r$ . Le niveau de feedback devient plus profond quand coefficient de réflexion  $r$  augmente. De plus le signal du gain passe d'une forme sinusoïdale à une forme en dents de scie lorsque le coefficient de réflexion  $r$  augmente. La figure (III.14-b) montre la variation d'amplitude du gain en fonction du coefficient de réflexion  $r$ , l'amplitude augmente avec l'augmentation du  $r$ .

### III.4 Comparaison entre les résultats du laser GC-DFB

Nous allons proposer maintenant de faire une comparaison entre les résultats obtenus précédemment de l'interférence par rétro-injection optique pour une seule cavité externe et des cavités externes multiples.



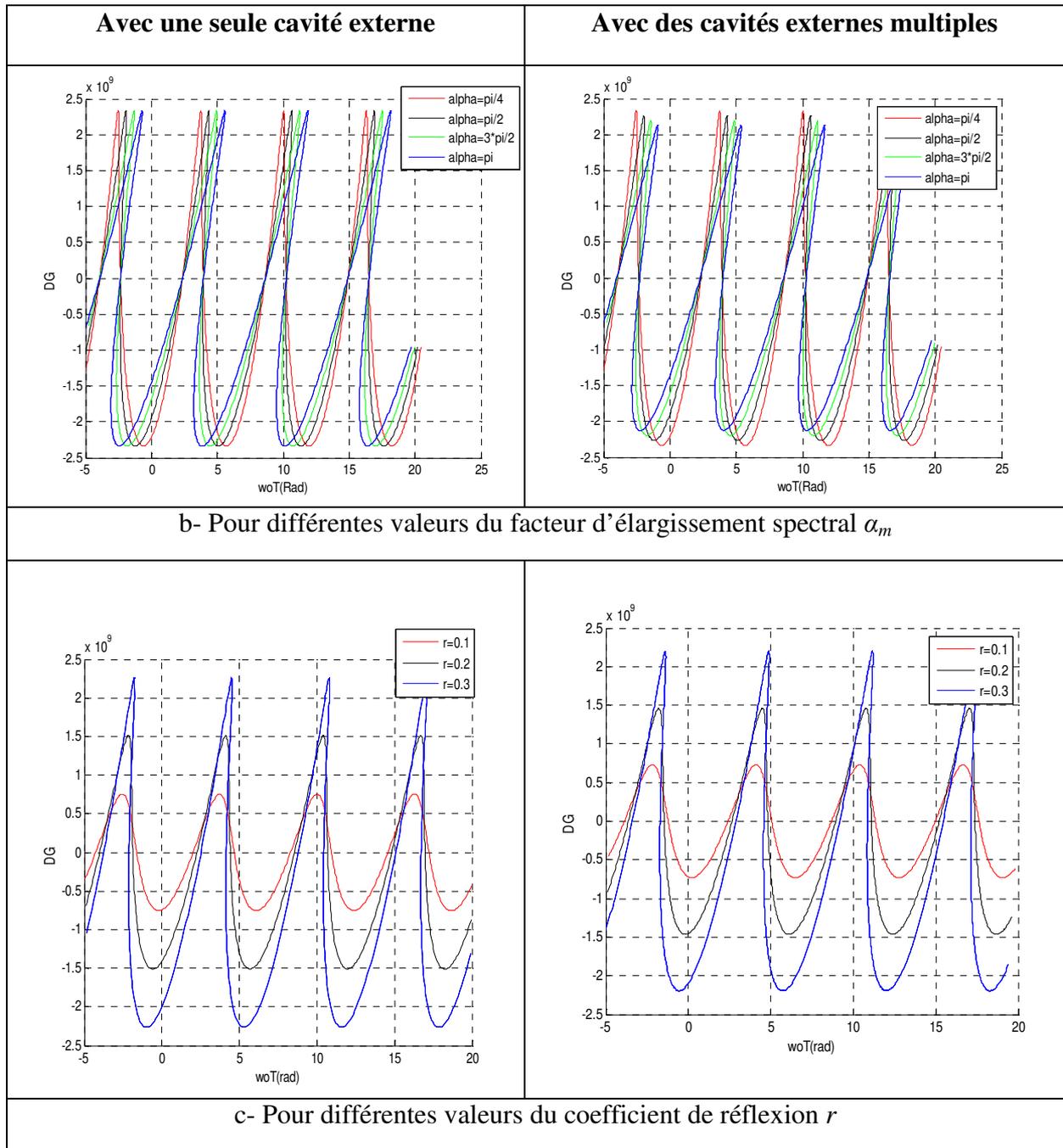


Figure III.15 (a, b et c) Comparaison entre les courbes d'interférence par rétro-injection avec une seule cavité externe et multiples cavités externes

**Discussion**

A partir des courbes d'interférence par rétro-injection optique avec une seule cavité externe et des cavités externes multiples nous pouvons remarquer :

- *Pour les différentes valeurs du coefficient de réflexion  $|KL|$*

La différence entre les deux courbes réside dans le décalage de l'allure de la variation du gain au seuil pour les cavités externes multiples. Ce décalage dû de la réflexion du trois réflecteurs externes, mais l'amplitude reste constante pour les deux courbes.

- *Pour les différentes valeurs du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$*

Le degré d'inclinaison augmente avec l'augmentation du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$ , pour les deux courbes. L'amplitude change lorsque  $\alpha_m$  augmente pour la courbe des cavités externes multiples. Le paramètre  $\alpha_m$  joue un rôle très important sur l'inclinaison des courbes c'est-à-dire pour une inclinaison importante pour très faible rétro-injection optique en utilisant un laser avec une valeur du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$  très élevée.

- *Pour les différentes valeurs du coefficient de réflexion  $r$*

Les deux courbes sont semblables, quand le coefficient de réflexion du réflecteur externe augmente, l'amplitude du signal d'interférence par rétro-injection optique et l'inclinaison de l'allure augmente aussi mais l'allure du signal du gain des cavités externes multiples est décalée légèrement par rapport à l'allure d'une seule cavité externe.

D'après les courbes d'interférence par rétro-injection optique pour une seule cavité externe et multiples cavités externes nous pouvons remarquer que :

- ❖ Pour un feedback faible  $X < 1$  le laser a un fonctionnement monomode (Zone I, figure II.7). La variation du signal du gain au seuil du laser en présence de la cible a la forme sinusoïdale classique par contre pour un feedback moyen ( $1 < X < 4.6034$ ) la variation du signal du gain au seuil a une allure en dents de scie.
- ❖ Une explication à ce phénomène, nous pouvons dire lorsque la quantité de la lumière réinjectée dans la cavité laser était faible (Zone I), le laser pouvait répondre à cette perturbation de manière linéaire : une faible augmentation de la fréquence dans cette zone provoque une augmentation de la taille des pics de la rétro-injection optique. Lorsque la quantité de la lumière réinjectée devient plus importantes (Zone II, figure II.7), la réponse du laser ne peut plus être linéaire : le feedback moyen est le premier stade de cette perte de linéarité, qui implique aussi une perte de stabilité.

### III.5 Effet de la rétro-injection sur les lasers DFB à saut de phase avec une seule cavité externe

Nous obtenons le signal d'interférence par rétro-injection optique avec les paramètres suivants :  $n=3.7$ ,  $\lambda=1.55 \mu m$ ,  $r_1 = 0.1$ ,  $r_r = 0.9$ ;  $L_{int} = 400 \mu m$ ,  $L_{ext}=10cm$ . Le système d'interférence par rétro-injection optique peut fonctionner stablement sous la condition de faible feedback  $r \ll 1$  (figure III.16).

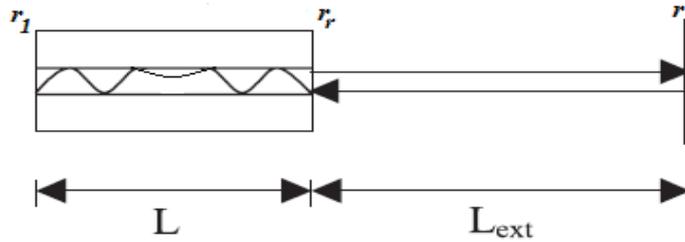


Figure III. 16 Système d'interférence par rétro-injection optique dans le laser DFB à saut de phase avec une seule cavité externe

#### III.5.1 Interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du coefficient de couplage de l'onde au réseau $|KL|$

Les figures (III.17.a) et (III.17.b) illustrent l'interférence par rétro-injection optique pour différentes valeurs du coefficient de couplage de l'onde au réseau  $|KL|$  simulé avec une seule cavité externe.

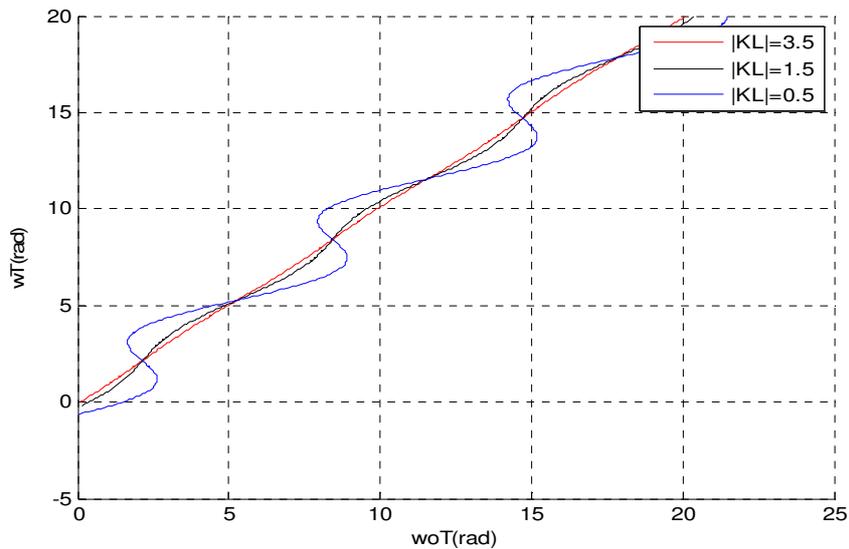


Figure III.17.a Solution numérique de la fréquence pour différentes valeurs du  $|KL|$  (pour  $r=0.1$ ;  $\alpha_m=\pi/4$ ;  $|KL|=3.5$ ; 1.5 et 0.5)

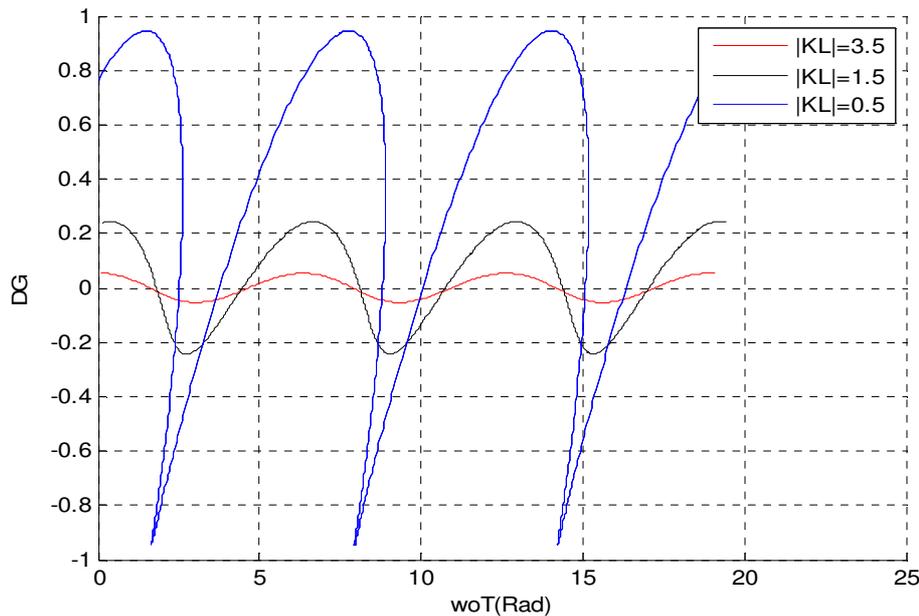


Figure III.17.b Variation du signal du gain au seuil de l'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du  $|KL|$  (pour  $r=0.1$  ;  $\alpha_m=\pi/4$  ;  $|KL|=3.5$  ; 1.5 et 0.5)

### Discussion

Nous obtenons le signal d'interférence par rétro-injection optique avec les paramètres suivants :  $r_1 = 0.1$  ;  $r_r = 0.9$  ;  $r = 0.1$  ;  $KL=3.5, 1.5$  et  $0.5$  ;  $\alpha_m=\pi/4$ .

Pour l'effet d'interférence par rétro-injection optique pour différentes valeurs du coefficient de couplage  $|KL|$  du laser DFB à saut de phase, nous remarquons :

La figure (17 a et b) montre la fréquence d'émission et la variation du signal du gain au seuil pour un laser DFB à saut de phase imposée pour différentes valeurs du coefficient de couplage de l'onde au réseau ( $KL=0.5, 1.5$  et  $3.5$ ). A partir de ces courbes nous pouvons conclure que le signal d'interférence dépend de la valeur du coefficient de couplage  $KL$  : pour  $KL < 1$ , la variation du gain au seuil a une allure en dents de scie et pour  $KL > 1$ , la variation du gain est sinusoïdale. On peut dire que le laser DFB à saut de phase est moins sensible à la rétro-injection optique quand  $KL > 1$ .

### III.5.2 Interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du facteur d'élargissement spectral $\alpha_m$

Les courbes des figures (III.18.a) et (III.18.b) représentent l'interférence par rétro-injection optique pour différentes valeurs du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$  simulé avec une seule cavité externe.

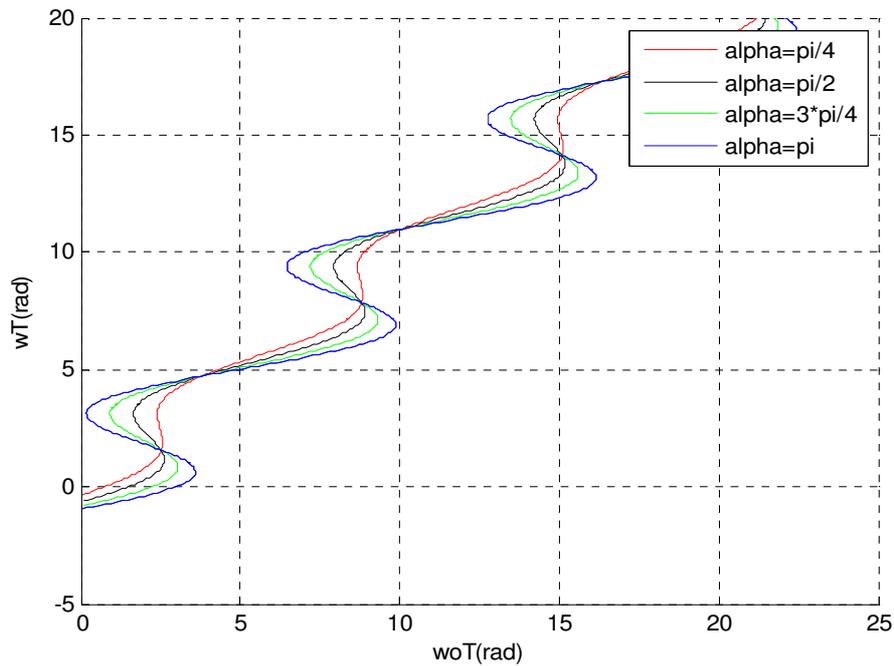


Figure III.18.a Solution numérique de la fréquence pour différentes valeurs du  $\alpha_m$  (pour  $r=0.5$  ;  $|KL|=3.5$  ;  $\alpha_m=\pi/4$  ;  $\pi/2$  ;  $3\pi/4$  ;  $\pi$  )

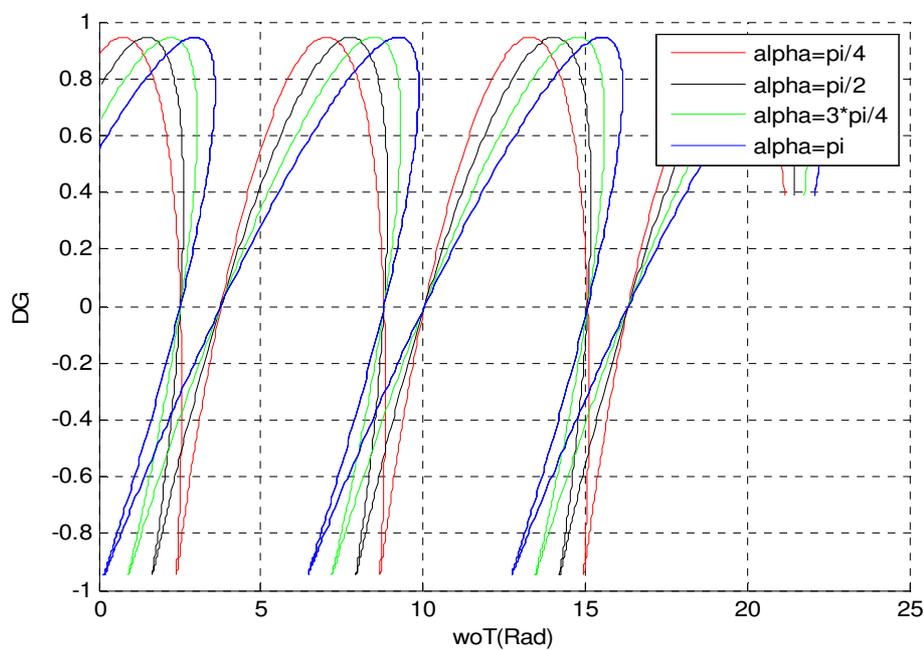


Figure III.18.b Variation du signal du gain au seuil de l'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du  $\alpha_m$  (pour  $r=0.5$  ;  $|KL|=3.5$  ;  $\alpha_m=\pi/4$  ;  $\pi/2$  ;  $3\pi/4$  ;  $\pi$  )

### Discussion

Nous obtenons le signal d'interférence par rétro-injection optique avec les paramètres suivants :  $r_1 = 0.1$ ;  $r_r = 0.9$ ;  $r = 0.5$ ;  $KL = 3.5$ ;  $\alpha_m = \pi/4$ ;  $\pi/2$ ;  $3\pi/4$  et  $\pi$ .

La figure (18 a et b) illustre la fréquence d'émission et la variation du gain au seuil pour différentes valeurs du coefficient d'élargissement spectral  $\alpha_m$ . L'amplitude reste constante et le degré de l'inclinaison de l'allure de la variation du gain au seuil augmente avec l'élévation du  $\alpha_m$ .

### III.5.3 Interférence par rétro-injection optique pour différentes valeurs du coefficient de réflexion $r$

Les courbes des figures (III.19.a) et (III.19.b) représentent l'interférence par rétro-injection optique pour différentes valeurs du coefficient de réflexion  $r$  avec une seule cavité externe.

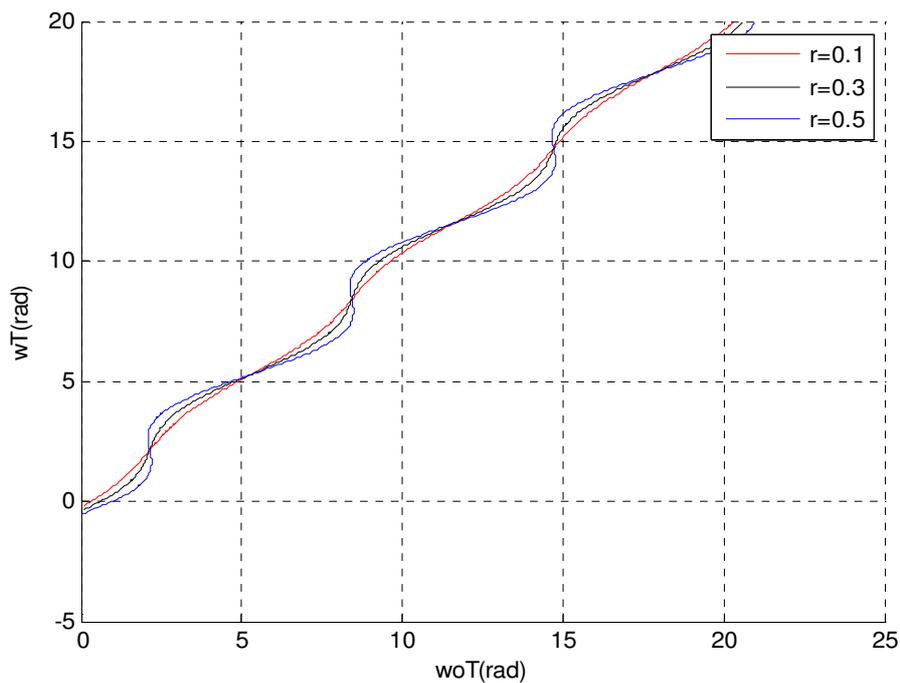


Figure III.19.a Solution numérique de la fréquence pour différentes valeurs du  $r$  (pour  $|KL|=3.5$ ;  $\alpha_m=\pi/2$ ;  $r=0.1$ ;  $0.3$ ;  $0.5$ )

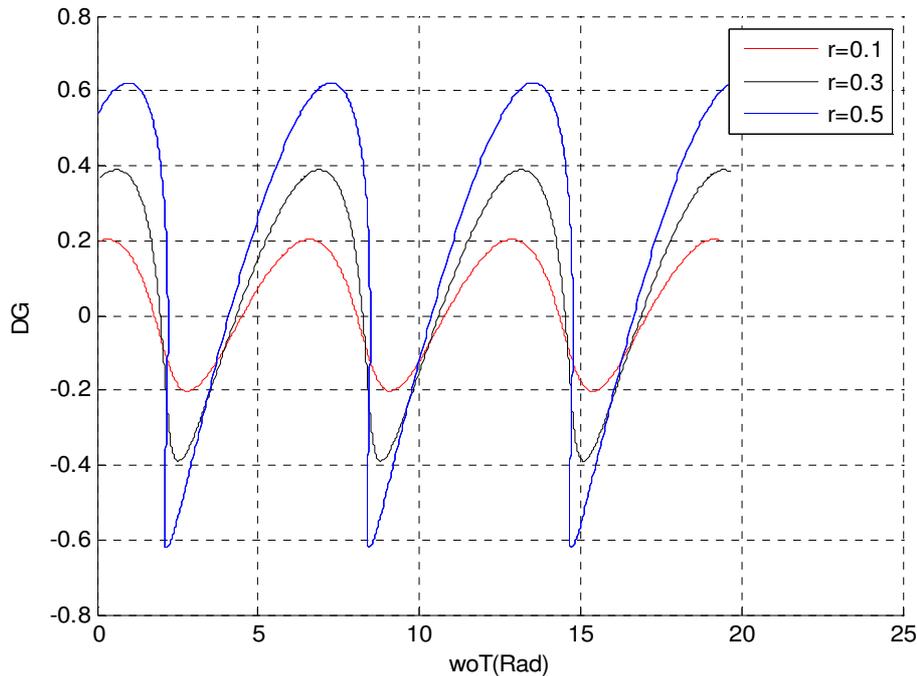


Figure III.19.b Variation du signal du gain au seuil de l'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du  $r$  (pour  $|KL|=3.5$  ;  $\alpha_m=\pi/2$  ;  $r=0.1$  ;  $0.3$  et  $0.5$ )

### Discussion

La figure (19 a et b) traduit la fréquence d'émission et la variation du gain au seuil pour trois valeurs du coefficient de réflexion du réflecteur externe  $r = 0.1, 0.3$  et  $0.5$ . En effet, lorsque  $r$  est élevé, l'amplitude du signal est beaucoup plus importante.

### III.5.4 Interférence par rétro-injection à différentes valeurs du coefficient de réflexion $r$ (l'effet du paramètre $\alpha_m$ )

Nous allons étudier l'effet du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$  sur l'interférence par rétro-injection optique dans le laser GC-DFB. Les figures 20, 21, 22 et 23 respectivement montrent les différents signaux d'interférence pour différentes valeurs du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$ .

1- Interférence par rétro-injection pour différentes valeur du  $r$  :  $\alpha_m = \pi/4$

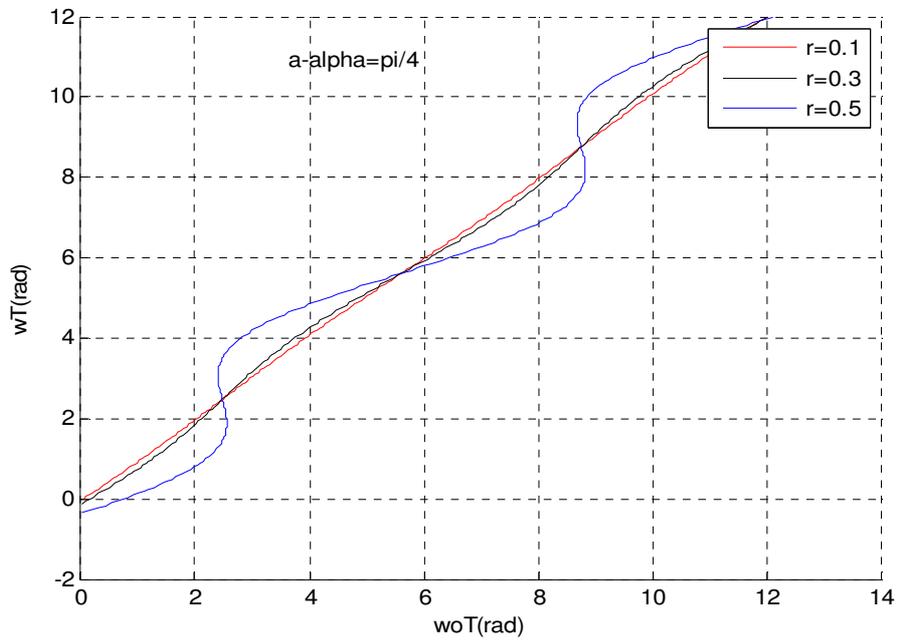


Figure III.20.a Fréquence d'émission pour différentes valeurs du  $r$  ( pour  $\alpha_m = \pi/4$  ;  $|KL|=3.5$  ;  $r=0.1$  ;  $0.3$  ;  $0.5$ )

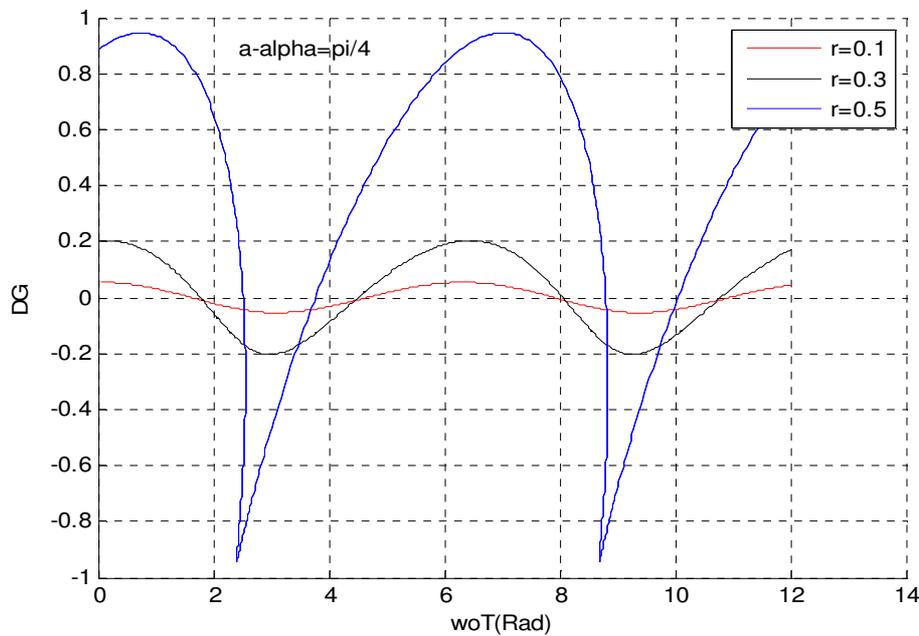


Figure III.20.b Variation du signal du gain au seuil d'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du  $r$  ( pour  $\alpha_m = \pi/4$  ;  $|KL|=3.5$  ;  $r=0.1$  ;  $0.3$  ;  $0.5$ )

2- Interférence par rétro-injection pour différentes valeur du r :  $b\text{-}\alpha_m=\pi/2$

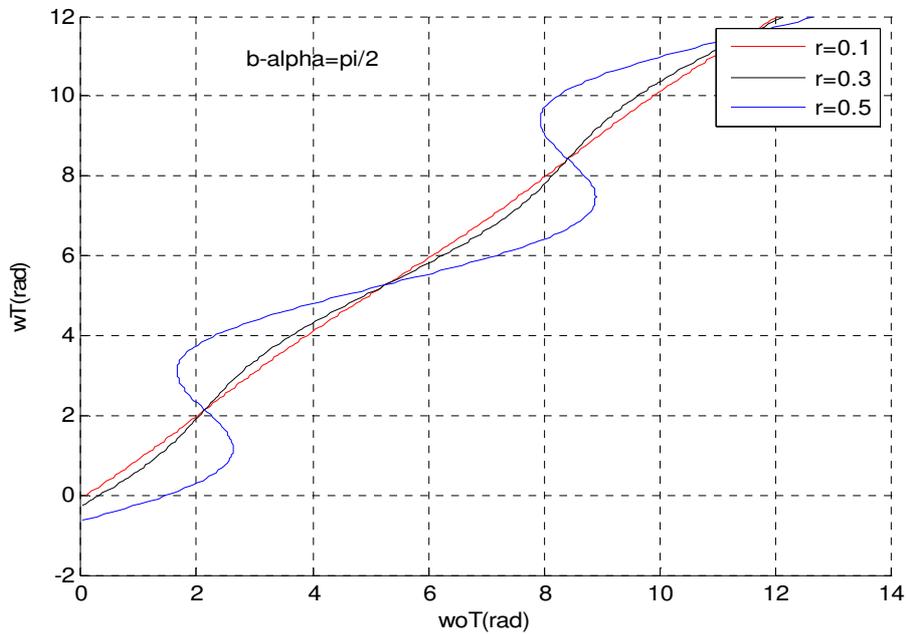


Figure III.21.a Fréquence d'émission pour différentes valeurs du r (pour  $\alpha_m=\pi/2$  ;  $|KL|=3.5$  ;  $r=0.1$  ;  $0.3$  ;  $0.5$  )

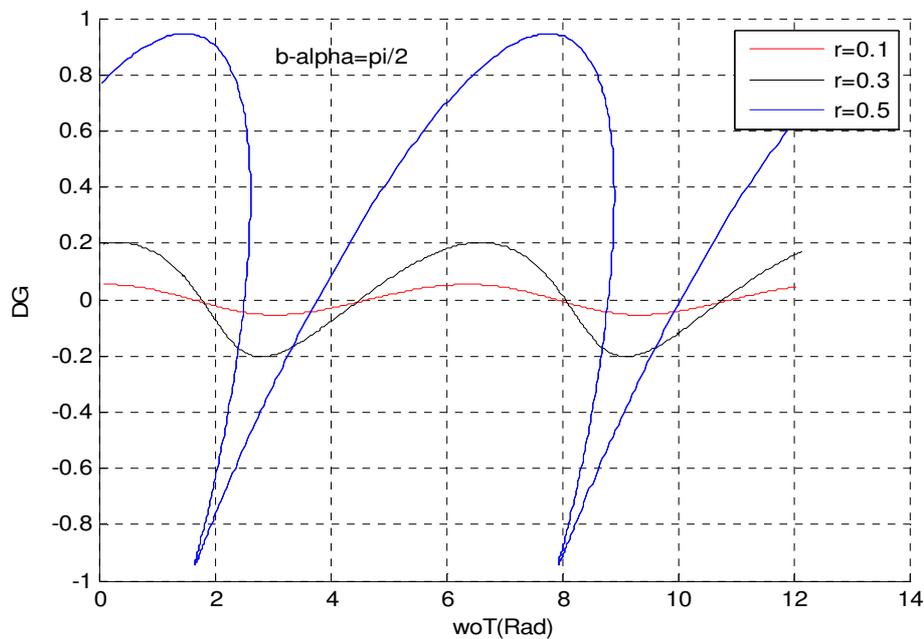


Figure III.21.b Variation du signal du gain au seuil d'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du r (pour  $\alpha_m=\pi/2$  ;  $|KL|=3.5$  ;  $r=0.1$  ;  $0.3$  ;  $0.5$  )

3- Interférence par rétro-injection pour différentes valeur du  $r$  :  $c-\alpha_m=3\pi/4$

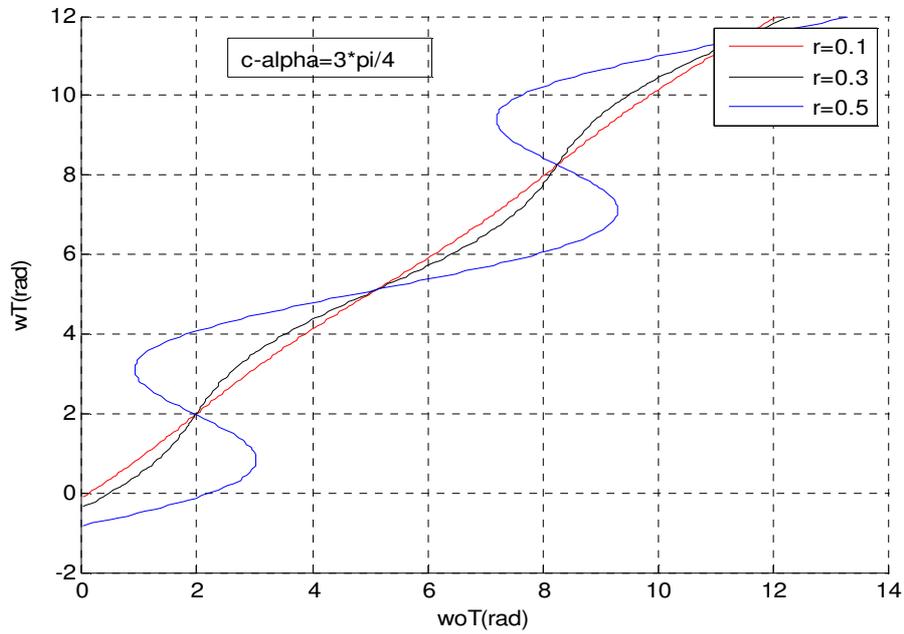


Figure III.22.a Fréquence d'émission pour différentes valeurs du  $r$  (pour  $\alpha_m=3\pi/4$  ;  $|KL|=3.5$  ;  $r=0.1$  ;  $0.3$  ;  $0.5$ )

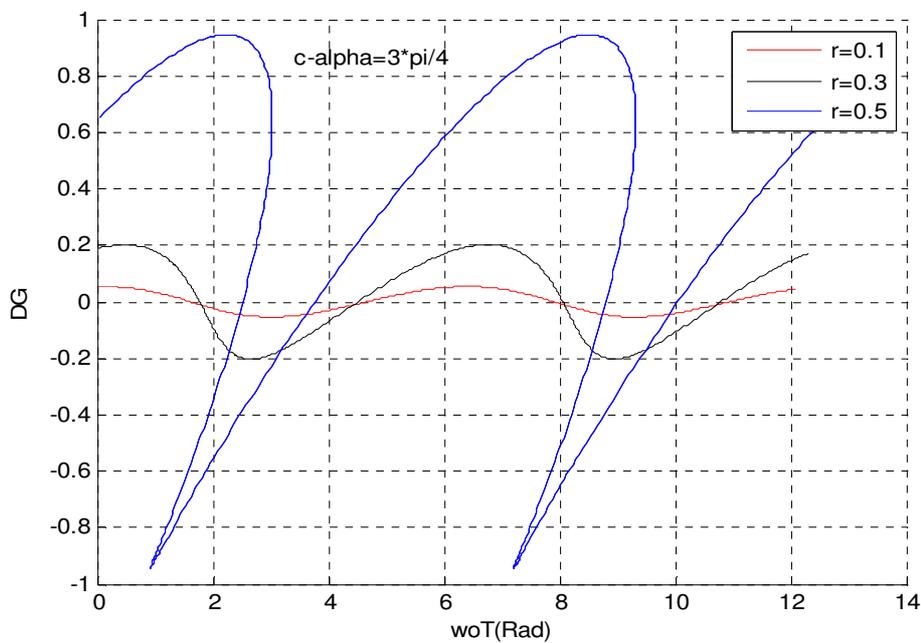


Figure III.22.b Variation du signal du gain au seuil d'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du  $r$  (pour  $\alpha_m=3\pi/4$  ;  $|KL|=3.5$  ;  $r=0.1$  ;  $0.3$  et  $0.5$ )

4- Interférence par rétro-injection pour différentes valeur du  $r$  :  $d-\alpha_m=\pi$

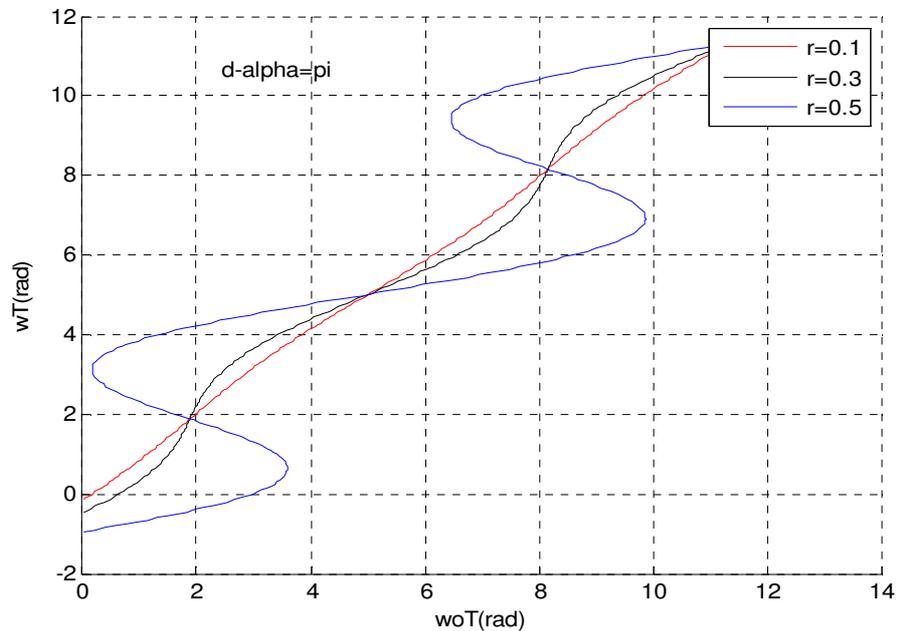


Figure III.23.a Fréquence d'émission pour différentes valeurs du  $r$  (pour  $\alpha_m=\pi$  ;  $|KL|=3.5$  ;  $r=0.1$  ;  $0.3$  et  $0.5$ )

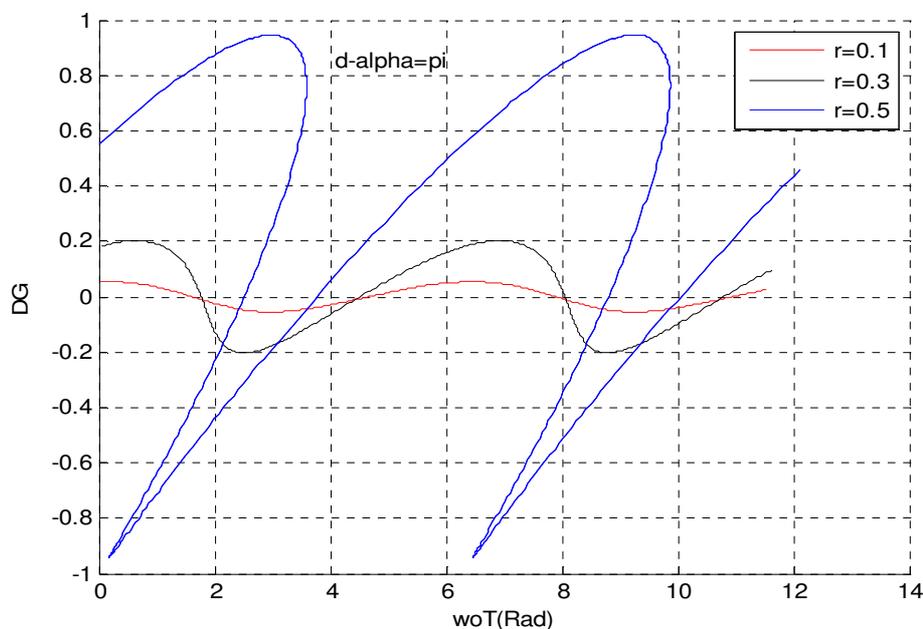


Figure III.23.b La variation du signal du gain au seuil d'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du  $r$  (pour  $\alpha_m=\pi$  ;  $|KL|=3.5$  ;  $r=0.1$  ;  $0.3$  ;  $0.5$  )

### **Discussion**

Le facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$  aussi a un effet sur l'interférence par rétro-injection optique dans les lasers DFB à saut de phase. Les figures 20, 21, 22 et 23 respectivement montrent les différents signaux d'interférence pour différentes valeurs du  $\alpha_m$ . Dans le calcul, le coefficient d'élargissement spectral  $\alpha_m$  est sélectionné par  $\pi/4$ ,  $\pi/2$ ,  $3\pi/4$ ,  $\pi$  respectivement. Nous observons que l'augmentation du coefficient d'élargissement spectral  $\alpha_m$  s'accompagne d'une augmentation du degré d'inclinaison de l'allure du signal du gain au seuil et de distorsion de l'allure de fréquence d'émission.

# *Conclusion générale*

## Conclusion générale

Ce mémoire avait pour objectif principal l'étude des effets d'interférence par rétro-injection optique dans les lasers à contre réaction répartie DFB (*Distributed FeedBack*) basent sur la théorie des modes couplés.

D'après la Théorie des Modes Couplés (TMC), nous avons déterminé l'équation d'oscillation des lasers DFB sans couplage externe. Ainsi, il a été montré que lorsque le laser est soumis à un feedback optique externe, cinq régimes de fonctionnement peuvent être distingués pour un certain niveau de retour optique, dépendant de la phase de l'onde retour et de la longueur de la cavité externe. Il a été vu que laser tend à devenir stable lorsqu'il travaillait dans le régime de faible feedback.

A ce titre, la sensibilité complexe, la réflectivité équivalente, la variation du gain au seuil et la variation de la fréquence d'émission ont été déduites théoriquement.

D'une manière plus spécifique, le travail présenté dans ce mémoire est orienté autour de deux axes principaux:

- ❖ l'effet de l'interférence par rétro-injection optique dans le laser GC-DFB pur (couplage par gain) pour deux modèles : le premier modèle utilise une seule cavité externe et le second modèle traite des cavités externes multiples et l'effet de l'interférence par rétro-injection optique dans le laser DFB à saut de phase.
- ❖ L'influence des paramètres du laser GC-DFB et DFB à saut de phase sur l'interférence par rétro-injection optique.

Les principaux résultats relatifs à la simulation numérique de ces deux études montrent que:

- Pour le laser GC-DFB avec une seule cavité externe et des cavités externes multiples, suivant la quantité de lumière rétro-injectée dans la cavité active du laser après réflexion sur la cible, le signal de rétro-injection optique présente une allure sinusoïdale quand le coefficient du couplage de l'onde au réseau  $KL$  est élevé et le coefficient de réflexion du réflecteur externe  $r$  est diminué et une allure en dents de scie lorsque  $KL$  diminue et  $r$  augmente. Nous avons remarqué que :
  - L'amplitude du signal d'interférence par rétro-injection optique augmente avec la diminution du coefficient du couplage de l'onde au réseau  $KL$  et l'augmentation du coefficient de réflexion  $r$ .
  - Le signal de la fréquence d'émission a une tendance à être bistable plutôt que monostable quand le coefficient de couplage de l'onde au réseau  $KL$  diminue et le coefficient de réflexion  $r$  augmente.

- Les résultats des cavités externes sont semblables à ceux de la cavité externe seule, mais avec quelques décalages de la courbe d'interférence par rétro-injection pour différentes valeurs du  $KL$  des cavités externes multiples comparée avec la courbe d'une seule cavité externe.
  - La simulation numérique montre aussi l'effet du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$  sur l'interférence par rétro-injection optique. Le degré d'inclinaison augmente avec l'augmentation du coefficient d'élargissement spectral  $\alpha_m$  par contre, l'amplitude du signal d'interférence diminue avec l'augmentation du coefficient d'élargissement spectral  $\alpha_m$  pour des cavités externes multiples, tandis que pour une seule cavité externe, l'amplitude ne change pas pour différentes valeurs du coefficient d'élargissement spectral  $\alpha_m$  et le signal de fréquence d'émission a une tendance à être bistable plutôt que monostable quand le coefficient d'élargissement spectral  $\alpha_m$  est élevé.
- Pour le laser DFB à saut de phase avec une seule cavité externe, nous remarquons que :
- Le signal d'interférence dépend de la valeur du coefficient de couplage de l'onde au réseau  $KL$ . En effet, lorsque le coefficient de couplage est inférieur à l'unité ( $KL < 1$ ), la variation du signal d'interférence a une allure en dents de scie et pour coefficient de couplage supérieure à l'unité ( $KL > 1$ ), la variation du signal est sinusoïdale. Nous pouvons dire que le laser DFB à saut de phase est très sensible à la rétro-injection quand  $KL < 1$  ( $KL = 0.5$ ).
  - L'amplitude du signal d'interférence par rétro-injection reste constante et le degré de l'inclinaison de l'allure augmente avec l'élévation du coefficient d'élargissement spectral  $\alpha_m$ .
  - Le signal d'interférence par rétro-injection dépend du coefficient de réflexion  $r$ . Quand coefficient de réflexion  $r$  augmente, l'amplitude du signal augmente aussi.
  - Pour l'effet du facteur d'élargissement spectral  $\alpha_m$ , nous observons que l'augmentation de  $\alpha_m$  s'accompagne d'une augmentation du degré d'inclinaison de l'allure du signal d'interférence et de la distorsion de l'allure de la fréquence d'émission.

# *Annexes*

## *Annexe*

**Tableau présentant les paramètres physiques du laser DFB :**

<b>symbole</b>	<b>définition</b>
$c$	Vitesse de la lumière
$\Lambda$	le pas du réseau
$\lambda_b$	la longueur d'onde de Bragg
$\lambda$	la longueur d'onde du laser
$n_{eff}$	l'indice effectif ( l'indice moyen vu par le mode optique lors de la propagation)
$\Delta n_{mod}$	l'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction
$\Delta n_{moy}$	l'indice moyen
$m$	l'ordre de diffraction
$E^+$	onde aller
$E^-$	onde retour
$\beta_B$	Le vecteur d'onde de Bragg
$\omega_B$	la fréquence de Bragg
$\beta_0$	le vecteur d'onde dans le vide
$\epsilon_0$	la permittivité diélectrique du vide
$K$	Le coefficient de couplage de l'onde au réseau
$k_i$	la partie réelle résulte des effets dus au réseau d'indice
$k_g$	la partie imaginaire est liée au gain et à ses modulation
$A$	Matrice de passage
$\delta$	l'écart par rapport au mode de Bragg
$g_{th}$	le gain seuil
$\omega$	la fréquence d'oscillation
$\gamma$	la constante de propagation complexe
$r_1$	Le coefficient de réflexion de la facette arrière
$r_r$	Le coefficient de réflexion de la facette avant
$r$	Le coefficient de réflexion de la cible
$\varphi_1$	La phase à la facette arrière
$\varphi_r$	La phase à la facette avant
$L$	la longueur de la cavité laser
$L_{ext}$	la longueur de la cavité formée par la cible et la face avant du laser
$\tau$	le temps aller-retour dans la cavité externe entre la cible et le laser
$r'_r$	Coefficient de réflexion de la cavité équivalente tenant compte de la cavité active et de la cavité externe créée par la cible.
$j$	Nombre complexe ( $= \sqrt{-1}$ )
$P$	La puissance optique
$qL$	La fonction des pertes
$C_r$	La sensibilité complexe du laser DFB
$\alpha_m$	Facteur d'élargissement de raie ("linewidth enhancement factor")
$\Delta\omega$	variation de fréquence du laser DFB perturbé par une rétro-injection
$v_g$	la vitesse de groupe
$\Delta G$	variation du gain seuil du laser DFB perturbé par une rétro-injection
$\theta_i$	le retard de phase entre deux réflecteurs contigus $r_i$ et $r_{i-1}$
$\eta_i$	le coefficient de couplage de réflecteur $r_i$

$X$	Coefficient indiquant le mode de fonctionnement de la diode laser
$\zeta$	coefficient de transmission en amplitude
$\Delta r_r$	variation totale de réflectivité en amplitude
$\square$	taux de retour optique
$\frac{\partial n}{\partial N}$	indice différentiel du laser
$\frac{\partial g_{th}}{\partial N}$	gain différentiel du laser

## *Bibliographie*

- [1]. G. Mourat, N. Servagent, and T. Bosch, «Distance measurement by using the self-mixing effect in a three-electrode distributed Bragg reflector laser diode», *Opt. Eng.* 39, pp 738-743, 2000.
- [2]. P. A. Porta, D. P. Curtin, and J. G. McInerney, «Laser doppler velocimetry by optical self-mixing in vertical-cavity surface-emitting lasers», *IEEE Photon Technol. Lett.* 14, pp 1719-1721, 2002.
- [3]. N. Servagent, T. Bosch and M. Lescure, « A laser displacement sensor using the self-mixing effect for modal analysis and defect detection », *IEEE Trans. Instrum. & Meas.*, vol. IM- 46, pp. 847-850, 1997.
- [4]. G.Morthier et P.Vankwelberge, « Handbook of distributed feedback laser diodes ». Artech House, Inc, 1997.
- [5]. H.Kogelnik et C.Shank, « Coupled-wave theory of distributed feedback lasers », *Journal of Applied Physics*, vol. 43, pp. 2327-2335, 1972.
- [6]. H. Kogelnik and C.V. Shank, « Stimulated emission in a periodic structure », *Applied Physics Letters*, Vol. 18,N°.4, pp. 152-154, 1971.
- [7]. W.Streifer, R.D.Burnham et D.R.Scifres, « Effect of external reflector on longitudinal modes of distributed feedback lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.11, N°.4,p p. 154-161, 1975.
- [8]. C.H.Henery, « Performance of distributed feedback lasers designed to favor the energy gap model», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 21, N°.12,pp.1913-1918, 1985.
- [9]. R.F.Kazarinov et C.H.Henry, «Second order distributed feedback lasers with mode selection provided by first order radiation losses», *IumEEE Journal of quantum Electronics*, Vol. 21, N°.4, pp. 144-150, 1985.
- [10]. K.Utaka, S.Akabi, K.Sakai et Y. Matsushima, « Effect of mirror facets on lasing characteristics of distributed feedback InGaP/InP laser diodes at 1.5  $\mu\text{m}$  range», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 20, N°.3,pp. 236-245, 1984.
- [11]. S.GARIDEL, « Fabrication des réseaux de Bragg particuliers par lithographie électronique : application à la réalisation de dispositifs photoniques et optoélectroniques sur matériaux de la filière InP », Thèse de doctorat, Lille, 2004.
- [12]. A.F.Obaton, C.Palavicini, Y.Jaouen, M.Douay, P.Niay, M.Lièvre, « Cractérisation de réseaux de Bragg par réflectometrie optique à faible cohérence », 2000.
- [13]. A. JEBALI , « Réalisation de réflecteurs de Bragg pour un Laser à fibre »,projet hiver, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2000.
- [14]. J.P. Perez, «Optique géométrique et ondulatoire», Ed. Masson, 1994.

- [15]. D. Marcuse, «The coupling of degenerate modes in two parallel dielectric waveguides», *Bell Syst. Tech. J.*, Vol. 50, pp. 1791-1816, 1971.
- [16]. Wang ZH, Peng GD, Chu PL, «Improved Rouard's method for fiber and waveguide gratings», *Optics communications*, Vol. 177, pp. 245-250, 2000.
- [17]. Rosenthal A., Horowitz M., «Inverse scattering algorithm for reconstructing strongly reflecting fiber Bragg gratings», *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 39, N°. 8, pp. 1018-1026, 2003.
- [18]. Y. Ma and L. D. Marks , «Bloch-wave solution in the Bragg case», *Acta Cryst.*, Vol.45, pp.174-182, 1989.
- [19]. A. W. Snyder, «Coupled mode theory for optical fibers», *J. Opt.Soc. Amer.*, Vol. 62, pp. 1267-1277, 1972.
- [20]. A. Yariv «Coupled-mode theory for guided-wave optics». *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.9, N°.9, pp. 919, 993, 1973.
- [21]. David BARAT, «Lasers monofréquences à base de GaSb émettant à 2,6  $\mu\text{m}$  pour l'analyse de gaz », thèse de doctorat d'université Montpellier II sciences et technique du Languedoc, 2007.
- [22]. J. Carroll, J. Whiteaway, D. Plumb, «Distributed feedback semiconductor lasers », *IEE Circuits, Devices and Systems Series10*, 1998.
- [23]. M.L. Osowski, J.S. Hughes, R.M. Lammert and J.J. Coleman «An asymmetric cladding gain-coupled DFB laser with oxide defined metal surface grating by MOCVD», *IEEE Photonics Technology Letters* 9, N°.11, p. 1460, 1997.
- [24]. G. B. Arfken and H. J. Weber, «Mathematical methods for physicists», Fourth Edition, Academic Press, 1995.
- [25]. J. Jacquet «Contribution à l'étude de lasers à semi-conducteurs multi-sections émettant à 1,5  $\mu\text{m}$  accordables en longueur d'onde ». Thèse, Ecole nationale supérieure des télécommunications, 1992.
- [26]. M. F. Alam, M. A. Karim, and S. Lslam, «Dependence of external optical feedback sensitivity on structural parameters of DFB semiconductor lasers», in *Proceedings of the IEEE 1996 National Aerospace and Electronics Conference (NAECON 1996) (IEEE, 1996)*, Vol. 2, pp. 670-677.
- [27]. R. L. Fork, K. R. German, E.A. Chandross, «Photodimer distributed feedback laser », *Appl. Phys Lett.*, Vol. 20, N°.3, pp.139-141, 1972.
- [28]. H. A. Haus and C. V Shank, «Antisymmetric taper of distributed feedback lasers», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.12, N°.9, pp. 532-559, 1976.

- [29]. H. Soda, K. Wakao, H. Sudo, T. Tanahashi, H. Imai « GaInAsP/InP phase-adjusted distributed feedback lasers with a step-like nonuniform stripe width structure», *Electronics Letters*, Vol. 20, pp. 1016-1018, 1984.
- [30]. Z.L. Liao, D.C. Flanders, J.N. Walpole and N.L. DeMeo «A novel GaInAsP/InP distributed feedback laser» *Applied Physics Letters* 46, N°3, p.221, 1985.
- [31]. L.M. Miller, K.J. Beernink, J.T. Verdeyen, J.J. Coleman, J.S. Hughes, G.M. Smith, J. Honig and T.M. Cockerill «Characterization of an InGaAs-GaAs-AlGaAs strained-layer distributed-feedback ridge-waveguide quantum-well heterostructure laser». *IEEE Photonics Technology Letters* 4,N°4, p. 296, 1992.
- [32]. K. A. Winick, « Longitudinal mode competition in chirped grating distributed feedback lasers », Vol. 35, N°10, pp.1402-1411, 1999
- [33]. J. Carroll, J. Whiteaway, D. Plumb, « Distributed feedback semiconductor lasers », *IEE Circuits, Devices and Systems Series*10, 1998.
- [34]. S. Calvez « Laser à fibre pour les télécommunications multiplexées en longueur d'onde : étude de l'accordabilité en longueur d'onde et de la génération de trains multi-longueurs d'onde d'impulsions par voie electro-optique», Thèse de doctorat, Université de Franche Comté, 2002.
- [35]. Caroline Bés, « Conception d'un système laser de mesures de déplacements par interférométries à rétro-injection optique dans le cas de feedbacks faible et modéré » thèse de doctorat de l'institut national polytechnique de Toulouse, 2006.
- [36]. Luc KERVEVAN, « Etudes théorique et expérimentale de la rétro-injection optique sur lasers à solide » thèse de doctorat de l'université de Caen, 2006.
- [37]. W. M. Wang, K. T. V. Grattan, A. W. Palmer, and W. J. O. Boyle, « Self-mixing interference inside a single-mode diode laser for optical sensing applications » *IEEE, Journal of Light wave Technology*, Vol. 12, N° 9, pp. 1577–1587, 1994.
- [38]. W.M. Wang, K.T.V. Grattan, W.J.O. Boyle, A.W. Palmer, « Self-Mixing interference in a diode laser: experimental observations and theoretical analysis », *Applied Optics*, Vol 32, pp 1551-1557, 1993.
- [39]. S. Shinohara, A. Mochizuki, H. Yoshida and M. Sumi, « Laser Doppler velocimeter using the self-mixing effect of a semiconductor laser diode» , *Applied Optics*, Vol 25, pp 1417-1419, 1986.
- [40]. Junping Zhou, Ming Wang, Daofu Han « Self-mixing interference in distributed feedback laser diode with multiple external cavities » *Optik-International Journal for Light and Electron optics*, Vol.118, N°.12, pp. 599-603, 6 December 2007.
- [41]. K. Kobayashi and R. Lang, « External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties», *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 16, N° 3, pp. 347–355, 1980.

- [42]. P. de Groot, « Unusual technique for absolute distance measurement». *Optical Engineering*, Vol. 40, N°1, pp. 28–32, 2001.
- [43]. K. Petermann, *Laser diode modulation and noise*. Kluwer Academic Publishers Dordrecht, 1991.
- [44]. D. Dangoisse, D. Hennequin, V. Zehnlé, « Les lasers cours et exercices corrigés », Dunod, Paris, 1998.
- [45]. L. Keruevan, H. Gilles, S. Girard et M. Laroche, « Two-Dimensional Velocity Measurements With Self-Mixing Technique in Diode-Pumped Yb:Er Glass Laser», *IEEE Photonics Technology Letters*, 16, 1709-1711, 2004.
- [46]. R. Addy, A.W. Palmer and K.T.V. Grattan, « Effects of External Alignment in Sensing Application of Optical Feedback in Laser Diodes », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 14, pp.2672-2676, 1996.
- [47]. R. Lang and K. Kobayashi, «External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-16,N°.3, pp.347-355, 1980.
- [48]. F. Favre and D. Le Guen, «Spectral properties of a semiconductor laser coupled to a single mode ber resonator», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-21N°.12, pp. 1937-1946, 1985.
- [49]. H. huan, M. wang, D. guo, T. wang, «Self-mixing interference effect of DFB semiconductor lasers », *Applied Physics. B* 79, pp. 325-330, 2004.
- [50]. Junping Zhou, Ming Wang « Effects of self-mixing interférence on gain-copled distriuted-feedback lasers ». *Optique Express* ,Vol.13, N° 6, pp.1848-1854, 2005.
- [51] F. Grillot, B. Thedrez, J. Py, O. Gauthier-Lafaye, V. Voiriot, and J. L. Lafrayette, « 2.5 Gbit/s transmission characteristics of 1.3  $\mu\text{m}$  DFB lasers with external optical feedback», *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 14, pp. 101–103, Jan. 2002.
- [52] E. Rosenchair and B. Vinter, «*Optoelectronics*», Edition. Dunod, Paris, 2004.
- [53].W. S. Rabinovich and B. J. Feldman, «Spatial hole burning effects in distributed feedback lasers», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 25(1), pp. 20-29, 1989.
- [54]. B. Thedrez et al, «Power and facet phase dependence of chirp for index and gain-coupled DFB lasers», *Semiconductor Laser Conference* , TuE41, pp.175-176, 1998.
- [55]. C. H. Henry, «Theory of the phase noise and power spectrum of a single-mode injection laser», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 19(9), pp. 1391-1397, 1983.
- [56]. C. H. Henry and R. F. Kazarinov, « Instability of semiconductor lasers due to optical feedback from distante reactors », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-22(2), pp. 294-301, 1986.

- [57]. P. Besnard, B. Meziane and G. M. Stephan, «Feedback phenomena in a semiconductor laser induced by distant reflectors», IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 29(5), pp. 1271-1284, 1993.
- [58]. R. Tkach and A. Chraplyvy, «Regimes of feedback effects in 1.5 $\mu\text{m}$  distributed feedback lasers», IEEE, Journal of Lightwave Technology, Vol. 4,N°. 11, pp. 1655–1661 1986.
- [59] E. Brinkmeyer, «Analysis of the backscattering method for single-mode optical fibers», Journal of Optical Society of America, Vol. 70(8), pp. 1010-1012, 1980.
- [60] E. Brinkmeyer, «Backscattering in single-mode fibers», Electrical Letters, Vol. 16(9), pp.329-331, 1980.
- [61] N. Schunk and K. Petermann, «Numerical analysis of the feedback regimes for a singlemode semiconductor laser with external feedback», IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 24 , N°.7, pp. 1242–1247, 1988
- [62]. C. Bes, G. Plantier, and T. Bosch, «Mesure de déplacements par interférométrie à rétro-injection optique», Conférence sur les méthodes et techniques optiques pour l'industrie, Marseille, Saint-Etienne, novembre 2004.
- [63]. S. Donati, G. Giuliani, S. Merlo, «Laser diode feedback interferometer for measurement of displacements without ambiguity», IEEE Quantum Electronics 31N°.1, pp.113-119, 1995.
- [64] J. Binder and G. Cormak, «Mode selection and stability of a semiconductor laser with weak optical feedback», IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 25, N°.11, pp. 2255–2259, 1989.
- [65]. L. Goldberg, H. Taylor, A. Dandridge, J. Welle, and R. Miles, «Spectral characteristic of semiconductor laser with optical feedback», IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 18, N°. 4, pp. 555–564, 1982.
- [66] S. Akiba, M. Usami and K. Utaka, «1.5  $\mu\text{m}$   $\lambda/4$  -shifted InGaAsP/InP DFB lasers», Journal of Lightwave Technology, Vol. LT-5(11), pp. 1546-1573, 1987.
- [67] K. Utaka, S. Akiba, K. Sakai and Y. Matsushima, «Analysis of quarter-wave-shifted, DFB laser», Electronics Letters, Vol. 20(8), pp. 326-327, 1984.

## **Résumé**

### ***Etude de la rétro-injection optique dans les lasers (solide, semi-conducteur : DFB, DRB)***

Dans ce mémoire, nous présentons une étude de la rétro-injection optique dans les lasers à contre réaction DFB. Notre étude porte sur ce phénomène physique afin de mieux comprendre l'influence des paramètres physiques pour différents types du laser. Lors de cette étude, nous avons utilisé deux types du laser DFB : le laser GC-DFB et le laser DFB à saut de phase. Pour le laser GC-DFB on utilise deux modèles : le premier modèle utilise une seule cavité, pour le second modèle, on considère des cavités externes multiples. A partir de la théorie des couches minces, nous pouvons obtenir la réflectivité équivalente, ensuite, nous déduisons les expressions générales du gain au seuil et la fréquence d'émission. L'étude de la rétro-injection montre que pour chaque faisceau lumineux rétrodiffusé vers la cavité résonante, les paramètres du laser DFB sont modifiés. Une simulation numérique de la rétro-injection montre l'influence des différents paramètres tels que le facteur de couplage, le facteur d'élargissement et le coefficient de réflexion de la cible sur le phénomène de la rétro-injection optique.

**Mots clés: Rétro-injection; Contre réaction répartie ; Cavité externe multiples**

## **Abstract**

### ***Study of self-mixing interference in laser (solid, semi-conductor: DFB, DBR)***

The self-mixing interference in distributed feedback laser diode (DFB-LD) with multiple external cavities is analyzed. Each external cavity is considered to be an optical thin film, and the equivalent reflectivity can be got from the theory of the thin film optics, the general expressions of gain and frequency in compound laser cavity are theoretically deduced. This principle is helpful to build the fiber-coupled self-mixing interference system. Considering that different parameters have influence on self-mixing interference, we make some simulation analysis at different conditions. The output of self-mixing interference is analyzed in numerical analysis, and the amplitude variations of the output gain is discussed along with different parameters, e.g., the coupling coefficient, the linewidth enhancement factor, and the reflection coefficient of external reflector.

**Keywords: Self-mixing; Distributed feedback; Multiple external cavities**

دراسة التداخل ذاتي الخلط داخل الليزر ضد التفاعل الموزع

درسنا تأثير الضوء المرتد من قبل عاكس على المعطيات الفيزيائية لليزر ضد التفاعل الموزع وخلال دراستنا قمنا باستخدام نموذجين: النموذج الأول يعتمد على تجويف واحد مع الأخذ بعين الاعتبار أن المسافة بين العاكس الخارجي والوجه الأمامي لليزر تعتبر كتجويف خارجي أما النموذج الثاني فيعتمد على عدة تجاويف. مع كل نموذج نعتبر كل تجويف مثل طبقة بصرية رقيقة. اعتمادا على نظرية الأفلام البصرية الرقيقة نستطيع أن نستنتج نظريا معادلة الانعكاس المكافئ، معادلة الكسب العام ومعادلة التردد. دراسة نظام التداخل ذاتي الخلط تبين أن الضوء المرتد داخل تجويف الليزر يؤثر على تشغيله. التحليل العددي للتداخل ذاتي الخلط يبين مدى تأثيره على مختلف معاملات الليزر ضد التفاعل الموزع مثل معامل التوصيل، معامل توسيع الطيف ومعامل الانعكاس الخارجي للعاكس.

مفاتيح الدخول: تداخل ذاتي الخلط، ضد التفاعل الموزع، تجويف خارجي متعدد.