

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université 8 Mai 1945 Guelma



جامعة 8 ماي 1945 قالمة
UNIVERSITE 8 MAI 1945 GUELMA

Faculté des Sciences et de la Technologie
Département Électronique et Télécommunications
Laboratoire des Télécommunications (LT)

THÈSE
EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE
DOCTORAT EN 3^{ème} CYCLE

Domaine : Sciences et Techniques Filière : Électronique
Spécialité : Télécommunications

Présentée par

BOUCHENE Mohammed Mehdi

Intitulée

Modélisation des propriétés dynamiques des lasers DFB (Distributed FeedBack) à semi-conducteur en présence de rétroaction optique

Soutenu le : 22/11/2018

Devant le Jury composé de :

Nom et Prénom

Grade

Mr REDDADA Saleh

Pr

Univ. de Guelma

Président

Mr HAMDI Rachid

Pr

Univ. De Guelma

Encadreur

Mr SEDDIKI Omar

Pr

Univ. de Tlemcen

Examineur

Mr TOUAM Tahar

Pr

Directeur UROP-CDTA

Examineur

Univ. de Annaba

Année Universitaire : 2017/2018

À ma chère Maman

Remerciements

Je remercie, avant tout, Dieu, le Tout-Puissant, de m'avoir accordé parmi Ses innombrables Grâces, santé et courage pour accomplir ce travail.

Je tiens tout d'abord à remercier mes encadreur, j'exprime toute ma gratitude à monsieur : **Rachid HAMDI**, Professeur à l'Université de Guelma et à monsieur : **Qin ZOU** Professeur à l'Institut Mines-Télécom, Télécom SudParis, de m'avoir dirigé et guidé tout le long de ce travail. Leurs intuitions et leur savoir, mais aussi leur exigence et leurs critiques m'ont permis de progresser dans mes démarches scientifiques. Les nombreuses discussions tout au long de la thèse ont été très riche et fructueuses. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma considération et ma profonde admiration pour toutes leur qualités scientifiques et humaines.

Je remercie le professeur : **Salah REDADAA** d'avoir accepté de présider ma soutenance.

Je remercie les Professeurs : **Omar SEDDIKI**, **Tahar TOUAM** d'avoir bien voulu accepter d'être membres du Jury de cette thèse.

J'adresse mes remerciements à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement de cette thèse.

Enfin, j'aimerais remercier ma famille en commençant par mon ma mère qui m'a toujours soutenue et encouragé, mon père, mon frère, ma sœur et tous ma grande famille et mes amis pour leur soutien moral tout au long de ce travail.

TABLES DES MATIERES

Remerciements.....	I
Listes des figures.....	II
Liste des tableaux.....	VI
Résumé.....	VII
Introduction générale.....	1

Chapitre 1

Les lasers à semi-conducteur

1.1 INTRODUCTION.....	5
1.2 PRINCIPE DE BASE DES LASERS.....	6
1.2.1 ABSORPTION ET EMISSION DE RAYONNEMENT.....	6
1.2.2 LES RELATIONS D'EINSTEIN ET LE CONCEPT D'INVERSION DE POPULATION.....	9
1.2.3 PROPRIETES DISPERSIVES DES TRANSITIONS ATOMIQUES.....	12
1.3 PRINCIPES FONDAMENTAUX DES LASERS A SEMI-CONDUCTEUR.....	15
1.3.1 INVERSION DE POPULATION DANS LES JONCTIONS DE SEMI-CONDUCTEUR.....	15
1.3.2 PRINCIPE DE L'ETALON FABRY-PEROT.....	18
1.3.3 AMELIORATIONS STRUCTURELLES DES LASERS A SEMI-CONDUCTEURS.....	22
1.3.3.1 AMELIORATIONS DU CONFINEMENT TRANSVERSAL DES PORTEURS.....	22
1.3.3.2 AMELIORATIONS DU CONFINEMENT LATERAL DES PORTEURS.....	23
1.1.3.4 GAIN DE MATIERE DANS LES LASERS A SEMI-CONDUCTEURS.....	24
1.1.3.5 TAUX TOTAL DE RECOMBINAISON RADIATIVE DANS LES SEMI-CONDUCTEUR.....	29
1.4 EQUATIONS D'ONDES COUPLEES DANS LES LASERS DFB A SEMI-CONDUCTEUR.....	33
CONCLUSION DU CHAPITRE 1.....	40
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 1.....	41

Chapitre 2

Modélisation mathématique des lasers à semi-conducteur

2.1 INTRODUCTION.....	45
2.2 MODEL DES EQUATIONS D'EVOLUTION DE BASE DES LASERS.....	45
2.2.1 L'EQUATION D'EVOLUTION DE LA DENSITE DES PHOTONS.....	46
2.2.2 L'EQUATION D'EVOLUTION DE LA DENSITE DES PORTEURS.....	47
2.3 PROBLEMES D'EQUILIBRE DES PARTICULES.....	48
2.4 LE MODELE TEMPOREL A ONDES PROGRESSIVES (TDTW).....	49
2.4.1 EQUATIONS DE CHAMPS OPTIQUES.....	49
2.4.2 L'EQUATION D'EVOLUTION DE LA DENSITE DES PORTEURS.....	52
2.4.3 CADRE UNIFIE DES SCHEMAS DE SOLUTIONS EXISTANTES DU MODELE TEMPOREL A ONDES PROGRESSIVES.....	53
2.4.3.1 FINITE DIFFERENCE TIME DOMAIN FDTD.....	54
2.4.3.2 LE SPLIT-STEP TIME-DOMAIN MODEL (SS-TDM).....	56
2.4.4 RESOLUTION NUMERIQUE DE L'EQUATION D'EVOLUTION DE LA DENSITE DES PORTEURS.....	57
2.5 COMPARAISON DE LA REPONSE TRANSITOIRE A LARGE SIGNAL D'UN LASER FABRY-PEROT ENTRE LE MODELE DES EQUATIONS D'EVOLUTION ET LE MODELE TEMPOREL A ONDES PROGRESSIVES.....	58
2.6 ETUDE DU SPECTRE D'EMISSION D'UN LASER FABRY-PEROT A L'AIDE DU MODELE TEMPOREL A ONDES PROGRESSIVES.....	63
2.6.1 MODELISATION DU GAIN OPTIQUE.....	63
2.6.2 SIMULATION ET DISCUSSION DES RESULTATS.....	65

2.7 EFFETS DES PARAMETRES STRUCTURAUX SUR LES CARACTERISTIQUES DE COURANT-LUMIERE DU LASER DFB A SEMI-CONDUCTEUR A SAUTS DE PHASE MULTIPLE AVEC COEFFICIENT DE COUPLAGE REPARTI.....	71
2.7.1 PRESENTATION DE LA STRUCTURE.....	71
2.7.2 SIMULATION ET DISCUSSION DES RESULTATS.....	73
CONCLUSION DU CHAPITRE 2.....	76
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 2.....	77

Chapitre 3

Etude théorique des lasers à semi-conducteur soumis à une rétroaction optique externe

3.1 INTRODUCTION.....	79
3.2 EFFETS DE RETROACTION OPTIQUE ET CLASSIFICATION DES PHENOMENES DE RETROACTION OPTIQUE.....	79
3.3 LE MODELE DE LANG ET KOBAYASHI.....	82
3.3.1 RESULTATS NUMERIQUES DE LA DYNAMIQUE D`UN LASER AVEC RETROACTION OPTIQUE EXTERNE EN UTILISANT LE MODELE DE LANG-KOBAYASHI.....	85
3.3.2 PROBLEME DU MODELE DE LANG-KOBAYASHI.....	92
3.4 MODELE TEMPOREL A ONDE PROGRESSIF DES LASERS DFB A SEMI-CONDUCTEUR EN PRESENCE DE RETROACTION OPTIQUE EXTERNE.....	93
3.4.1 DESCRIPTION DU MODELE.....	93
3.4.2 RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSION.....	100
3.4.2.1 CARACTERISTIQUES DE LA LUMIERE-COURANT.....	101
3.4.2.2 REPONSE TRANSITOIRE.....	102
3.4.2.3 LE SPECTRE D`EMISSION.....	103
3.4.2.4 BRUIT RELATIF D`INTENSITE RIN.....	108
CONCLUSION DU CHAPITRE 3.....	111
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 3.....	112

Chapitre 4

Approche théorique et modélisation d'un laser à semi-conducteur monolithique à trois sections actives (M3-As)

4.1 INTRODUCTION.....	116
4.2 LE SPATIAL-HOLE BURNING.....	117
4.3 PRESENTATION DE LA STRUCTURE.....	118
4.4 LES LASERS DFB A GAIN-COUPLE.....	119
4.4.1 SPECIFICITE DES LASERS DFB GAIN-COUPLE.....	119
4.4.2 MODELISATION NUMERIQUE DES LASERS DFB GAIN-COUPLE UTILISER DANS LA STRUCTURE DU LASER (M3-As).....	120
4.5 COMPARAISON DES PERFORMANCES DES LASERS DFB GAIN-COUPLE ET INDICE-COUPLE.....	120
4.6 RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSION.....	126
CONCLUSION DU CHAPITRE 4.....	132
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 4.....	133
Conclusion générale.....	135
Liste des Publications	

Liste des figures

Dans cette section, le lecteur trouvera la liste des figures mentionnés dans le manuscrit de thèse ainsi que leurs légendes respectives.

Chapitre 1

Figure 1.1: Différents mécanismes de recombinaison trouvés dans un système à deux niveaux d'énergie.....8

Figure 1.2: Illustration schématique d'une homojonction dégénérée. (a) diagramme de niveau d'énergie typique à l'équilibre sans tension de polarisation ; (b) la même homojonction sous forte tension de polarisation directe.....16

Figure 1.3: Une cavité de Fabry-Pérot simplifiée.....19

Figure 1.4: Illustration schématique d'une double hétérojonction. (a) Diagramme type de niveau d'énergie à l'équilibre sans tension de polarisation ; (b) sous forte tension de polarisation.....23

Figure 1.5: Couches multi-diélectriques générales utilisées pour montrer la perturbation de l'indice de réfraction gain d'amplitude $Z_1(x)$ et $Z_2(x)$ sont deux fonctions ondulées.....34

Figure 1.6: Un modèle simple utilisé pour expliquer les conditions de Bragg dans un guide d'ondes périodique.....35

Chapitre 2

Figure 2.1 : Représentation schématique d'une cavité Laser avec M sections.....53

Figure 2.2 : Discrétisation du domaine spatio-temporel.....54

Figure 2.3: Réponse transitoire à large signal d'un laser F-P en utilisant le modèle temporel à ondes progressives (proche du seuil 5mA).....60

Figure 2.4: Réponse transitoire à large signal d'un laser F-P en utilisant le modèle des équations d'évolution (proche du seuil 5mA).....61

Figure 2. 5 : Réponse transitoire à large signal d'un laser F-P en utilisant le modèle à ondes progressives (au-dessus du seuil 15 mA).....	62
Figure 2.6: Réponse transitoire à large signal d'un laser F-P en utilisant le modèle des équations d'évolution (au-dessus du seuil 15mA).....	62
Figure 2.7: Gain modal d'un laser et sa représentation avec un filtre lorentzien.....	64
Figure 2.8: Spectre d'émission d'un laser F-P par TWM avec un courant d'injection de 40mA et $r_1 = 0.9, r_2 = 0.1$	67
Figure 2.9: Spectre d'émission d'un laser F-P avec un courant d'injection de 40Ma et $r_1 = r_2 = 0.1$	68
Figure 2.10: Spectre d'émission d'un laser F-P à un courant d'injection de 40 mA et $r_1 = r_2 = 0.7$	69
Figure 2.11: Spectre d'émission d'un laser F-P à un courant d'injection de 60 mA et $r_1 = r_2 = 0.7$	70
Figure 2.12: Spectre d'émission d'un laser F-P à un courant d'injection 80mA et $r_1 = r_2 = 0.7$	70
Figure 2.13: Représentation schématique d'un laser DFB à saut de phase multiple avec un coefficient de couplage réparti.....	72
Figure 2.14: Puissance optique en fonction du courant de polarisation d'un laser DFB (3PS) avec (DCC) structure 1.....	74
Figure 2.15: Puissance optique en fonction du courant de polarisation d'un laser DFB (3PS) avec (DCC) structure 2.....	75
Figure 2.16: Puissance optique en fonction du courant de polarisation d'un laser DFB (3PS) avec (DCC) structure 3.....	75
Chapitre 3	
Figure 3.1: Modèle d'un laser à semi-conducteur avec rétroaction optique externe.....	82

Figure 3.2: Résultats numériques de formes d'ondes temporel de l'intensité du laser pour divers force de rétroaction k (ou réflectivité de la miroir externe r_3). (A) état stationnaire $k=0$ ($r_3 = 0$), (B) l'oscillation de la période-1 à $k=0.777 \text{ ns}^{-1}$ ($r_3 = 0.0050$) , (C) le oscillation quasi-périodique à $k=1,056 \text{ ns}^{-1}$ ($r_3 = 0,0068$) , (D) l'oscillation de la période 3 $k=1,320 \text{ ns}^{-1}$ ($r_3 = 0,0085$) , (E) le chaotique oscillation à $k=1.553 \text{ ns}^{-1}$ ($r_3 = 0,0100$) , et (F) l'oscillation chaotique à $k=3.106 \text{ ns}^{-1}$ ($r_3 = 0,0200$)	89
Figure 3.3: Transformée de Fourier rapide (FFT) de l'intensité du laser pour différentes valeurs de k . Ces chiffres correspondent à la figure 3.2.....	91
Figure 3.4: Représentation schématique de base d'un laser DFB à semi-conducteur soumis à un retour optique d'un réflecteur externe.....	96
Figure 3.5: Caractéristiques de la Puissance de sortie d'un laser DFB en fonction du courant d'injection pour différent niveau de faible taux de retour optique.....	102
Figure 3.6: Réponse transitoire du laser (DFB) avec et sans rétroaction optique.....	103
Figure 3.7: Spectre d'émission d'un laser DFB solitaire.....	104
Figure 3.8: Spectre d'émission d'un laser (DFB) avec très faible retour optique -80 dB.....	105
Figure 3.9: Spectre d'émission d'un laser (DFB) soumis à une très faible rétroaction optique niveau de retour -70dB en opposition de phase.....	106
Figure 3.10: Spectre d'émission d'un laser (DFB) avec faible retour optique - 63 dB en opposition de phase.....	107
Figure 3.11: Spectre d'émission d'un laser (DFB) avec rétroaction optique faible de niveau -60 dB en phase.....	107
Figure 3.12: Spectre d'émission d'un laser (DFB) faible rétroaction optique de niveau -45 dB en opposition de phase.....	108
Figure 3.13: RIN moyen sur une plage de fréquence par rapport au niveau de rétroaction optique externe pour différentes valeurs de courant d'injection.....	109

Figure 3.14 : Fréquence de résonance de relaxation par rapport au niveau de rétroaction optique externe pour différentes valeurs de courant d'injection.....110

Figure 3.15: pic de RIN à la fréquence de résonance de relaxation par rapport au niveau de rétroaction optique externe pour différentes valeurs de courant polarisé.....111

Chapitre 4

Figure 4.1: Représentation schématique du Laser (M3-As : monolithic three active-section).....119

Figure 4.2: Amplitude de la réflectivité dans un réseau uniforme avec coefficient de couplage normalisée (A) Laser DFB indice-couplé $\kappa L = 2$, (B) Laser DFB gain-couplé $\kappa L = j$, en fonction du gain et écart de fréquence.....124

Figure 4.3: Phase de la réflectivité dans un réseau uniforme avec coefficient de couplage normalisée (A) Laser DFB indice-couplé $\kappa L = 2$, (B) Laser DFB gain-couplé $\kappa L = j$, en fonction du gain et écart de fréquence.....125

Figure 4.6: Spectre d'émission des lasers : (a) DFB indice-couplé ($\kappa L = 2$), (b) DFB gain-couplé, (c) M3-As.....128

Figure 4.5: Spectre d'émission des lasers : (a) DFB indice-couplé ($\kappa L = 2$), (b) DFB gain-couplé, (c) M3-As.....130

Figure 4.6: Distribution spatial interne de la puissance optique le long de la direction longitudinale des lasers DFB indice- et gain-couplé et du laser M3-As.....131

Liste des tableaux

Dans cette section, le lecteur trouvera la liste des tableaux mentionnés dans le manuscrit de thèse ainsi que leurs légendes respectives.

Chapitre 1

Tableau 1.1: Coefficients pour la recombinaison totale des matériaux quaternaires à 1,3 μm et 1,55 μm28

Chapitre 2

Tableau 2.1: Paramètres utilisés dans les simulations de la réponse transitoire à large signal d'un laser Fabry-Pérot.....59

Tableau 2.2: Paramètres utilisés dans les simulations du spectre d'émission d'un laser de Fabry-Pérot.....66

Tableau 2.3: Différentes structures utilisées dans la simulation.....72

Tableau 2.4: Paramètres utilisés dans les simulations des caractéristiques de courant-lumière d'un laser DFB à semi-conducteur à sauts de phase multiple avec coefficient de couplage réparti.....73

Chapitre 3

Tableau 3.1: Paramètres utilisés dans les simulations des équations de Lang-Kobayashi.....86

Tableau 3.2: Paramètres utilisés dans les simulations du laser (DFB) avec un saut phase $\lambda/4$ fonctionnant à 1,55 μm longueur d'onde soumis à une faible rétroaction optique externe.....100

Chapitre 4

Tableau 4.1: Paramètres utilisés dans les simulations des lasers DFB indice- et gaincouplé et le laser (M3-As).....126

Résumé

Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans le cadre général de la modélisation et simulation numérique des lasers à semiconducteur et les lasers à rétroaction répartie DFB en particulier, ils ont pour objectif de développer un outil théorique robuste et fiable qui permet une description des comportements statique et dynamique des lasers à semiconducteur avec et sans rétroaction optique externe.

Dans la première partie de cette thèse, nous avons présenté des nouvelles techniques de modélisation et simulation du spectre d'émission des lasers Fabry-Pérot à semi-conducteur et des caractéristiques statistiques des lasers DFB à semiconducteur à sauts de phase multiple avec coefficient de couplage réparti.

Dans la deuxième partie de cette thèse, nous avons présenté une nouvelle approche pour analyser le comportement des lasers DFB avec une faible rétroaction optique externe. Cette approche est basée sur le modèle temporel à ondes progressives. Les caractéristiques statiques et dynamiques avec et sans rétroaction optique externe sont obtenues et comparées à d'autres résultats théoriques et expérimentaux dans la littérature et elles montrent clairement un bon accord. Nos résultats montrent que notre modèle peut servir comme un outil de simulation plein de promesse dans la modélisation et la simulation des lasers (DFB) à semi-conducteur avec une faible rétroaction optique externe.

Finalement, dans la troisième partie, nous avons proposé une nouvelle structure d'un laser multi-section à semi-conducteur. Les résultats de simulation montrent que le laser proposé peut-être utiliser dans des applications exigent une puissance de relativement élevée avec une sortie monomode.

Mots-clés : Laser à rétroaction répartie, Modélisation et simulation, Modèle des équations d'évolution, Modèle temporel à ondes progressives, Rétroaction optique externe, Modèle de Lang-Kobayashi, Lasers multi-section à semi-conducteur.

Abstract

The purpose of this thesis is to develop a reliable and robust theoretical tool which help the describe the static and dynamic behavior of semiconductor lasers with and without external optical feedback. This work fits into the general framework of physical and numerical modeling of semiconductor lasers, and DFB lasers in particular.

In the first part of the thesis, we have presented some new techniques for the modeling and simulation of Fabry-Pérot semiconductor lasers emission spectrum, and also the static characteristics of multiple-phase-shift DFB semiconductor laser with distributed coupling coefficient.

In the second part, we have presented a novel approach to analyze Distributed Feedback (DFB) semiconductor laser with weak external optical feedback. This approach is based on Time Domain Traveling Wave (TDTW) model, which extends by introducing two new fields equations in time domain to include the deviation of the forward and backward traveling optical fields as a result of external feedback. Both static and dynamic characteristics with and without optical feedback are obtained and compared to other theoretical and experimental results in the literature and they clearly show a good agreement. Our results demonstrate that our model can serve as a promising tool in modeling and simulation of (DFB) semiconductor lasers with weak optical feedback.

In the last part of the thesis, we have proposed a novel structure of multi-section semiconductor laser. Simulation results show that the proposed device could be used in applications that require a high output power narrow linewidth.

Keywords: Distributed Feedback Semiconductor Lasers, Modeling and simulation, Rate equations model, Time-domain traveling wave model, Lang-Kobayashi model, External optical feedback, multi-section semiconductor lasers.

ملخص

الهدف من هذه الرسالة هو تطوير نماذج رياضية موثوقة ودقيقة تسمح بتمثيل السلوك الحركي والمستقر لليزر شبه الموصلات في وجود وبدون ارتجاع ضوئي خارجي. هذا العمل يدخل في الإطار العام لمحاكاة ونمذجة لليزر شبه الموصلات بصفة عامة وليزر شبه الموصلات ببنية ذات التغذية العكسية المجزأة بصفة خاصة.

في الجزء الاول من هذه الاطروحة، قدمنا تقنيات جديدة لمحاكاة ونمذجة طيف الانبعاث لليزر فابري-بيترو شبه الموصلات وكذلك خواص الحالة المستقرة لليزر شبه الموصلات ببنية ذات التغذية العكسية بأطوار متغيرة ومعامل اقتران موزع.

في الجزء الثاني من هذه الاطروحة، قمنا بتقديم نهج جديد لتحليل ليزر شبه الموصلات ببنية ذات التغذية العكسية المجزأة بوجود ارتجاع ضوئي خارجي. تقوم هذه الطريقة على أساس النموذج الزمني لانتشار الامواج حيث قمنا بتمديد هذا النموذج لأخذ بعين الاعتبار الارتجاع الضوئي الخارجي وذلك بمعادلتين جديدتين يخصصان انحراف الموجات الضوئية المنتشرة في اتجاه عكسي. وبذلك فقد قمنا بالحصول على الخواص المستقرة والحركية في وجود وبدون ارتجاع ضوئي خارجي ومقارنتها مع النتائج النظرية والتجريبية في هذا المجال وقد بينت توافق وجود جيد. نتائجا اثبتت ان النموذج المقترح سيكون واعد في نمذجة ومحاكاة ليزر شبه الموصلات ببنية ذات التغذية العكسية المجزأة في وجود ارتجاع ضوئي خارجي.

في الجزء الأخير من هذه الاطروحة، قمنا باقتراح بنية جديدة لليزر متعدد المقاطع. نتائج المحاكاة بينت أن الليزر المقترح ممكن استخدامه في العديد من التطبيقات خاصة التي تتطلب طيف انبعاث أحادي اللون بطاقة إرسال عالية نوعا ما.

الكلمات المفتاحية: ليزر شبه الموصلات ببنية ذات التغذية العكسية المجزأة، النمذجة والمحاكاة، نموذج معادلات المعدل، النموذج الزمني لانتشار الامواج، نموذج ارتجاع ضوئي خارجي، ليزر متعدد المقاطع.

Introduction générale

Depuis l'invention du laser en 1960, les modes primaires de communication dans les nations les plus avancés technologiquement étaient les lignes téléphoniques filaires pour la communication vocale, et la télédiffusion pour la télévision. Aujourd'hui, télévision à haute définition, vidéo à la demande, internet haut débit et les téléphones mobiles sont disponibles partout dans le monde. Cette augmentation exponentielle des services rentables de la transmission de l'information n'aurait pas été possible sans l'introduction des systèmes de transmission sur fibre optique, lesquels, à leurs tours sont activés par des lasers à semi-conducteur. Deux cent millions de nouveaux lasers à semi-conducteurs sont déployés dans les systèmes de communication chaque année, générant plusieurs milliards de dollars des revenus annuels au niveau des composants [1]. Le premier laser à semi-conducteur était démontré en 1962 [2], mais ce n'était pas avant le milieu des années soixante-dix que la conception des dispositifs et la science des matériaux étaient assez avancés pour permettre une opération fiable dans une température ambiante. Ces premiers lasers étaient faits d'arséniure de gallium et d'aluminium (GaAlAs) et opéré à une longueur d'onde de $0.8 \mu\text{m}$. En 1976, le premier système de transmission optique était mis en service, opérant sur 11 km de longueur de fibre à un débit de 45 Mbit/s. À la fin des années 70, les lasers composés de l'indium le phosphure d'arséniure de gallium (InGaAsP) fonctionnant à des longueurs d'onde plus longues étaient démontré, permettant aux systèmes de transmettre les données à des débits plus élevées et sur des distances plus longues. Au milieu des années quatre-vingt, les distances de transmission avaient augmenté à des centaines de kilomètres avec des débits binaires arrivant jusqu'au 500 Mbit/s. Aujourd'hui, des fibres uniques portant des signaux à des centaines de différentes longueurs d'onde peuvent transmettre des téraoctets d'information par seconde sur des distances transcontinental et transocéaniques.

Les lasers à semi-conducteur ont beaucoup de propriétés intrinsèques qui les rendent idéales pour les transmissions par fibre optique. Ceux-ci inclus : efficacité énergétique, taille compacte, et cohérence spatiale et temporelle. De plus, il est possible de fabriquer des matériaux semi-conducteurs qui opèrent à des longueurs d'onde correspondant aux faibles

régions d'atténuation et de faible dispersion des fibres optiques. Les Lasers à semi-conducteur pour les communications l'optique sont formées sur InP (1.3 μm et 1.55 μm de longueurs d'onde) ou GaAs (Plages de de 0.8 μm et 0.98 μm). Les lasers peuvent être conçus avec des largeurs spectrale bien contrôlées et étroites, minimisant ainsi l'effet de dispersion fibre et permettant de transporter plusieurs (~ 100) longueurs d'onde dans la même fibre sans interférence entre les canaux. En outre, ils peuvent être modulés à des débit élevés. Aujourd'hui, les signaux sont transmis à des débits allant jusqu'à 1 Tbit/s [3], ce qui équivalent à plus de dix millions d'appels vocaux. Le développement des amplificateurs optiques efficace dans les années 90 était une autre étape majeure pour la technologie des lasers à semi-conducteur. De tels amplificateurs compensent les pertes de diffusion subie par les fibres optiques, et permettent donc encore plus longues distances de transmission. Les lasers à semi-conducteur jouent un rôle essentiel dans les amplificateurs optiques parce qu'ils agissent comme une pompe pratique qui permet de fournir une puissance optique au milieu de gain. En 1996, les amplificateurs optiques avec lasers de pompe à semi-conducteur ont permis le déploiement des systèmes transocéanique 5 Gbit/s couvrant plus de 6000 km sans avoir besoin de conversion optique-électronique.

Il y a deux configurations de base des lasers à semi-conducteur : lasers à émission latéral (en anglais edge-emitting semiconductor lasers) et lasers à émission de surface à cavité verticale (en anglais VCSEL : vertical-cavity surface-emitting lasers). Pour les lasers à émission latéral, les couches épitaxiées de diverses es compositions de InGaAsP ou GaAlAs sont cultivé pour former des jonctions p-n émettant de la lumière. La photolithographie et la gravure sont utilisées pour former le guide d'onde laser, où l'émission est parallèle au plan de la surface de la plaquette. La longueur typique des chip "zone active" de ces dispositifs est de 300 μm à 2 mm, et la taille du spot de sortie typique est de l'ordre de 1 μm . Il existe plusieurs types des lasers à émission latéral en usage commun aujourd'hui, qui peut être regroupés en deux catégories : les lasers Fabry-Pérot et les lasers à rétroaction répartie (DFB : Distributed Feedback). Pour les lasers Fabry-Pérot, les facettes d'extrémités de la couche active forme la cavité du laser, ces lasers sont généralement utilisés dans des applications courte portée, de débit moyen. Les structures de Fabry-Pérot sont également utilisés pour les amplificateurs lasers à pompe. Les lasers à rétroaction répartie DFB reposent sur un réseau de Bragg qui est gravé dans la surface du cristal le long de la longueur du guide

d'onde. La structure résulte en une largeur spectrale plus étroite, qui est nécessaire pour les communications longue portée. En revanche, les lasers VCSEL sont conçus pour une émission perpendiculaire à la surface de la tranche. Ces dispositifs sont moins chers à produire que les lasers à émission latéral et sont utilisés comme des dispositifs simples ou réseaux monolithiques pour des applications à courte portée, sensibles aux coûts.

La prochaine génération des systèmes de transmission optique nécessite des débits plus élevés, des coûts de production plus bas, plus faible dissipation de la puissance, des tailles plus compactes, et les lasers à semi-conducteur doit se développer pour répondre ces à besoins. Pour fournir les meilleures performances, les structures de ces lasers sont devenues de plus en plus complexes, cela a rendu trop cher de concevoir de nouveaux lasers en les fabriquant directement et ensuite de les tester. Pour comprendre le comportement de ces lasers et faciliter leur conception, les outils de modélisation et de simulation sont très utiles pour comprendre leur fonctionnement, et pour aider à leur conception.

Dans cette thèse un certain nombre de modèles mathématiques ont été développés pour simuler différents aspects des laser à semi-conducteur à émission latéral avec et sans rétroaction optique externe. Notre travail de recherche est présenté dans un manuscrit structuré en quatre chapitres comme suit :

Dans le premier chapitre, l'état de l'art sur les lasers où la théorie générale du laser est reconsidérée et en particulier les lasers à semi-conducteur.

Dans le deuxième chapitre, les deux modèles mathématiques les plus courants dans l'étude des lasers à semi-conducteur à savoir le modèle des équations d'évolution, et le modèle temporel à ondes progressives sont présentés. Par une application numérique de ces deux modèles et en utilisant les méthodes de résolution des équations différentielles, la réponse transitoire et le spectre d'émission d'un laser Fabry-Pérot ont été étudiés. Le chapitre se termine par une analyse des caractéristiques statiques d'un laser DFB à saut de phase multiple avec coefficient de couplage distribué en utilisant un algorithme modifié pour la solution du modèle temporel à ondes progressives.

Le troisième chapitre est consacré à la théorie générale d'un laser à semi-conducteur travaillant en régime de rétroaction optique externe. Après avoir introduit le modèle de Lang et Kobayashi, le nouveau modèle développé est présenté. Il s'agit de l'extension du modèle temporel à ondes progressives pour prendre en compte l'effet de la rétroaction

optique externe en introduisant deux équations dans le domaine temporel correspond à la déviation des champs optiques aller et retour dans la cavité du laser. Les résultats de simulation comparés à d'autres résultats théoriques et expérimentaux montrent clairement un excellent accord.

Dans le quatrième et dernier chapitre, une nouvelle structure d'un laser à semi-conducteur composée de trois sections actives de configuration monolithique est proposée. Ce laser a été modélisé en utilisant le modèle temporel à ondes progressives décrit dans le deuxième chapitre. Ce laser montre une combinaison très intéressante des caractéristiques dont un seul mode d'oscillation est obtenu pour des puissances d'émissions relativement élevées avec un bon rendement énergétique, ce qui ouvre la porte à une multitude d'applications et des perspectives intéressantes faisant suite à ce travail.

Enfin, nous terminons ce manuscrit par une conclusion générale dans laquelle nous dégageons l'ensemble des résultats significatifs que nous avons obtenus au cours de cette thèse et les perspectives qui peuvent en découler.

Bibliographie

- [1] "Semiconductor Lasers Market to Progress at 7.10% CAGR Till 2020 - TMR." Market Research Reports, Industry Research Firm, Consulting Services - Transparency Market Research. Last modified December 19, 2018..
- [2] Hall, R. N., G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson. "Coherent Light Emission From GaAs Junctions." *Physical Review Letters* 9, no. 9 (1962), 366-368. doi:10.1103/physrevlett.9.366.
- [3] Winzer, Peter J., David T. Neilson, and Andrew R. Chraplyvy. "Fiber-optic transmission and networking: the previous 20 and the next 20 years [Invited]." *Optics Express* 26, no. 18 (2018), 24190. doi:10.1364/oe.26.024190.

1

Les lasers à semi-conducteur

1.1 Introduction

Les lasers à semi-conducteur hautement efficaces ont joué un rôle de premier plan face aux défis de l'ère de l'information. Dans ce chapitre, avant de discuter du principe de fonctionnement des lasers à semi-conducteur, les concepts généraux concernant les principes des lasers seront d'abord présentés. Dans la section 1.2.1, l'absorption générale et l'émission de rayonnement seront discutées à l'aide d'un système simple à deux niveaux. Pour que toute onde en mouvement soit amplifiée le long d'un système à deux niveaux, la condition d'inversion de population doit être satisfaite, le détail de ceci sera présenté dans la section 1.2.2. En raison de la nature dispersive du matériau, toute amplification sera accompagnée d'un changement de phase fini. Dans la section 1.2.3, les propriétés dispersives des transitions atomiques seront discutées. Dans les lasers à semi-conducteur, plutôt que deux niveaux d'énergie discrets, les électrons sautent entre deux bandes d'énergie qui consistent en un nombre fini de niveaux d'énergie étroitement groupés. Après la définition de la fonction de distribution de Fermi-Dirac, l'inversion de population dans les lasers à semi-conducteur sera expliquée dans la section 1.3.1. Même si la condition d'inversion de population est satisfaite, il est toujours nécessaire de former un résonateur optique dans la structure du laser. Dans la section 1.3.2, l'étalon le plus simple de Fabry-Pérot (F-P), composé de deux miroirs partiellement réfléchissants l'un face à l'autre, sera étudié. Un bref développement historique des lasers à semi-conducteur sera examiné à la section 1.3.3. Les améliorations à la fois latérales et transversales et les confinements des porteurs seront mis en évidence. Dans les lasers à semi-conducteur, l'énergie se présente sous la forme d'un courant de polarisation externe et il est important de comprendre comment le courant d'injection peut affecter le spectre de gain. Dans la section 1.3.4, divers aspects qui affecteront le gain matériel des semi-conducteurs sera discuté. En particulier, la dépendance de la concentration des transporteurs sur le gain matériel et l'indice de réfraction sera souligné. Basé sur la relation d'Einstein pour l'absorption, l'émission spontanée et les taux d'émission stimulée, le taux de recombinaison de porteurs dans les semi-conducteurs sera présenté dans la section 1.3.5. L'étalon Fabry-Pérot, caractérisé par son large spectre de gain et son oscillation multimode, a une utilisation limitée dans les applications de la communication optique cohérente. D'un autre côté, un

seul mode d'oscillation longitudinal (SLM) devient possible en introduisant une ondulation périodique le long du chemin de la propagation. L'ondulation périodique qui rétrodiffuse toutes les ondes qui se propage dans une direction est en fait le principe de fonctionnement du laser à rétroaction répartie DFB (de l'anglais Distributed FeedBack laser). Le guide d'onde périodique de Bragg agit comme un filtre passe-bande optique de sorte que la seule fréquence des composantes proches de la fréquence de Bragg sera renforcée de manière cohérente. Dans la section 1.2.4, ce phénomène physique sera expliqué en termes d'une paire d'équations d'ondes couplées. Un résumé conclura la fin de ce chapitre.

1.2 Principe de base des Lasers

1.2.1 Absorption et émission de rayonnement

Dans la théorie quantique, les électrons peuvent seulement exister dans des états d'énergie discrets lorsque l'absorption ou l'émission de la lumière est causée par les transitions des électrons d'un état d'énergie à un autre. La fréquence du rayonnement f absorbé ou émis est liée à la différence d'énergie entre l'état d'énergie supérieure E_2 et l'état d'énergie inférieure E_1 par l'équation de Planck telle que :

$$E = E_2 - E_1 = hf \quad (1.1)$$

Où : $h \approx 6.626 \times 10^{-34} Js$ est la constante de Planck. Dans un atome, l'état d'énergie correspond au niveau d'énergie d'un électron par rapport au noyau, qui est généralement marqué comme l'état fondamental qui est l'état le plus bas d'énergie, où l'énergie de l'état fondamental est connue comme l'énergie du point zéro du système. Généralement, les états d'énergie peuvent représenter l'énergie des atomes excités, des molécules (dans les lasers à gaz) ou des transporteurs comme les électrons ou des trous dans les semi-conducteurs. Afin d'expliquer les transitions entre ces états, la théorie de la mécanique quantique moderne devra être utilisée. Elle donne une description probabiliste des atomes, molécules ou transporteurs les plus susceptibles d'être trouvés à des niveaux d'énergie spécifiques. Néanmoins, le concept d'énergie stable, les états, et les transitions d'électrons entre deux états d'énergie sont suffisants dans la plupart des situations. Le terme photons a été toujours utilisé pour décrire les paquets discrets d'énergie libérés ou absorbés par un système lorsqu'il y a une interaction entre la lumière et la matière. Supposons qu'un photon d'énergie :

$(E_2 - E_1)$ soit incident sur un système atomique comme le montre la figure 1.1 avec deux niveaux d'énergie le long de la direction longitudinale. Un électron se trouve à l'état d'énergie inférieur E_1 peut être excité à un état d'énergie plus élevé E_2 par l'absorption du photon incident. Ce processus est appelé l'absorption induite. Si le système à deux niveaux est considéré comme un système fermé, le processus d'absorption induite se traduit par une perte nette d'énergie. Alternativement, un électron trouvé initialement à un niveau d'énergie plus élevé E_2 peut être induit par le photon incident afin de le déplacer à l'état d'énergie inférieure. Un tel changement d'énergie provoquera la libération d'un seul photon à une fréquence f selon l'équation de Planck. Ce processus est appelé l'émission stimulée.

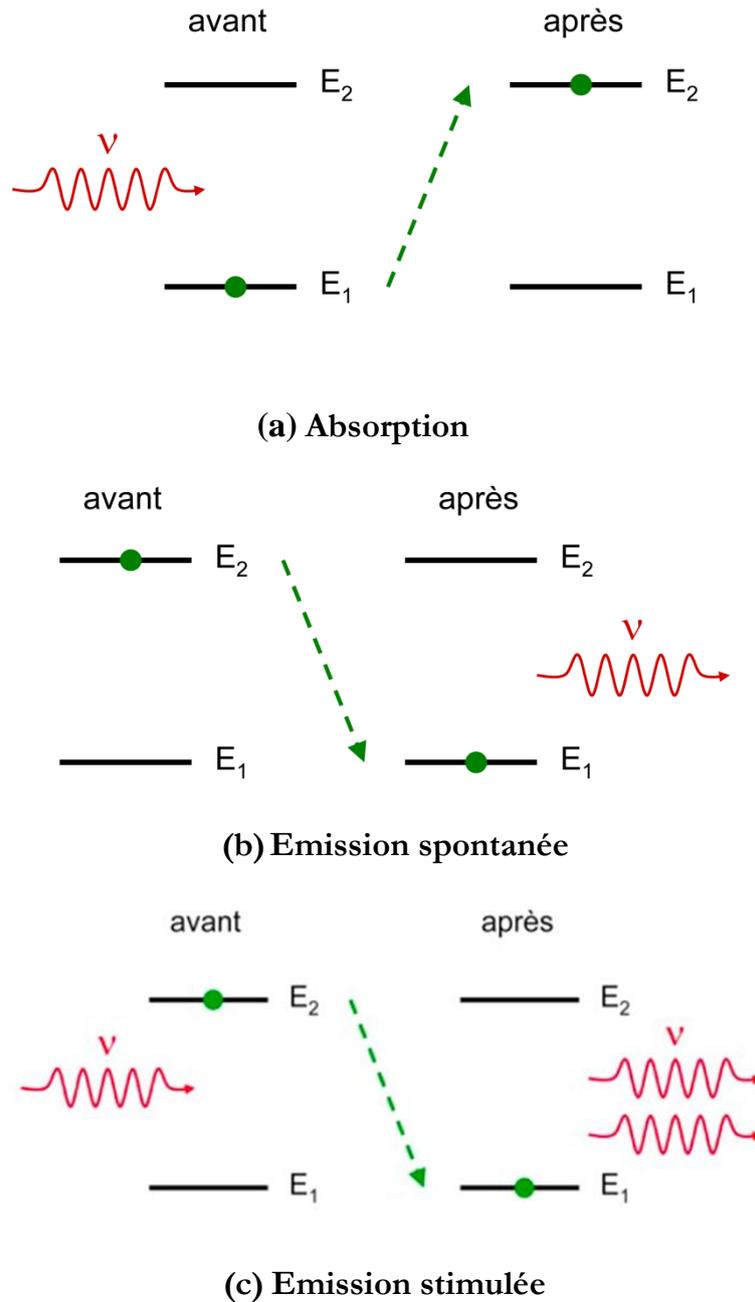


Figure 1.1: Différents mécanismes de recombinaison trouvés dans un système à deux niveaux d'énergie.

Le photon émis créé par l'émission stimulée a la même fréquence que le photon incident. En outre, la lumière de sortie associée au photon incident peut stimuler les photons qui partagent la même phase et l'état de polarisation. De cette manière, le rayonnement de la lumière cohérente est atteint. Contrairement au processus d'absorption, il y a un gain

d'énergie pour les émissions. En dehors de l'absorption induite et des émissions stimulées, il existe un autre type de transition dans le système à deux niveaux. Un électron peut transiter de l'état d'énergie supérieur E_2 à l'état d'énergie inférieur E_1 sans la présence de photon incident. Ce type de transition est appelée une émission spontanée. Tout comme les émissions stimulées, il y aura un net gain d'énergie à la sortie du système. Cependant, l'émission spontanée est un processus aléatoire et les photons de sortie montrent des variations d'état de phase et de polarisation. Ce rayonnement non-cohérent créé par l'émission spontanée est important pour les caractéristiques de bruit dans les lasers à semi-conducteur comme on va le voir plus tard dans les chapitres suivants.

1.2.2 Les relations d'Einstein et le concept d'inversion de population

Afin de créer une source de lumière optique cohérente, il est nécessaire d'augmenter le taux de l'émission stimulée tout en minimisant le taux d'absorption et d'émission spontanée. Par l'examen du changement d'intensité du champ le long de la direction longitudinale, la condition sera établie. Soit N_1 et N_2 les populations d'électrons trouvées respectivement dans les états d'énergie inférieurs et supérieurs dans un système à deux niveaux. Pour un rayonnement incident uniforme avec une densité spectrale d'énergie ρ_f , le taux total de transition ascendante induite R_{12} (indice 12 indique la transition du niveau d'énergie inférieur 1 au niveau d'énergie supérieur 2) peut s'écrire :

$$R_{12} = N_1 B_{12} \rho_f = W_{12} N_1 \quad (1.2)$$

Où : B_{12} est la constante de proportionnalité connue sous le nom de coefficient d'absorption d'Einstein. Le produit $B_{12} \rho_f$ est communément appelé le taux de transition ascendant induit (induced downward transition rate) W_{12} . Un électron excité sur l'état d'énergie supérieur peut subir une transition vers le bas à travers soit l'émission spontanée soit stimulée. Puisque le taux d'émissions spontanées est directement proportionnel à N_2 , le taux global de transition vers le bas R_{21} devient :

$$R_{21} = A_{21} N_2 + N_2 B_{21} \rho_f = A_{21} N_2 + W_{21} N_2 \quad (1.3)$$

Où le taux d'émission stimulé est exprimé de la même manière que le taux d'absorption. A_{21} est le taux de transition spontanée et B_{21} est le coefficient d'Einstein de l'émission stimulée. L'indice 21 indique une transition vers le bas de l'état d'énergie supérieure 2 vers état d'énergie inférieur 1, correspond à $W_{21} = B_{21}\rho_f$ qui est connu comme le taux de transition induit vers le bas. Pour un système à l'équilibre thermique, le taux de transition ascendant total doit être égal au taux total de transition vers le bas et donc $R_{21} = R_{12}$, en d'autres termes :

$$N_1 B_{12} \rho_f = A_{21} N_2 + N_2 B_{21} \rho_f \quad (1.4)$$

En réarrangeant l'équation précédente, on trouve :

$$\rho_f = \frac{A_{21} / B_{21}}{\left[\frac{B_{12} N_1}{B_{21} N_2} - 1 \right]} \quad (1.5)$$

À l'équilibre thermique, la distribution de la population dans un système à deux niveaux est décrite par les statistiques Boltzmann telles que :

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-E/kT} \quad (1.6)$$

Où : $k = 1.381 \times 10^{-23} JK^{-1}$ est la constante de Boltzmann. Substituer l'équation (1.6) en (1.5) donne :

$$\rho_f = \frac{A_{21} / B_{21}}{\left[\frac{B_{12}}{B_{21}} e^{E/kT} - 1 \right]} \quad (1.7)$$

Puisque le système à deux niveaux est en équilibre thermique, il est habituel de comparer cette équation avec l'équation du champ de rayonnement de corps noir à une température T qui est donné par [1] :

$$\rho_f = \frac{8\pi n^3 h f^3}{c^3} \frac{1}{e^{E/kT} - 1} \quad (1.8)$$

Où : n est l'indice de réfraction et c est la vitesse de la lumière dans l'espace libre. En égalant l'équation (1.7) avec (1.8), on peut dériver les relations suivantes :

$$B_{12} = B_{21} \Rightarrow W_{12} = W_{21} = W \quad (1.9)$$

Et :

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi n^3 h f^3}{c^3} \quad (1.10)$$

De l'équation (1.7), il est clair que les taux de transition induits vers le haut et vers le bas sont identiques à l'équilibre thermique. Par conséquent, en utilisant l'équation (1.9), le taux de transition induit final W , devient :

$$W = \frac{A_{21} c^3}{8\pi n^3 h f^3} \rho_f = \frac{A_{21} c^2}{8\pi n^2 h f^3} I \quad (1.11)$$

Où : $I = c \rho_f / n$ est l'intensité (Wm^{-2}) de l'onde optique. Puisque le gain d'énergie est associé aux transitions descendantes des électrons d'un état d'énergie à un état d'énergie inférieur, le taux de transition net induit vers le bas du système à deux niveaux devient : $(N_2 - N_1)W$. Par conséquent, la puissance nette générée par unité de volume V peut être écrite comme :

$$\frac{dP_0}{dV} = (N_2 - N_1)W \cdot hf \quad (1.12)$$

En l'absence de mécanisme de dissipation, le changement de la puissance par unité de volume est équivalent au changement d'intensité par unité de longueur longitudinale. Substituer l'équation (1.12) dans l'équation (1.11) va générer :

$$\frac{dI}{dz} = \frac{dP_0}{dV} = (N_2 - N_1) \frac{A_{21} c^2}{8\pi n^2 f^2} I(z) \quad (1.13)$$

La solution générale de cette équation différentielle de premier ordre ci-dessus est donnée par :

$$I(z) = I_0 e^{\alpha_1(f)z} \quad (1.14)$$

Où :

$$\alpha_1(f) = (N_2 - N_1) \frac{A_{21}c^2}{8\pi n^2 f^2} \quad (1.15)$$

Dans l'équation ci-dessus $\alpha_1(f)$ est le coefficient de gain d'intensité dépendant à la fréquence. Par conséquent, si $\alpha_1(f)$ est supérieur à zéro, l'onde incidente croîtra exponentiellement et il y aura une amplification. Cependant, rappelant les statistiques de Boltzmann de l'équation (1.6), la population N_2 dans l'état d'énergie supérieure est toujours inférieure à celle de l'état énergétique N_1 à une température physique positive. En conséquence, l'énergie est absorbée à la température d'équilibre pour le système à deux niveaux. De plus, selon les équations (1.8) et (1.10), le taux d'émission spontanée A_{21} est toujours dominant par rapport au taux d'émission stimulée B_{21} à l'équilibre thermique.

Mathématiquement, il y a deux façons possibles de créer un flux stable de photons. Une méthode implique une température négative qui est physiquement impossible. L'autre méthode consiste à créer une distribution d'équilibre des électrons hors équilibre de sorte que : $N_2 \succ N_1$. Cette condition est connue sous le nom d'inversion de population. Afin de répondre à l'exigence de l'inversion de population, il est nécessaire d'exciter certains électrons à l'état d'énergie supérieure dans un processus communément appelé « pompage ». Une source d'énergie externe est requise, ce qui pour le laser à semi-conducteur, prend la forme d'un courant électrique.

1.2.3 Propriétés dispersives des transitions atomiques

Physiquement, un atome dans un diélectrique agit comme un petit dipôle oscillant quand il est sous l'influence d'un champ électrique incident. Lorsque la fréquence de l'onde incidente est proche de celle de la transition atomique, le dipôle oscille à la même fréquence que le champ incident. Par conséquent, le champ total transmis sera la somme du champ incident et les champs rayonnés du dipôle. Cependant, en raison des émissions spontanées, le champ rayonné ne peut pas être en phase avec le champ incident. Comme nous le verrons, une telle différence de phase peut modifier la constante de propagation ainsi que l'amplitude du champ incident. Par conséquent, à part les transitions induites et les

émissions photoniques, les effets dispersifs devraient également être pris en considération. Le problème du moment peut être représenté par un modèle d'oscillateur d'électrons [2]. Ce modèle est une méthode bien établie utilisée avant l'avènement de la mécanique quantique. Basé sur le modèle d'oscillateur d'électrons, un dipôle oscillant dans un diélectrique est remplacé par un électron oscillant dans un potentiel harmonique. L'effet de la dispersion est mesuré par le changement de la permittivité relative par rapport à la fréquence. Dans le modèle de l'oscillateur d'électrons, tout rayonnement électrique à la fréquence angulaire proche de la fréquence angulaire de résonance ω_0 est caractérisé par une susceptibilité électronique complexe dépendante de la fréquence $X(\omega)$ reliée au vecteur de polarisation $P(\omega)$ tel que :

$$P(\omega) = \varepsilon_0 X(\omega) \vec{E} \quad (1.16)$$

Où :

$$X(\omega) = X'(\omega) - jX''(\omega) \quad (1.17)$$

$X'(\omega)$ et $X''(\omega)$ étant les composantes réelles et imaginaires de la susceptibilité électrique. Pour commencer, une onde plane se propageant dans un milieu de permittivité complexe $\varepsilon'(\omega)$ sera prise en compte. L'onde qui se déplace le long de la direction z longitudinale, peut être exprimée sous forme de phaseur de telle sorte que :

$$E(z) = E_0 e^{j\omega t} e^{-jk'(\omega)z} \quad (1.18)$$

Où : E_0 est un coefficient d'amplitude complexe et $k'(\omega)$ représente la constante de propagation qui peut être exprimée comme :

$$k'(\omega) = \omega \sqrt{\mu \varepsilon'} \quad (1.19)$$

A partir des équations de *Maxwell*, la permittivité complexe d'un milieu isotrope, ε' est donnée par :

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon \left(1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} X(\omega) \right) \quad (1.20)$$

Où : ε est la permittivité relative du milieu lorsqu'il n'y a pas de champ incident. En utilisant l'équation (1.20) et en supposant que : $(\varepsilon_0/\varepsilon)|X| \gg 1$, on peut obtenir :

$$k'(\omega) \approx k \left(1 + \frac{\varepsilon_0}{2\varepsilon} X(\omega) \right) \quad (1.21)$$

Où :

$$k = \omega \sqrt{\mu\varepsilon} \quad (1.22)$$

En développant $X(\omega)$ avec l'équation (1.21), la constante de propagation k' devient :

$$k'(\omega) \approx k \left(1 + \frac{X'(\omega)}{2n^2} \right) - j \left(\frac{kX''(\omega)}{2n^2} \right) \quad (1.23)$$

Où : est l'indice de réfraction du milieu à une fréquence éloignée de la fréquence angulaire résonnante ω_0 . En remplaçant l'équation (1.21) par (1.18), l'équation de l'onde devient :

$$E(z) = E_0 e^{j\omega t} e^{-(k+\Delta k)z} e^{(g-\alpha_{\text{int}})z/2} \quad (1.24)$$

Où : α_{int} est introduit pour inclure toute perte de la cavité interne et :

$$g(\omega) = -k \frac{X''(\omega)}{n^2} \quad (1.25)$$

Dans les lasers à semi-conducteur, il est probable que l'absorption et la diffusion des porteurs libres à l'interface hétéro-structure puisse contribuer à des pertes internes. Dans l'équation (1.24), Δk correspond au décalage de la constante de propagation qui dépend de la fréquence. À moins que le champ électrique oscille à la fréquence angulaire de résonance ω_0 , il y aura un retard de phase finie et la nouvelle vitesse de phase de l'onde incidente devient :

$$\frac{\omega}{k + \Delta k} \quad (1.26)$$

En dehors du changement de la vitesse de phase, le dernier terme exponentiel de l'équation (1.24) indique une variation d'amplitude avec g comme coefficient de gain de puissance. Quand $(g - \alpha_{\text{int}})$ est supérieur à zéro, l'onde plane électrique sera amplifiée. Plutôt que la

condition d'inversion de la population relative à la densité de population aux deux niveaux d'énergie comme dans l'équation (1.14), la partie imaginaire de la susceptibilité électrique $\chi''(\omega)$ est utilisée pour établir la condition d'amplification. Parfois, le coefficient net de gain d'amplitude α_{net} est utilisé pour représenter la condition d'amplification nécessaire de telle sorte que :

$$\alpha_{net} = \frac{g - \alpha_{int}}{2} > 0 \quad (1.27)$$

1.3 Principes fondamentaux des lasers à semi-conducteur

1.3.1 Inversion de population dans les jonctions de semi-conducteur

Dans les lasers gazeux comme les lasers CO₂ ou He-Ne, les transitions énergétiques se produisent entre deux niveaux d'énergie. Dans les lasers à semi-conducteur, ces niveaux d'énergie se regroupent pour former des bandes d'énergie. Les transitions d'énergie entre ces bandes sont séparées les unes des autres par une barrière d'énergie connue sous le nom de « trou d'énergie » (ou bande interdite). Avec des électrons sur les états du sol, la bande supérieure remplie et appelée la bande de valence qui est remplie d'électrons et la bande d'énergie la plus haute suivante est appelée la bande de conduction qui est vide d'électrons pour des températures proches de zéro absolu qui permet aux électrons de circuler dans le solide. Un semi-conducteur (intrinsèque) a une bande interdite inférieure à celle d'un isolant et, à température ambiante, un nombre significatif d'électrons peuvent être excités pour traverser la bande interdite. La probabilité d'un état électronique à l'énergie E étant occupée par un électron est régie par la fonction de distribution de Fermi-Dirac, tel que [3] :

$$f(E) = \frac{1}{\left[e^{\frac{(E-E_f)}{kT}} + 1 \right]} \quad (1.28)$$

Où : k est la constante de Boltzmann, T est la température en Kelvin et E_f est le niveau de Fermi. Le concept du niveau de Fermi est important pour caractériser le comportement des semi-conducteurs. En mettant : $E = E_f$ dans l'équation ci-dessus, la fonction de distribution de Fermi-Dirac $f(E_f)$ devient : $1/2$. En d'autres termes, un état d'énergie au

niveau de Fermi a la moitié de chance d'être occupé. Selon la relation d'Einstein sur un système à deux niveaux, la population d'électrons dans l'état d'énergie supérieure doit dépasser de loin celle des électrons trouvés dans l'état d'énergie inférieure avant que toute onde qui passe puisse être amplifiée. Une telle condition est connue sous le nom de l'inversion de population. À l'équilibre thermique, cependant, cette condition ne peut pas être satisfaite. Pour former une inversion de population le long d'une jonction semi-conductrice p-n, à la fois les matériaux de type p et n doit être fortement dopé (dopage dégénéré) afin que les concentrations de dopage dépassent la densité d'états de la bande. Le dopage est si lourd que le niveau de Fermi est forcé dans la bande d'énergie. En conséquence, la partie supérieure de la bande de valence du matériau de type p (du niveau de Fermi E_f au bord de la bande de valence E_v) reste vide. De même, la partie inférieure de la bande de conduction est également remplie d'électrons en raison d'un dopage important. La figure 1.2 montre le diagramme de la bande d'énergie d'une telle jonction p-n fortement dopée. À l'équilibre thermique, la transition énergétique entre les bandes de conduction et de valence est rare.

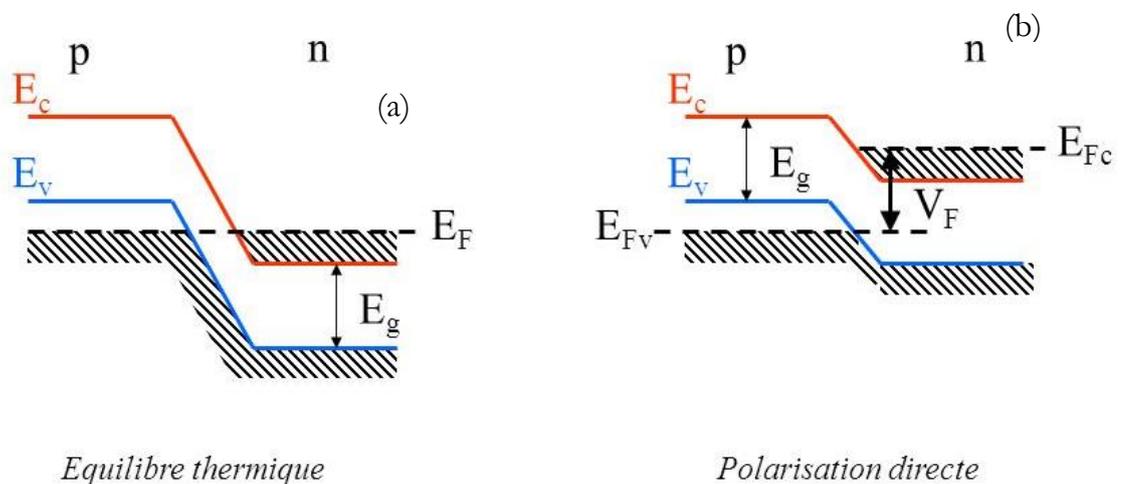


Figure 1.2: Illustration schématique d'une homo-jonction dégénérée. (a) diagramme de niveau d'énergie typique à l'équilibre sans tension de polarisation ; (b) la même homo-jonction sous forte tension de polarisation directe.

En utilisant une source d'énergie externe, l'équilibre peut être perturbé. L'énergie extérieure vient sous la forme de biais externe qui permet à plus d'électrons de pomper vers le haut, on dit que l'état d'énergie et l'état d'inversion de population sont atteints. Lorsqu'une tension directe proche de l'énergie de la bande interdite est appliquée à travers la jonction, une couche de l'épuisement est formée à travers les effondrements de la jonction p-n. Comme le montre la figure 1.2 (b), le niveau de quasi-Fermi dans la bande de conduction E_{Fc} , et celui dans la bande de valence E_{Fv} sont séparés d'un à l'autre dans la condition de polarisation directe. Quantitativement, E_{Fc} et E_{Fv} pourraient être décrits en fonction des concentrations de porteurs tels que :

$$N = n_i e^{(E_{Fc} - E_i)/kT} \quad (1.29)$$

Et :

$$P = n_i e^{(E_i - E_{Fv})/kT} \quad (1.30)$$

Où : E_i est le niveau intrinsèque de Fermi, n_i est la concentration intrinsèque des porteurs, N et P sont respectivement les concentrations d'électrons et de trous. Le long de la jonction p-n, il existe une région active étroite qui contient simultanément les populations dégénérées d'électrons et des trous. Ici, la condition d'inversion de population est satisfaite et la recombinaison de porteurs commence à se produire. Puisque la distribution de la population dans un semi-conducteur suit la fonction distribution de Fermi-Dirac, la probabilité d'une bande de conduction occupée à l'énergie E_a peut être décrite par :

$$f_c(E_a) = \frac{1}{1 + e^{(E_a - E_{Fc})/kT}} \quad (1.31)$$

Où : $E_a > E_{Fc}$

De même, la probabilité d'une bande de valence occupée à l'énergie E_b peut s'écrire :

$$f_v(E_b) = \frac{1}{1 + e^{(E_b - E_{Fv})/kT}} \quad (1.32)$$

Où : $E_b < E_{Fv}$

Puisque toute transition vers le bas implique un saut d'électrons de la bande de conduction à la bande de valence avec la libération d'un seul photon, le taux de transition descendant

total, $R_{a \rightarrow b}$ est proportionnelle à la probabilité que la bande de conduction soit occupée pendant que la bande de valence est vacante. En d'autres termes, il peut être exprimé comme :

$$R_{a \rightarrow b} \propto f_c(E_a)(1 - f_v(E_b)) \quad (1.33)$$

De même, le taux de transition total vers le haut $R_{b \rightarrow a}$ devient :

$$R_{b \rightarrow a} \propto f_v(E_b)(1 - f_c(E_a)) \quad (1.34)$$

En conséquence, le taux effectif de transition vers le bas devient :

$$R_{a \rightarrow b}(\text{net}) = R_{a \rightarrow b} - R_{b \rightarrow a} \approx f_c(E_a) - f_v(E_b) \quad (1.35)$$

Afin de satisfaire la condition d'inversion de population, la relation ci-dessus doit rester positive. En d'autres termes, il est nécessaire d'avoir :

$$f_c(E_a) \succ f_v(E_b) \quad (1.36)$$

Mettre : $E_a - E_b = hf$ et en utilisant la fonction de distribution de Fermi-Dirac, l'inégalité ci-dessus devient :

$$E_{Fc} - E_{Fv} \succ hf \quad (1.37)$$

Connue sous le nom de condition de Bernard et Duraffourg [3]. Sachant que l'énergie du photon rayonné doit dépasser ou être à égale celui de l'écart d'énergie E_g , la condition finale pour l'amplification dans un semi-conducteur devient :

$$E_{Fv} - E_{Fc} \succ hf \geq E_g \quad (1.38)$$

Dans un simple système à deux niveaux à une jonction semi-conductrice p-n, la condition nécessaire pour l'amplification de la lumière est établie. Cependant, cette condition n'est pas suffisante pour fournir l'effet laser comme nous le verrons dans la section suivante. Afin de maintenir l'oscillation laser, certains des mécanismes de rétroaction sont nécessaires.

1.3.2 Principe de l'étalon Fabry-Pérot

En faisant face à deux miroirs partiellement réfléchissant l'un vers l'autre, un simple résonateur optique est formé. Soit L la distance entre les deux miroirs. Si l'espacement

entre les deux miroirs est rempli par un support qui traite le gain, un étalon Fabry-Pérot est formé. Comme le champ électrique rebondit entre les miroirs partiellement réfléchissant, l'onde est amplifiée lors de son passage dans le milieu laser. Si l'amplification dépasse les autres pertes de la cavité dues aux réflexions imparfaites des miroirs ou diffusion dans le milieu laser, l'énergie de champ à l'intérieur de la cavité continue à s'accumuler. Ce processus continuera jusqu'à ce que le gain d'un seul passage équilibre les pertes. Lorsque cela se produit, un oscillateur auto-entretenu ou une cavité laser est formée. Par conséquent, la rétroaction optique est importante pour l'accumulation de l'énergie du champ interne de sorte que l'effet laser peut-être atteint. Un étalon F-P simplifié est montré à la figure 1.3.

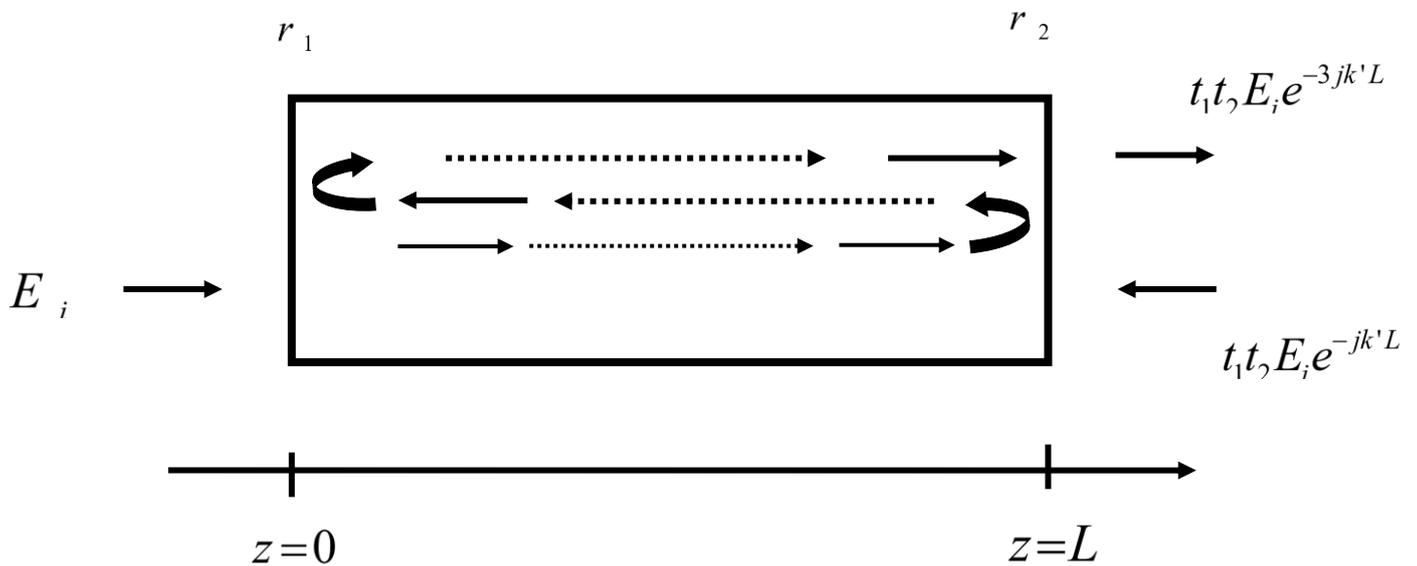


Figure 1.3: Une cavité de Fabry-Pérot simplifiée.

Dans la figure. 1.3, r_1 et r_2 sont, respectivement, les coefficients de réflexion d'amplitude de l'entrée (gauche) et sortie (droite) des miroirs. De même, t_1 et t_2 représentent la transmission des amplitudes des coefficients des miroirs. Supposons qu'une onde avec une constante de propagation complexe k' incidente dans l'étalon à partir de $z = 0$. Après une série de réflexions parallèles, l'onde totale transmise au niveau du plan de sortie $z = L$ devient [5] :

$$E_0 = E_i t_1 t_2 e^{-jk'L} \left[1 + r_1 r_2 e^{-2jk'L} + r_1^2 r_2^2 e^{-4jk'L} + \dots \right] \quad (1.39)$$

En utilisant la somme infinie pour une série géométrique, l'équation ci-dessus devient :

$$E_0 = \frac{t_1 t_2 e^{-jk'L}}{1 - r_1 r_2 e^{-2jk'L}} E_i \quad (1.40)$$

En développant la constante de propagation k' comme dans l'équation (1.23), on peut aussi exprimer l'équation (1.40) comme :

$$E_0 = E_i \left[\frac{t_1 t_2 e^{-j(k+\Delta k)L} e^{\alpha_{net}L}}{1 - r_1 r_2 e^{-2j(k+\Delta k)L} e^{\alpha_{net}L}} \right] \quad (1.41)$$

Où : α_{net} est le coefficient net de gain d'amplitude. Quand : $\alpha_{net} > 0$ et le dénominateur de l'équation ci-dessus devient très petit de sorte que le terme carré soit plus grand que l'unité, l'amplification se produise. Pour obtenir l'oscillation auto-entretenu, le dénominateur de l'équation ci-dessus doit être zéro, c'est-à-dire :

$$r_1 r_2 e^{\alpha_{net}L} = 1 \quad (1.42)$$

Et :

$$2(k + \Delta k)L = 2m\pi \quad (1.43)$$

L'équation (1.43) représente un cas dans lequel une onde fait un aller-retour à l'intérieur du résonateur qui reviendra avec la même amplitude dans le même plan. De même, le changement de phase après un aller-retour doit être un multiple entier de 2π afin de maintenir une phase constructive due aux interférences. En réarrangeant les équations (1.43) et (1.24), le gain seuil du laser F-P devient :

$$\alpha_{th} = \alpha_0 + \frac{2}{L} \ln\left(\frac{1}{r_2 r_1}\right) \quad (1.44)$$

Avec : $\alpha_{th} = g$

Où :

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{r_2 r_1}\right) \quad (1.45)$$

α_m est la perte d'amplitude du miroir qui représente le rayonnement s'échappant de la cavité F-P en raison des réflexions aux facettes finies. Par conséquent, les gains de seuil des lasers F-P à semi-conducteur peuvent être déterminés une fois que les structures physiques

sont connues. A partir de l'équation (1.43), on peut déterminer la fréquence d'émission du laser. En raison des propriétés dispersives montrées à la section 2.3, la constante de propagation dépendant de la fréquence ($k + \Delta k$) est remplacée par l'indice de réfraction de groupe, n_g tel que :

$$\text{Re}(k') = k_0 n_g = \frac{k_0 c}{v_g} \quad (1.46)$$

Où : k_0 est la constante de propagation dans l'espace libre. Remplaçant k_0 par : $2\pi f/c$ et réarrangeant l'équation (1.44), la fréquence de résonance de la cavité f_m devient :

$$f_m = \frac{mc}{2n_g L} \quad (1.47)$$

Où : m est un entier arbitraire. Quand m augmente, on peut voir qu'il y a un nombre infini de modes longitudinaux. Cependant, le nombre de modes longitudinaux dépend de la largeur du spectre du gain matériel. Les valeurs de gain de tous les modes probables augmentent avec le pompage jusqu'à ce que la condition de seuil soit atteinte. Le mode ayant le gain seuil minimal devient le mode laser tandis que d'autres deviennent des modes secondaires (non-lasing modes). Lorsque la condition de seuil est atteinte, le spectre de gain du laser ne se fixe pas à une valeur fixe comme dans les lasers gazeux. Au lieu de cela, le spectre de gain ne cesse de changer avec le courant d'injection. L'effet de tel élargissement inhomogène devient si compliqué et l'oscillation multimode et le saut de mode deviennent communs dans les lasers F-P à semi-conducteur.

Le spectre du laser et les propriétés spectrales de la cavité des lasers F-P sont importants dans le domaine des lasers à semi-conducteurs, puisque d'autres lasers à semi-conducteur ressemblent à la conception de base F-P. La simplicité peut être un avantage pour les lasers F-P, Cependant, en raison de sa grande largeur spectrale et ces caractéristiques instables, ils ont une application limitée dans les systèmes de communication optiques dont un seul mode longitudinal est une exigence.

1.3.3 Améliorations structurelles des lasers à semi-conducteurs

Dans la section 3.1, la condition d'inversion de population dans une jonction p-n fortement dopée (ou diode) a été discutée par le biais de d'une homo-jonction caractérisé par un seul type de matériau trouvé à travers la jonction p-n. Lorsqu'une tension directe est appliquée à travers la jonction, le potentiel de contact entre les régions p et n est abaissé. Avec l'écart d'énergie restant constant tout le long de la jonction, la majorité des porteurs ont la tendance de diffuser à travers la jonction facilement. En conséquence, la recombinaison de porteurs le long de la jonction p-n devient moins efficace. La densité de courant typique nécessaire pour atteindre l'effet laser dans cette diode précoce est de l'ordre de 10^5 A/cm² [6]. Avec une densité de courant aussi élevée, le fonctionnement en onde continue (CW : Continuous Wave) à une température ambiante est impossible. Le fonctionnement en mode impulsion est autorisé seulement à un niveau de température extrêmement bas. Avec une efficacité aussi faible et un courant de seuil élevé, la structure homo-jonction a été remplacée par des structures plus efficaces.

1.3.3.1 Améliorations du confinement transversal des porteurs

En 1963, on a découvert que le courant de seuil des lasers à semi-conducteur pouvait être réduit de manière significative si les transporteurs étaient confinés le long de la région active. Une structure de trois couches, qui consistait en une couche fine de matériau à faible écart d'énergie pris en sandwich entre deux couches de matériaux à plus grand écart énergétique ont été proposées. Cependant, ce n'était pas avant 1969 lorsque la croissance en épitaxie en phase liquide (LPE : liquid phase epitaxy) d'AlGaAs sur une homo-jonction GaAs est devenue disponible. Comme deux matériaux différents étaient impliqués, une barrière énergétique supplémentaire était formée à côté de la jonction p-n homogène. En conséquence, la chance de la diffusion de porteurs a été réduite. Le nom hétéro-structure unique (single heterostructure) a été donné [3] et est représenté sur la figure 1.4 (a). En dehors de la différence dans les écarts d'énergie, la couche active de p-GaAs a un indice de réfraction plus élevée que la région n. Ainsi, avec le revêtement de p-AlGaAs ayant considérablement un indice de réfraction inférieur, un guide d'onde asymétrique à trois couches de l'hétéro-structure a été formé et l'indice de réfraction le plus élevé a été trouvés le long de la région active. Le guide d'onde asymétrique confiné l'intensité optique en grande

partie à la région active et ainsi les pertes optiques dues à la propagation en mode évanescent ont été réduite. Cependant, la meilleure température ambiante de la densité de courant du seuil pour un dispositif à unique hétéro-structure est encore trop élevée pour l'opération CW (une valeur typique serait de : 8.6 kA/cm^2). Néanmoins, c'est une super amélioration de l'homo-structure.

La mise en place de l'opération CW à température ambiante a été finalement réalisée dans les Années 1970, la couche active mince est maintenant prise en sandwich entre deux couches de matériau d'écart d'énergie plus élevé, et donc une double hétéro-structure est formée. Le long de la frontière où deux matériaux différents sont utilisés, une barrière d'énergie est formée. Les transporteurs se trouvent si difficile à diffuser à travers la région active qu'ils sont piégés. En utilisant un matériau à un indice de réfraction plus haut au centre, les photons sont également confinés d'une manière similaire. Ce type de structure est connu comme l'hétéro-structure de confinement séparé (SCH : separate confinement heterostructure). Les effets combinés dans le confinement optique des porteurs contribuent à réduire la densité de courant de seuil à environ $1,6 \text{ kA/cm}^2$. La condition d'opération à CW devient possible que le laser lui-même est monté sur un dissipateur de chaleur approprié.

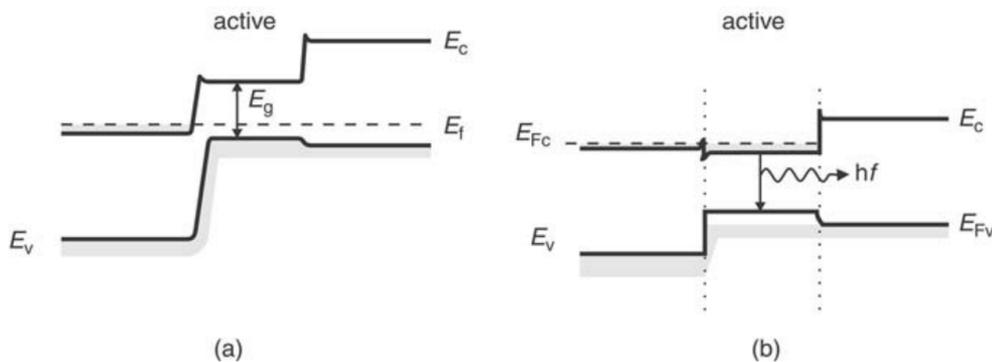


Figure 1.4: Illustration schématique d'une double hétérojonction [4]. (a) Diagramme type de niveau d'énergie à l'équilibre sans tension de polarisation ; (b) sous forte tension de polarisation.

1.3.3.2 Améliorations du confinement latéral des porteurs

Le fonctionnement continu des ondes CW à température ambiante est une réalisation importante dont maintenant la conception à double hétéro-structure est plus ou moins

standard. Jusqu'à présent, les structures que nous avons discutées appartiennent à la famille des lasers à large bande car ils n'incorporent aucun mécanisme de confinement latéral (parallèle au plan de jonction) du courant injecté ou du mode optique. En adoptant une géométrie de bande, les transporteurs sont injectés sur une région centrale étroite en utilisant un contact de bande. Avec la recombinaison de porteurs limitée à la bande étroite (largeur typique allant de 1 à 10 μm), le courant de seuil est réduit de manière significative. De tels lasers sont appelés gain-couplé parce que c'est la variation latérale du gain optique confine le mode optique au voisinage de la bande dans lesquels les modes optiques sont confinés. En raison des variations latérales de l'indice de réfraction sont connus comme les lasers indice-couplé. Comparativement, les lasers gain-couplé sont simples à réaliser, mais leur faible confinement optique limite la qualité du faisceau [5]. De plus, il est difficile d'obtenir une sortie stable en seul mode longitudinal. En conséquence, le mécanisme de guidage d'indice est devenu le dominant dans le développement de laser à semi-conducteur et un grand nombre de structures guidées par indice ont été proposé au cours des trois dernières décennies. Fondamentalement, une variation latérale des indices de réfraction est utilisée pour confiner l'énergie optique. Diverses structures guidées par indice comme l'hétéro-structure enterrée (BH : buried heterostructure), substrat plan canalisé (CSP : channelled substrate planar), croissant enterré (BC : buried crescent), guide d'onde de crête (RW : ridge waveguide) et L'hétéro-structure planaire enterrée à deux canaux (DCPBH : dual-channel planar buried heterostructure) ont été utilisée. L'amélioration structurelle dans le développement des lasers semi- conducteur ont réduit la densité de courant de seuil tandis que le fonctionnement en mode transversal simple CW est devenu faisable.

1.3.4 Gain de matière dans les lasers à semi-conducteurs

Supposons qu'un milieu ayant une permittivité complexe ε' soit utilisé pour construire un guide d'onde infiniment long et un signal d'entrée est injecté. Après avoir parcouru une distance de L , le gain de puissance du signal peut être définie par un terme amplifiant G :

$$G = e^{(g - \alpha_{\text{loss}})L} \quad (1.47)$$

Où : g est le gain matériel (ou le coefficient de gain de puissance) et α_{loss} la perte de la cavité interne. Il est important que $(g - \alpha_{\text{loss}}) > 0$ pour le signal soit amplifié. Dans un laser

à semi-conducteur à guidage indice, l'indice de réfraction de la région active (n_1) est supérieur de la gaine de revêtement (n_2) de sorte qu'un guide d'onde diélectrique est formé. Cependant, en pratique, le guide d'ondes diélectrique formé est loin d'être idéal. Sous la faiblement condition de guidage où $(n_1 - n_2) \ll n_1$, une partie de l'énergie s'échappe dans la gaine à cause de champ évanescent. Prendre en compte la fuite de puissance, le facteur de pondération Γ est introduit dans l'équation (1.47) de telle sorte que :

$$G = e^{[\Gamma(g - \alpha_a) - (1 - \Gamma)\alpha_c + \alpha_{sca}]L} \quad (1.48)$$

Où : α_a et α_c sont respectivement l'absorption des couches actives et de la gaine, et α_{sca} est la perte de diffusion à l'interface de l'hétéro-structure. Le facteur de pondération Γ , connu sous le nom de facteur de confinement optique, définit le rapport entre la puissance optique confinée dans la région active et la puissance optique totale circulant à travers la structure. Afin de déterminer le gain optique, diverses approches ont été utilisées. Dans cette section, une approche phénoménologique [6] sera introduite, tandis qu'une autre approche utilisant les coefficients d'Einstein [7] sera discutée dans la section suivante. L'approche phénoménologique est basée sur des observations expérimentales selon lesquelles le pic du gain matériel varie linéairement avec la concentration de porteurs injectée. Une telle observation conduit à une approximation linéaire [8] de :

$$g_{peak} = A_0(N - N_0) \quad (1.49)$$

Où : A_0 est le gain différentiel et N_0 est la concentration des porteurs à gain matériel nul, communément appelé concentration de transporteur à la transparence. La relation ci-dessus ne donne qu'une approximation raisonnable dans une petite gamme de polarisation lorsque la concentration des porteurs est comparable à la concentration du transporteur à la transparence. La plage de précision est étendue par adopter un modèle parabolique [9] tel que :

$$g_{peak} = aN^2 + bN + c \quad (1.50)$$

Où : a , b et c sont des constantes déterminées en ajustant les solutions exactes disponibles en utilisant la technique des moindres carrés. En raison des propriétés dispersives du semi-

conducteur, le gain matériel réel est également affecté par la fréquence optique f , et donc la longueur d'onde λ . Jusqu'à présent, la valeur du gain a été supposé être à la fréquence de résonance, cependant, si la fréquence optique est accordée loin du pic de résonance, la valeur exacte du gain devient différente de celle de g_{peak} . Basé sur l'observation expérimentale, Westbrook [10] qui a étendu le modèle de gain de pointe linéaire plus loin, tel que :

$$g(N, \lambda) = A_0(N - N_0) - A_1 \left[\lambda - (\lambda_0 - A_2(N - N_0)) \right]^2 \quad (1.51)$$

Où : λ_0 est la longueur d'onde du gain de crête au gain de transparence (c'est-à-dire $g = 0$) et A_1 régit la largeur de base du spectre de gain. Le coefficient de déplacement de longueur d'onde A_2 prend en compte le changement de la longueur d'onde maximale par rapport à la concentration de porteurs. Remarquer que le signe négatif devant A_2 indique un décalage de longueur d'onde négatif du gain de crête à longueur d'onde. Dans les lasers à semi-conducteur, l'énergie entre sous une forme d'un courant de polarisation externe. Dans la détermination du gain matériel, il faut déterminer la relation entre la concentration de transporteur N et le courant d'injection I . Ceci est accompli par l'équation d'évolution de la densité de porteur qui comprend les transporteurs de génération et de désintégration trouvés dans la région active. Dans son forme générale, l'équation est donnée par [4,11] :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{qv} - R(N) - \frac{C_G g(N, \lambda)}{1 + \varepsilon S} + D(\nabla^2 N) \quad (1.52)$$

Où: q est la charge électronique et $V = dwL$ est le volume de la couche active avec d , w et L étant l'épaisseur, la largeur et la longueur de la couche active, respectivement, I est le courant d'injection, $R(N)$ est le support total (c'est-à-dire à la fois radiatif et non radiatif) du processus de recombinaison, le terme $C_G \frac{g(N, \lambda)}{1 + \varepsilon S}$ montré dans l'équation ci-dessus doit tenir compte la perte de porteuse résultant de l'émission stimulée. Ici, C_G est la vitesse du groupe et S est la densité de photons du mode laser. L'effet de la non-linéarité des photons est inclus dans le coefficient non linéaire. Dans l'équation ci-dessus, le terme final $D(\nabla^2 N)$ représente la diffusion de porteurs avec D représentant le coefficient de

diffusion. Dans $R(N)$ montré dans l'équation (1.52), représente la recombinaison de porteurs non radiatifs implique les processus qui ne généreront pas de photons. Pour les lasers à semi-conducteur fonctionnant à plus courte longueurs d'onde ($\lambda < 1\mu m$), les effets de la recombinaison non radiative sont faibles. Cependant, la recombinaison non radiative devient plus importante dans les lasers à semi-conducteur à longue longueur d'onde. Dans les matériaux InGaAsP quaternaires opérant dans les régions de 1.30 et 1.55 μm , le total taux de recombinaison de porteurs peut être écrit sous la forme :

$$R(N) = \frac{N}{\tau} + BN^2 + CN^3 \quad (1.53)$$

Où : τ est la durée de vie de la recombinaison linéaire, B est coefficient radiative l'émission spontanée et C est le coefficient de recombinaison Auger. La durée de vie de la recombinaison linéaire comprend la recombinaison au niveau des défauts ou la recombinaison de surface à la facette du laser. Avec l'amélioration des techniques de fabrication, le nombre de défauts et les chances de la recombinaison ont été réduite de manière significative. Dans les lasers à semi-conducteur à longue longueur d'onde, le troisième terme cubique CN^3 prend en compte le processus de recombinaison d'Auger non radiatif. Dû à l'interaction de Coulomb entre les transporteurs de la même bande d'énergie, chaque recombinaison Auger implique quatre porteurs. Selon les origines de ces transporteurs, la recombinaison Auger est classée en processus bande-à-bande, photon-assisté et assisté par piège. Quelques valeurs typiques de τ , B et C pour les matériaux III-V quaternaires à 1.30 et 1.55 μm sont énumérés dans le tableau 1.1. Dans un laser à semi-conducteur indice-guidé où la largeur et l'épaisseur de la couche active sont petites par rapport à la longueur de diffusion du porteur de 1-3 μm , l'effet de la diffusion devient d'une importance secondaire et peut être négligée par la suite. À la condition de seuil d'effet laser, le laser à semi-conducteur commence l'oscillation du mode laser. Avec : $\partial N / \partial t = 0$, la solution en régime permanent du l'équation d'évolution de la densité des porteurs devient:

$$I_{th} = qvR(N_{th}) / \eta_i \quad (1.54)$$

Tableau 1.1 Coefficients pour la recombinaison totale des matériaux quaternaires à 1.3 μm et 1.55 μm

$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ à $\lambda = 1.30\ \mu\text{m}$ avec $y = 0.61$, $x = 0.28$ à $T = 300\text{k}$
$\tau = 10\text{ns}$
$B = 1.2 \times 10^{-10}\ \text{cm}^3\ \text{s}^{-1}$
$C = 1.5 \times 10^{-29}\ \text{cm}^6\ \text{s}^{-1}$
$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ à $\lambda = 1.55\ \mu\text{m}$ avec $y = 0.9$, $x = 0.42$ à $T = 300\text{k}$
$\tau = 4\text{ns}$
$B = 1.0 \times 10^{-10}\ \text{cm}^3\ \text{s}^{-1}$
$C = 3.00 \times 10^{-29}\ \text{cm}^6\ \text{s}^{-1}$

Où : I_{th} est le courant de seuil et N_{th} est la densité de porteurs de seuil. L'efficacité quantique interne η_i donne le rapport de la recombinaison radiative sur la recombinaison totale des porteurs. En dérivant l'équation ci-dessus, S est supposé d'être nul à l'émission laser pour la condition du seuil. Parfois, plutôt que le courant de seuil, on utilise le seuil nominal de la densité de courant J_{th} (en Am^{-2}) qui se relie au courant de seuil I_{th} :

$$\frac{I_{th}d}{V} = J_{th} \quad (1.55)$$

Dans les semi-conducteurs, tout changement de gain matériel est accompagné d'un changement d'indice de réfraction à la suite de la relation Kramer-Kroenig [1]. Tout changement dans la densité de porteurs sera induit des changements dans l'indice de réfraction [13,14] :

$$n(N) = n_{ini} + \Gamma \frac{dn}{dN} N \quad (1.56)$$

Où : n_{ini} est l'indice de réfraction du semi-conducteur quand aucun courant n'est injecté et dn/dN est l'indice différentiel du semi-conducteur. Il convient de noter que la valeur de : dn/dN est généralement négatif. L'indice de réfraction devient plus petit plus que le courant d'injection augmente. Toute variation de la densité des porteurs affectera le comportement spectral du laser puisque la longueur d'onde du laser est si sensible aux variations d'indice de réfraction. La distribution de Fermi-Dirac et le gain matériel sont tous les deux sensibles aux changements de la température. En pratique, la température de fonctionnement des lasers à semi-conducteur est généralement stabilisée par une unité de contrôle de la

température. Cependant, on sait aussi que le changement de gain optique dû à la variation du porteur injecté est plus important que celui dû à changements de température [15]. En conséquence, la dépendance de la température du gain de matière a été négligée dans l'analyse.

1.3.5 Taux total de recombinaison radiative dans les semi-conducteurs

La théorie pour toutes les classes de laser peut également être représentée par la relation d'Einstein pour absorption, émission spontanée et taux d'émission stimulée. Dans les lasers à semi-conducteur, les transitions sont entre les bandes d'énergie tandis que les autres lasers les transitions sont entre des niveaux d'énergie discrets. Néanmoins, les relations d'Einstein sont toujours applicables. La différence majeure entre différents systèmes matériels est contenue dans le coefficient d'Einstein (ou transition probabilités) qui ne peuvent être déterminées que par la mécanique quantique. La transitions entre toute paire de niveaux d'énergie discrets est séparée par hf . Le coefficient de gain $g(E_{21})$ et les taux d'émission $r_{spont}(E_{21})$ et $r_{stim}(E_{21})$ sont liés les uns aux autres [3,7] par :

$$g(E_{21}) = \frac{h^3 c^2}{8\pi n_g^2 E_{21}^2} r_{stim}(E_{21}) \quad (1.57)$$

$$r_{spont}(E_{21}) = \frac{8\pi n_g^2 E_{21}^2}{h^3 c^2} g(E_{21}) \frac{f_c(E_2)[1 - f_v(E_1)]}{f_c(E_2) - f_v(E_1)} \quad (1.58)$$

Et :

$$r_{stim}(E_{21}) = \left(1 - \frac{1}{kT} e[E_{21} - (E_{Fc} - E_{Fv})] \right) r_{spont}(E_{21}) \quad (1.59)$$

Où: h est la constante de Planck, k est la constante de Boltzmann, c est la vitesse de l'espace libre, n_g est l'indice de réfraction de groupe, $f_c(E_2)$ et $f_v(E_1)$ sont les probabilités d'occupation des électrons dans les bandes de conduction et de valence. E_{Fc} et E_{Fv} étant les niveaux de quasi-Fermi. Ça devrait être noté que l'unité du coefficient de gain est cm^{-1} alors que les unités du taux d'émission r_{spont} et r_{stim} sont le nombre de photons par unité de volume par seconde par intervalle d'énergie. Les expressions d'équations (1.57) à (1.59) démontrent comment $g(E_{21})$, $r_{spont}(E_{21})$ et $r_{stim}(E_{21})$ sont liés les uns aux autres. Pour évaluer

ces expressions, un paramètre, tel que le taux d'émission spontanée $r_{spont}(E_{21})$, doit être obtenu expérimentalement. Alternativement, ils sont tous liés par les coefficients Einstein tels que :

$$r_{spont}(E_{21}) = A_{21} f_c(E_2)(1 - f_v(E_1)) \quad (1.60)$$

$$r_{stim}(E_{21}) = A_{21} [f_c(E_2) - f_v(E_1)] \quad (1.61)$$

Avec :

$$A_{21} = B_{21} \frac{8\pi n_g^3 E_{21}^2}{h^3 c^3} \quad (1.62)$$

à l'équilibre thermique

Avec une concentration de dopage connue, les paramètres inconnus g , r_{spont} et r_{stim} en équations (1.60) à (1.62) peut alors être fixé après avoir déterminé A_{21} ou B_{21} . Sans aucune préférence, B_{21} est choisi comme paramètre clé. Comme prévu, le coefficient B_{21} prend en compte l'interaction entre les électrons et les trous en présence de rayonnement électromagnétique. Afin de comprendre l'interaction entre eux, la mécanique quantique devrait être utilisée. Plutôt que de passer par la longue analyse, les résultats seront affichés. En commençant par L'équation de Schrödinger dépendante du temps, le coefficient B_{21} est donné comme [3] :

$$B_{21} = \frac{q^2 h}{2m_0^2 \varepsilon_0 n_g^2 E_{21}} |M_{21}| \quad (1.63)$$

Pour que :

$$A_{21} = \frac{4\pi n_g q E_{21}}{m_0^2 \varepsilon_0 h c^3} |M_{21}| \quad (1.64)$$

Avec : ε_0 comme permittivité de l'espace libre, q la charge électronique, m_0 la masse d'un électron et M_{21} est la matrice de quantité de mouvement entre l'état initial d'électron (indice 2) et l'état final (indice 1). Avec la transition réelle impliquant divers états d'énergie entre la bande de conduction et la bande de valence du semi-conducteur, l'analyse ne sera pas complète sans l'inclusion de la densité des fonctions d'état. Il est nécessaire de déterminer

l'élément de la matrice la matrice de quantité de mouvement ainsi que la densité d'états. La fonction de la densité d'état n'est pas difficile pour le modèle de bande parabolique. De Yariv [1], il est clair que la densité d'états dans la bande de conduction est :

$$\rho_c(E - E_c) = 4\pi \left(\frac{2m_n}{h^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (1.65)$$

Où : E_c est le bord de la bande de conduction et m_n est la masse d'électrons effective. De même, la densité d'états dans la bande de valence peut être écrite comme :

$$\rho_v(E_v - E) = 4\pi \left(\frac{2m_p}{h^2} \right)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} \quad (1.66)$$

Avec : E_v étant le bord de la bande de valence et m_p la masse effective du trou. L'élément de la matrice de quantité de mouvement peut être déterminé empiriquement à partir de la fonction d'onde. Pour un état localisé, la fonction d'onde de la bande est modifiée par une variation lente de la fonction d'enveloppe qui représente l'influence des impuretés. En conséquence, la matrice de quantité de mouvement devient :

$$M_{21} = M = M_b M_{env} \quad (1.67)$$

Où : M_b est l'élément de matrice moyen de l'état de Bloch pour une situation intrinsèque et M_{env} représente la fonction d'enveloppe variant lentement avec des impuretés présentes. Pour les semi-conducteurs quaternaires III-V, M_b peut être exprimé :

$$|M_b| = \frac{m_0^2 E_g (E_g + \nabla)}{12m_n \left(E_g + \frac{2}{3\nabla} \right)} \quad (1.68)$$

Où : $E_g = E_c - E_v$ est l'écart d'énergie, ∇ est le fractionnement de l'orbite. Pour les transitions sous la règle de k-sélection, la différence de vecteur d'onde entre la bande de valence et la bande de conduction doit être égale à celle du photon émis. En d'autres termes, la quantité de mouvement est conservée et l'élément de matrice de quantité de mouvement est donné comme [3] :

$$|M| \approx \frac{m_0^2 E_g (E_g + \nabla)}{12m_n \left(E_g + \frac{2}{(3\nabla)} \right)} \frac{(2\pi)^3}{V} \quad (1.69)$$

Où : $(2\pi)^3/V$ est le volume unitaire dans l'espace-k. Cependant, lorsque le semi-conducteur est polarisé avec un courant d'injection élevé ou fortement dopé, la densité des états sera modifiée. Les impuretés réparties au hasard (courant d'injection de ou dopage intensif) tendent à créer un continuum d'états bord de bande, qui est connu comme l'état de queue de bande. Puisque la quantité de mouvement ne sera plus conservé, il faut utiliser la règle de k-sélection détendue de sorte que l'effet de queue de bande peut être compris. Négligent d'abord l'effet de bande-tailing mais en incluant la densité des états, le taux d'émission spontanée r_{spont} à l'énergie des photons E_{21} peut être écrit comme :

$$r_{spont}(E_{21}) = A_{21} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_c(E - E_c) f_c(E) \cdot \rho_v(E_v - E) [1 - f_v(E)] dE \quad (1.70)$$

L'intégrale montrée ci-dessus prend en compte divers états dans la bande de conduction et la bande de valence, qui sont séparés par l'énergie des photons E_{21} . Avec une telle notation, il est commun de décaler le bord de la bande de valence E_v par l'énergie des photons E_{21} . De cette façon, E' devient la variable d'énergie. Au bord de la bande de conduction, E_0 devient 0 et donc on peut définir $E'' = E' - E_{21}$. En conséquence, $\rho_c(E - E_c)$ devient: $\rho_c(E')$ tandis que: $\rho_v(E_v - E)$ est déplacé pour devenir $\rho_v(E'')$. En substituant A_{21} dans l'équation ci-dessus, l'émission spontanée devient :

$$r_{spont}(E_{21}) = \frac{4\pi n_g q^2 E_{21}}{m_0^2 \epsilon_0 h^2 c^3} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_c(E') f(E') \cdot \rho_v(E'') [1 - f(E'')] dE' \quad (1.71)$$

Sous la règle de k-sélection relaxée, la matrice de la quantité de mouvement M peut être considérée indépendante d'énergie et donc elle est sortie de l'intégration. Ce qui reste dans l'intégration est la densité du trou et (P) de l'électron (N). Par conséquent, l'équation (1.71) peut être simplifiée pour donner :

$$r_{spont}(E_{21}) = \frac{4\pi n_g q^2 E_{21}}{m_0^2 \epsilon_0 h^2 c^3} |M|^2 PN \quad (1.72)$$

Dans une gamme étroite d'énergie photonique, $E_{21} \approx E_0$ est assez constant. En conséquence, le taux total d'émission spontanée (R_{sp}) peut s'écrire :

$$R_{sp} \equiv \int r_{spont}(E)dE = \frac{4\pi n_s q^2 E_0}{m_0^2 \epsilon_0 h^2 c^3} |M|^2 PN = B \cdot NP \quad (1.73)$$

Ici, B est communément appelé le coefficient de recombinaison radiatif. Dans la plupart des cas, les densités d'électrons et de trous sont les mêmes et donc l'équation (1. 73) peut être écrit comme :

$$R_{sp} = BN^2 \quad (1.74)$$

1.4 Equations d'ondes couplées dans les lasers DFB à semi-conducteur

Pour comprendre les caractéristiques opérationnelles d'un laser DFB à semi-conducteur, il est nécessaire de considérer la propagation d'onde dans des structures périodiques. La perturbation diélectrique induite par le râpage ou l'ondulation conduit à un couplage entre les ondes de propagation vers aller et retour. Historiquement, diverses approches ont été adoptés, comme la théorie des ondes couplées [16,17] et l'analyse des ondes de Bloch [18]. Bien que ces méthodes se soient avérées équivalentes [19], les chercheurs ont été passionnés par la théorie des ondes couplées en raison de sa facilité de compréhension, et parce que des algorithmes numériques peuvent être implémentés pour résoudre les équations [20].

Dans un milieu homogène, sans source et sans perte, n'importe quel champ électrique harmonique doit satisfaire l'équation d'onde vectorielle [21] :

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 n^2 \vec{E} = 0 \quad (1.75)$$

Où la dépendance temporelle du champ électrique est supposée être $e^{j\omega t}$, n est l'indice de réfraction et k_0 est la constante de propagation de l'espace libre.

Dans un laser à semi-conducteur qui a une structure transversalement et latéralement confinée, le champ électrique doit satisfaire à l'équation d'onde homogène unidimensionnelle telle que :

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} + k^2(z) \right] E(z) = 0 \quad (1.76)$$

Considérons une empile multi-diélectrique dans laquelle des ondulations périodiques sont formées le long d'une limite comme illustré à la figure. 1.5.

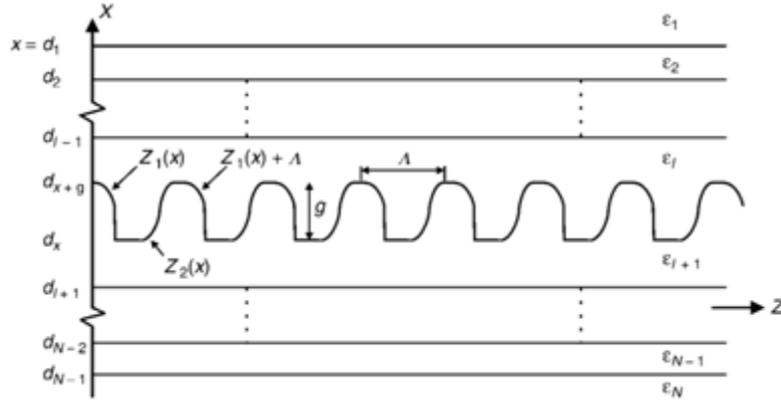


Figure 1.5: Couches multi-diélectriques générales utilisées pour montrer la perturbation de l'indice de réfraction gain d'amplitude $Z_1(x)$ et $Z_2(x)$ sont deux fonctions ondulées.

La permittivité complexe du matériel dans chaque couche est notée ε_j tandis que : g et Λ sont respectivement la hauteur et la période d'ondulation. Avec des ondulations s'étendant le long de la direction longitudinale, la constante de propagation de l'onde, $k(z)$ pourrait s'écrire :

$$k^2(z) = \omega^2 \mu \varepsilon' \quad (1.77)$$

Où : $n(z)$ et $\alpha(z)$ sont respectivement l'indice de réfraction et le coefficient de gain d'amplitude. Dans la zone de réseau ($d_x \leq x \leq d_x + g$), la perturbation est introduite de telle sorte que la réfraction l'indice et le coefficient de gain d'amplitude deviennent [16,20]:

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cos(2\beta_0 z + \Omega) \quad (1.79)$$

Et :

$$\alpha(z) = \alpha_0 + \Delta \alpha \cos(2\beta_0 z + \Omega + \theta) \quad (1.80)$$

Ici, n_0 et α_0 sont respectivement les valeurs à l'équilibre de l'indice de réfraction et du gain d'amplitude, Δn et $\Delta \alpha$ sont les termes de modulation d'amplitude, Ω est le résidu non nul de phase à l'origine de l'axe z , β_0 est la constante de propagation. Dans l'équation ci-dessus, θ est de la différence de phase relative entre les perturbations de l'indice de réfraction et le gain d'amplitude. Supposons qu'il y ait une onde plane incidente entrant dans un guide d'ondes périodique sans perte à un angle de ϕ , comme le montre la figure. 1.6. La constante de propagation de l'onde est supposée d'être β_0 .

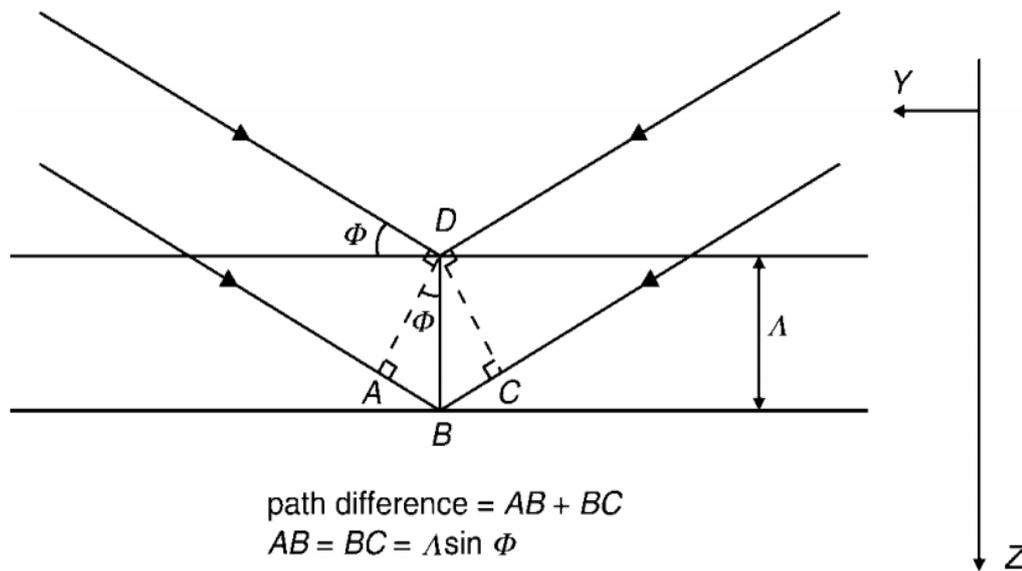


Figure 1.6: Un modèle simple utilisé pour expliquer les conditions de Bragg dans un guide d'ondes périodique.

À chaque intervalle périodique de Λ , l'onde incidente connaîtra le même degré de changement d'indice de réfraction de sorte que l'onde incidente sera réfléchi dans la même direction. Pour un guide d'onde constitué de N ondulations périodiques, il y aura N ondelettes réfléchies. Dans l'ordre que deux ondelettes réfléchies s'additionnent en phase ou interfèrent de manière constructive, la différence de phase entre les ondelettes réfléchies doit être un multiple de 2 . En d'autres termes :

$$\beta_0 (AB + BC) = \beta_0 (2\Lambda \sin \phi) = 2m\pi \quad (1.81)$$

Où : m est un nombre entier. Si l'onde incidente approche maintenant plus ou moins à un angle droit au front d'onde (c'est-à-dire : $\phi \approx \pi/2$), l'équation (1.81) devient :

$$2\beta_0\Lambda = 2m\pi \quad (1.82)$$

C'est ce qu'on appelle la condition de Bragg, et β_0 devient la constante de propagation de Bragg. L'entier m montré dans l'équation ci-dessus définit l'ordre de diffraction de Bragg. Sauf si Autrement dit, la résonance de Bragg de premier ordre ($m = 1$) est supposée. Comme un laser forme une cavité résonnante auto-entretenu, la condition de Bragg doit être satisfaite [16]. Réarranger l'équation (1.82) donne :

$$\beta_0 \equiv \frac{2\pi n_0}{\lambda_B} \equiv \frac{n_0 \omega_B}{c} = \frac{\pi}{\Lambda} \quad (1.83)$$

Où : λ_B et ω_B sont respectivement la longueur d'onde de Bragg et la fréquence de Bragg. De l'équation (1.83), il est clair que la constante de propagation de Bragg est liée à la période de réseau physique Λ . En modifiant la période de réseau Λ , la longueur d'onde de Bragg peut être décalée selon l'application spécifique. En utilisant une analyse de petit signal, les perturbations de l'indice de réfraction et du gain sont toujours plus petit que leurs valeurs moyennes, c'est-à-dire :

$$\Delta n \ll n_0 ; \Delta \alpha \ll \alpha_0 \quad (1.84)$$

La substitution les équations de (1.79) et (1.80) en (1.77) en utilisant l'hypothèse ci-dessus génère :

$$k^2(z) = k_0^2 n_0^2 + j2k_0 n_0 \alpha_0 + 2k_0 [k_0 n_0 + j\alpha_0] \Delta n \cos(2\beta_0 z + \Omega) + \dots + 2jk_0 n_0 \Delta \alpha \cos(2\beta_0 z + \Omega + \theta) \quad (1.85)$$

Avec : $k_0 n_0$ remplacé par β et $\alpha_0 < \beta$, l'équation ci-dessus devient :

$$k^2(z) \approx \beta^2 + 2j\beta\alpha_0 + 2\beta \left[\frac{\pi\Delta n}{\lambda} + j\frac{\Delta\alpha}{2} e^{j\theta} \right] e^{j(2\beta_0 z + \Omega)} + 2\beta \left[\frac{\pi\Delta n}{\lambda} + j\frac{\Delta\alpha}{2} e^{-j\theta} \right] e^{-j(2\beta_0 z + \Omega)} \quad (1.86)$$

Pour le cas où : $\theta = 0$, on peut simplifier l'équation (1.85) à [20] :

$$k^2 \approx \beta^2 + 2j\beta\alpha_0 + 4\beta \left[\frac{\pi\Delta n}{\lambda} + j\frac{\Delta\alpha}{2} \right] \cos(2\beta_0 z + \Omega) \quad (1.87)$$

En recueillant tous les termes perturbés, on peut définir un paramètre [16,22,23] tel que :

$$\kappa = \frac{\pi\Delta n}{\lambda} + \frac{\Delta\alpha}{2} = \kappa_i + j\kappa_g \quad (1.88)$$

Ici, κ_i comprend toutes les contributions de la perturbation de l'indice de réfraction tandis que κ_g couvre tous contributions de la perturbation de gain. Le paramètre introduit dans l'équation ci-dessus est connu comme le coefficient de couplage. Après une série de simplifications, l'équation (1.87) devient :

$$k \approx \beta^2 + 2j\beta\alpha_0 + 4\kappa\beta \cos(2\beta_0 z + \Omega) \quad (1.89)$$

En remplaçant l'équation ci-dessus dans l'équation d'onde, on se retrouve avec :

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \left\{ \beta^2 + 2j\beta\alpha_0 + 2\kappa\beta e^{j(2\beta_0 z + \Omega)} + 2\kappa\beta e^{-j(2\beta_0 z + \Omega)} \right\} E = 0 \quad (1.90)$$

Où la fonction cosinus représentée dans l'équation (1.89) a été exprimée sous forme de phaseur. La solution triviale de l'équation d'onde scalaire pourrait être représentée par la superposition linéaire de deux ondes opposées progressives aller et retour telles que :

$$E(z) = A(z)e^{-jk_{um}z} + B(z)e^{jk_{um}z} \quad (1.91)$$

Avec :

$$k_{um}^2 = \beta^2 + 2j\beta\alpha_0 \approx (\beta + j\alpha_0)^2 \quad (1.92)$$

Dans l'équation ci-dessus, $A(z)$ et $B(z)$ sont des amplitudes complexes des ondes progressives aller et retour [20]. k_{um} est la constante de propagation complexe pour la structure non perturbée avec : $\Delta n = \Delta\alpha = 0$, (c'est-à-dire $\kappa = 0$). Depuis $k_{um} = \beta + j\alpha_0$, la solution de l'équation d'onde peut également être exprimée en termes de la constante de propagation réelle, telle que :

$$E(z) = A(z)e^{\alpha_0 z} e^{-j\beta z} + B(z)e^{-\alpha_0 z} e^{j\beta z} = C(z)e^{-j\beta z} + D(z)e^{j\beta z} \quad (1.93)$$

Afin de satisfaire la condition de Bragg montrée dans l'équation (1.82), la constante de propagation β , devrait être suffisamment proche de la constante de propagation de Bragg

β_0 , pour une différence absolue entre les deux soit beaucoup plus petite que la constante de propagation de Bragg. Dans autres termes :

$$|\beta - \beta_0| \ll \beta_0 \quad (1.93)$$

Une telle différence entre les deux constantes de propagation est communément appelée le facteur de désaccord ou coefficient de désaccord δ , qui est défini comme :

$$\delta = \beta - \beta_0 \quad (1.94)$$

En d'autres termes, la solution triviale peut également être exprimée en termes de constante de propagation de Bragg, c'est-à-dire :

$$E(z) = C(z)e^{-\delta z}e^{-j\beta_0 z} + D(z)e^{\delta z}e^{j\beta_0 z} = E^+(z)e^{-j\beta_0 z} + E^-(z)e^{j\beta_0 z} \quad (1.95)$$

Où : E^+ et E^- sont des termes d'amplitude complexes. Depuis que la période de réseau Λ dans un laser DFB à semi-conducteur est généralement fixe et donc la constante de propagation de Bragg, Il est commode de considérer l'équation (1.95) comme la solution triviale de l'équation d'onde scalaire. En substituant l'équation (1.95) dans l'équation (1.90), on obtient l'équation suivante :

$$\begin{aligned} & \left(E^{+''} - 2j\beta_0 E^{+'} - \beta_0^2 E^+ + \beta^2 E^+ + 2j\beta\alpha_0 E^+ \right) e^{-j\beta_0 z} + \left(E^{-''} + 2j\beta_0 E^{-'} - \beta_0^2 E^- + \beta^2 E^- + 2j\beta\alpha_0 E^- \right) e^{j\beta_0 z} \\ & \dots\dots + 2\kappa\beta \left(e^{2j\beta_0 z} e^{j\Omega} + e^{-2j\beta_0 z} e^{-j\Omega} \right) \left(E^+ e^{-j\beta_0 z} + E^- e^{j\beta_0 z} \right) = 0 \end{aligned} \quad (1.96)$$

Où $E^{+''}$ et $E^{+'}$ sont les dérivées de premier et second ordre de E^+ . De même, $E^{-''}$ et $E^{-'}$ représentent les dérivées de premier et second ordre de E^- . Avec des amplitudes lentement variables, les dérivées d'ordre élevé comme $E^{+''}$ et $E^{-''}$ deviennent négligeables lorsqu'on les compare avec leurs termes de premier ordre. En séparant l'équation ci-dessus en deux groupes, chacun ayant une dépendance exponentielle similaire, on peut obtenir une paire d'équations d'ondes couplées :

$$\frac{dE^+}{dz} = (\alpha_0 - j\delta)E^+ + j\kappa E^- \quad (1.97)$$

$$\frac{dE^-}{dz} = (\alpha_0 - j\delta)E^- + j\kappa E^+ \quad (1.98)$$

L'équation (1.97) recueille tous les termes de phase $\exp(-j\beta_0 z)$ se propageant le long de la direction des z positif, tandis que l'équation (1.98) rassemble tous les termes de phase $\exp(j\beta_0 z)$ se propageant le long de la direction négative. Depuis $|\delta| \ll \beta$, d'autres termes de phase en évolution rapide tels que: $\exp(\pm 3j\beta_0 z)$ ont été abandonnés. En dérivant les équations ci-dessus, l'approximation suivante a été assumé :

$$\frac{\beta^2 - \beta_0^2}{2\beta_0} \approx \beta - \beta_0 = \delta \quad (1.99)$$

$$\kappa = \kappa_i + j\kappa_j \quad (1.100)$$

κ est la forme générale [24] connue sous le coefficient de couplage

Pour les lasers DFB indice-couplé :

$$\kappa_j = 0$$

Pour les lasers DFB gain-couplé :

$$\kappa_i = 0$$

En ajoutant la dépendance temporelle, en reconnaissant que les champs se déplacent avec la vitesse de groupe, et en ajoutant en termes d'excitation par émission spontanée et remplaçant l'amplitude du gain à l'équilibre α_0 par le gain net en régime transitoire G , on obtient :

$$\frac{1}{C_G} \frac{\partial E^+(z,t)}{\partial t} + \frac{\partial E^+(z,t)}{\partial z} = (G(z,t) - j\delta(z,t))E^+(z,t) + j\kappa(z)E^- + \xi_+(z,t) \quad (1.101)$$

$$\frac{1}{C_G} \frac{\partial E^-(z,t)}{\partial t} - \frac{\partial E^-(z,t)}{\partial z} = (G(z,t) - j\delta(z,t))E^-(z,t) + j\kappa(z)E^+ + \xi_-(z,t) \quad (1.102)$$

Ces équations sont appelées les des équations ondes couplées dépendant du temps. Dans les prochains chapitres nous allons explorer en détail ces équations et leur utiliser extensivement pour la modélisation des différents types des lasers à semi-conducteur.

Conclusion du chapitre 1

Dans ce chapitre, les principes de fonctionnement des lasers, en particulier le laser à semi-conducteur, ont été présentés. Pour construire un oscillateur auto-entretenu comme un laser, il est important que l'état d'inversion de population soit satisfait et un résonateur optique est formé. Le Laser Fabry- Pérot à semi-conducteurs qui forme la cavité optique résonnante la plus simple a limité applications en raison de son large spectre de gain, comme les oscillations multimodes et les sauts de mode instable sont communs dans ce type de laser. Dans les systèmes de communication optiques cohérents, il est important que la source optique génère une seule mode longitudinal stable. Avec des ondulations périodiques intégrées le long de la direction de propagation, un mode longitudinal unique le fonctionnement devient réalisable dans le laser à semi-conducteur DFB. L'ondulation intégrée agit comme un filtre passe-bande optique de sorte que seules les fréquences avec des composants proches de la fréquence de Bragg sont autorisées à passer. Les principes opérationnels des DFB ont été expliqués à l'aide des équations d'onde couplées.

Bibliographie du chapitre 1

- [1] Yariv, Amnon. Quantum Electronics. New York: John Wiley & Sons, 1989.
- [2] Yariv, Amnon, and Huey-Daw Wu. Solutions Manual for Optical Electronics in Modern Communications. Oxford University Press, USA, 1997.
- [3] H. C. Casey, Jr., and Morton B. Panish. Heterostructure Lasers: Part B : Materials and Operating Characteristics. Academic Pr, 1978.
- [4] Agrawal, Govind. Long-Wavelength Semiconductor Lasers. Springer, 2012.
- [5] Petermann, Klaus. Laser Diode Modulation and Noise. Springer Science & Business Media, 2012.
- [6] Adams, M. J., Steventon, A. G., Delvin, W. J. and Henning, I. D., " Semiconductor Lasers for LongWavelength Optical-Fibre Communications Systems," IEE material & devices series, ed. Dr. N. Parkman and Prof. D. V. Morgan, no. 4. London: Peter Peregrinus, 1987.
- [7] Lasher, Gordon, and Frank Stern. "Spontaneous and Stimulated Recombination Radiation in Semiconductors." Physical Review 133, no. 2A (1964), A553-A563. doi:10.1103/physrev.133.a553.
- [8] Osin'ski, M., M. Polish, and M.J. Adams. "Gain spectra of quaternary semiconductors." IEE Proceedings I Solid State and Electron Devices 129, no. 6 (1982), 229. doi:10.1049/ip-i-1.1982.0051.
- [9] Ghafoori-Shiraz, H. "Temperature, bandgap-wavelength, and doping dependence off peak-gain coefficient parabolic model parameters for InGaAsP/InP semiconductor laser diodes." Journal of Lightwave Technology 6, no. 4 (1988), 500-506. doi:10.1109/50.4031.
- [10] Westbrook, L.D. "Addendum: Measurement of dg/dN and dn/dN and their dependence on photon energy in $\Lambda = 1.5 \mu\text{m}$ InGaAsP laser diodes." IEE Proceedings J Optoelectronics 134, no. 2 (1987), 122. doi:10.1049/ip-j.1987.0020.
- [11] Bissessur, H. "Effects of hole burning, carrier-induced losses and the carrier-dependent differential gain on the static characteristics of DFB lasers." Journal of Lightwave Technology 10, no. 11 (1992), 1617-1630. doi:10.1109/50.184901.

- [12] Chu, C.Y.J., and H. Ghafouri-Shiraz. "A simple method to determine carrier recombinations in a semiconductor laser optical amplifier." *IEEE Photonics Technology Letters* 5, no. 10 (1993), 1182-1185. doi:10.1109/68.248421.
- [12] Chu, C.Y.J., and H. Ghafouri-Shiraz. "A simple method to determine carrier recombinations in a semiconductor laser optical amplifier." *IEEE Photonics Technology Letters* 5, no. 10 (1993), 1182-1185. doi:10.1109/68.248421.
- [13] Manning, J., R. Olshansky, and Chin Su. "The carrier-induced index change in AlGaAs and 1.3 μm InGaAsP diode lasers." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 19, no. 10 (1983), 1525-1530. doi:10.1109/jqe.1983.1071749.
- [14] Bennett, B.R., R.A. Soref, and J.A. Del Alamo. "Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 26, no. 1 (1990), 113-122. doi:10.1109/3.44924.
- [15] Kotaki, Y., and H. Ishikawa. "Wavelength tunable DFB and DBR lasers for coherent optical fibre communications." *IEE Proceedings J Optoelectronics* 138, no. 2 (1991), 171. doi:10.1049/ip-j.1991.0030.
- [16] Kogelnik, H., and C. V. Shank. "Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers." *Journal of Applied Physics* 43, no. 5 (1972), 2327-2335. doi:10.1063/1.1661499.
- [17] Kogelnik, H., "Coupled wave theory for a thick hologram grating," *Bell Syst. Tech. J.*, 48, 2909–2947, 1969.
- [18] Shyh Wang. "Principles of distributed feedback and distributed Bragg-reflector lasers." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 10, no. 4 (1974), 413-427. doi:10.1109/jqe.1974.1068152.
- [19] Yariv, A., and A. Gover. "Equivalence of the coupled-mode and Floquet-Bloch formalisms in periodic optical waveguides." *Applied Physics Letters* 26, no. 9 (1975), 537-539. doi:10.1063/1.88247.
- [20] Streifer, W., R. Burnham, and D. Scifres. "Effect of external reflectors on longitudinal modes of distributed feedback lasers." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 11, no. 4 (1975), 154-161. doi:10.1109/jqe.1975.1068581.

[21] Balanis, C. A., "Advances in Engineering Electromagnetics". New York: John Wiley & Sons, 1989.

[22] David, K., G. Morthier, P. Vankwikelberge, R.G. Baets, T. Wolf, and B. Borchert. "Gain-coupled DFB lasers versus index-coupled and phase shifted DFB lasers: a comparison based on spatial hole burning corrected yield." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 27, no. 6 (1991), 1714-1723. doi:10.1109/3.89938.

[23] David, K., J. Buus, G. Morthier, and R. Baets. "Coupling coefficients in gain-coupled DFB lasers: inherent compromise between coupling strength and loss." *IEEE Photonics Technology Letters* 3, no. 5 (1991), 439-441. doi:10.1109/68.93871.

[24] David, K., J. Buus, and R.G. Baets. "Basic analysis of AR-coated, partly gain-coupled DFB lasers: the standing wave effect." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 28, no. 2 (1992), 427-434. doi:10.1109/3.123269.

[25] Luo, Y., Y. Nakano, K. Tada, T. Inoue, H. Hosomatsu, and H. Iwaoka. "Fabrication and characteristics of gain-coupled distributed feedback semiconductor lasers with a corrugated active layer." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 27, no. 6 (1991), 1724-1731. doi:10.1109/3.89997.

[26] Nakano, Yoshiaki, Yi Luo, and Kunio Tada. "Facet reflection independent, single longitudinal mode oscillation in a GaAlAs/GaAs distributed feedback laser equipped with a gain-coupling mechanism." *Applied Physics Letters* 55, no. 16 (1989), 1606-1608. doi:10.1063/1.102254.

[27] David, K., G. Morthier, P. Vankwikelberge, and R. Baets. "Yield analysis of non-AR-coated DFB lasers with combined index and gain coupling." *Electronics Letters* 26, no. 4 (1990), 238. doi:10.1049/el:19900160.

[28] Luo, Y., Y. Nakano, K. Tada, T. Inoue, H. Hosomatsu, and H. Iwaoka. "Purely gain-coupled distributed feedback semiconductor lasers." *Applied Physics Letters* 56, no. 17 (1990), 1620-1622. doi:10.1063/1.103144.

[29] Morthier, G., P. Vankwikelberge, K. David, and R. Baets. "Improved performance of AR-coated DFB lasers for the introduction of gain coupling." *IEEE Photonics Technology Letters* 2, no. 3 (1990), 170-172. doi:10.1109/68.50879.

- [30] Kapon, E., A. Hardy, and A. Katzir. "The effect of complex coupling coefficients on distributed feedback lasers." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 18, no. 1 (1982), 66-71. doi:10.1109/jqe.1982.1071364.
- [31] Streifer, W., D. Scifres, and R. Burnham. "Analysis of grating-coupled radiation in GaAs:GaAlAs lasers and waveguides - I." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 12, no. 7 (1976), 422-428. doi:10.1109/jqe.1976.1069175.
- [32] Streifer, W., D. Scifres, and R. Burnham. "Coupling coefficients for distributed feedback single- and double-heterostructure diode lasers." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 11, no. 11 (1975), 867-873. doi:10.1109/jqe.1975.1068539.
- [33] Correc, P. "Coupling coefficients for partially meltback trapezoidal gratings." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 24, no. 10 (1988), 1963-1965. doi:10.1109/3.8526.
- [34] Ghafouri-Shiraz, H., and B.S.K. Lo. "Computation of coupling coefficient contours for a five-layer trapezoidal grating structure." *Optics & Laser Technology* 26, no. 1 (1994), 45-48. doi:10.1016/0030-3992(94)90010-8.
- [35] Handa, K., S. T. Peng, and T. Tamir. "Improved perturbation analysis of dielectric gratings." *Applied Physics* 5, no. 4 (1975), 325-328. doi:10.1007/bf00928020.
- [36] Ghafouri-Shiraz, H., "Single transverse mode condition in long wavelength SCH semiconductor laser diodes," *Trans. IEICE, E* 70(2), 130-134, 1987.
- [37] Adams, M. J. *An Introduction to Optical Waveguides*. John Wiley & Sons, 1981.
- [38] Kazarinov, R., and C. Henry. "Second-order distributed feedback lasers with mode selection provided by first-order radiation losses." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 21, no. 2 (1985), 144-150. doi:10.1109/jqe.1985.1072627.
- [39] Streifer, W., and A. Hardy. "Analysis of two-dimensional waveguides with misaligned or curved gratings." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 14, no. 12 (1978), 935-943. doi:10.1109/jqe.1978.1069735.
- [40] Correc, P. "Coupling coefficients for partially meltback trapezoidal gratings." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 24, no. 10 (1988), 1963-1965. doi:10.1109/3.8526.

2

Modélisation mathématique des lasers à semi-conducteur

2.1 Introduction

Il existe deux méthodes classiques pour la modélisation mathématique du comportement des lasers à semi-conducteur. La première méthode applique le concept d'échange de particule photon/électron, ou on discute le taux d'absorption et d'émission des photons avec le taux de recombinaison des électrons et des trous, assurant à chaque étape qu'il existe un équilibre détaillé entre la génération du photon et la recombinaison électron/trou conduisant à la conservation des particules et de l'énergie. C'est l'approche standard de modèle appelé le modèle des équations d'évolution (en anglais : rate equations model) qui sera présenté dans la section 2.2, cette approche est robuste et bien documentée mais peut être difficile à appliquer lorsqu'il existe de fortes non-uniformités, et même plus difficile lorsque la phase du champ électromagnétique est importante. Pour les lasers à rétroaction répartie (DFB) et certains types des lasers Fabry-Pérot, à la fois la phase du champ et les non-uniformités sont importantes et il faut donc abandonner modèle des équations d'évolution en faveur d'une approche basée sur l'interaction entre les champs électromagnétiques et les dipôles électriques dans un milieu optique active, c'est le modèle temporel à ondes progressives (en anglais : Time Domain Traveling Wave (TDTW) Model), qui sera présenté dans la section 2.4. Ce chapitre présente ces deux modèles et montre qu'ils sont, en effet, juste différents aspects de la même physique de conservation de l'énergie et sont entièrement compatibles l'une avec l'autre. L'analyse du champ électromagnétique est essentielle lorsque l'indice de réfraction/permittivité change périodiquement à l'intérieur du laser. Le chapitre se termine par une simulation numérique des deux modèles pour décrire le comportement statique et dynamique des lasers Fabry-Pérot et DFB à semi-conducteur.

2.2 Model des équations d'évolution

Un point de départ naturel dans la modélisation des lasers à semi-conducteur utilise l'approche basée sur le modèle des équations d'évolution. Comprendre la technique est la plus simple avec un laser idéal uniforme où il y a un guide d'onde qui détermine le motif fixe transversal du mode optique. Dans ce modèle, il y a une densité approximativement uniforme de photons étant guidée le long d'une zone P (typiquement l'ordre d'un

micromètre carré ou plus) et de longueur L (typiquement quelques centaines de micromètres), donnant un volume actif total égal à : $V = LP$. Ces photons S interagissent avec une densité uniforme d'électrons N dans un volume actif : $\Gamma V = L\Gamma P$. Comme nous l'avons évoqué dans le précédent chapitre, les photons ne sont pas aussi faciles à confiner à une région précise d'une façon dont les électrons et les trous sont confinés à la région active à travers des doubles hétérojonctions. Le concept de facteur de confinement avec zone efficace si a été discuté dans (section 1.3 du chapitre 1) et : $\Gamma < 1$ est alors le rapport des distributions effectives des surfaces uniformes équivalentes de gain et de la densité de photons.

2.2.1 L'équation d'évolution de la densité des photons

Le taux de changement du nombre de photons dans une telle cavité laser est donné à partir d'une équation de la forme [1] :

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma G_m(N)S - \alpha_m S - \frac{S}{\tau_p} + \Gamma \beta \frac{N}{\tau_{sp}} \quad (2.1)$$

Le premier terme sur le côté droit dans l'équation (2.1) donne le taux d'émission stimulée de photons par les électrons dans la région active du laser, déterminé par le coefficient de gain de puissance optique du matériau $G_m(N)$ par unité de temps. La densité des photons est considérée comme uniforme de sorte que tous les effets d'ondes stationnaires ont été négligés, seuls les photons dans la région de gain électronique, d'un volume ΓV , expérience le gain donc le facteur de confinement Γ apparaît ici. Le second terme est l'absorption de la puissance optique du matériau/guide par unité de temps déterminée par un paramètre α_m ; Ce terme explique l'absorption des photons à l'extérieur de la région du gain. La durée de vie des photons τ_p dans le troisième terme de l'équation (2.1) donne une estimation du taux de fuite de photons hors de la cavité. Le dernier terme N/τ_{sp} donne l'émission spontanée causé par les électrons se recombinent spontanément avec des trous, ce qui donne une émission aléatoire de la lumière sur une gamme de fréquences et dans toutes les directions. Seules les fréquences et les directions qui peuvent se coupler au mode laser peuvent participer à l'interaction stimulée de sorte qu'il y a généralement un facteur de couplage $\beta \sim 10^{-5} \ll 1$. Lorsque le dispositif oscille fortement, on peut souvent ignorer la

contribution spontanée, mais elle est essentielle autour du seuil pour exciter l'action du laser. La recombinaison électron-trou fournit l'émission stimulée sur le plus petit volume ΓV que le volume V occupé par les photons dans son ensemble.

Le facteur de confinement est alors la méthode pratique « à un seul paramètre » de modélisation de distributions transversales compliquées de photons et d'électrons en supposant que les motifs transversaux sont fixés par les mécanismes de guidage et ne sont pas changer de manière significative avec l'intensité optique ou la densité de porteurs. Cette hypothèse n'est pas toujours vraie, puis des modifications sérieuses doivent être faites. C'est généralement une bonne approximation quand les photons sont guidés par des changements bien conçus de l'indice de réfraction dans la structure matérielle plutôt que d'être guidée par l'électronique induit le gain optique. L'émission spontanée pourrait avoir un léger facteur de confinement différent de celui pour le gain stimulé, à cause des différentes distributions, mais cette complication est ignorée dans notre modélisation.

2.2.2 L'équation d'évolution de la densité des porteurs

L'équation d'équivalente pour le taux de changement des électrons dans la région d'interaction est donnée par [1] :

$$\frac{dN}{dt} = -\Gamma G_m(N)S - \frac{\Gamma N}{\tau_s} + \frac{J(t)}{qv} \quad (2.2)$$

Où le premier terme sur le côté droit est la contrepartie du terme placé de manière similaire dans l'équation (2.1) ce qui donne le taux de suppression des électrons de la région d'interaction causée par la recombinaison stimulée associée au gain de puissance optique du matériau. Le terme N/τ_s donne le taux net de la recombinaison spontanée, représentant ceci pour la simplicité par un taux unique (dépendant du transporteur) $1/\tau_s$. La différence entre les constantes de temps τ_s et τ_{sp} est que cette dernière se rapporte uniquement à la recombinaison radiative donnant des photons qui peuvent interagir avec le champ laser alors que la première couvre toutes les recombinaisons y compris les recombinaisons non radiatives. Cette recombinaison en détail est composée des trois principaux facteurs :

$$\frac{1}{\tau_s} = A + BN + CN^2 \quad (2.3)$$

Le premier terme du côté droit de l'équation (2.3) est le coefficient de recombinaison linéaire (probabilité de l'émission spontanée), le second terme est la recombinaison biomoléculaire, proportionnel à N , radiatif, et le dernier de terme représente le de recombinaison Auger généralement non radiatif.

Le dernier terme de l'équation (2.2) est déterminé par le courant d'injection qui pousse les électrons à un taux $J(t)/q$ dans la bande de conduction à l'intérieur de la région d'interaction. Ce courant d'injection est la source d'électrons et, dans des conditions d'équilibre, il doit équilibrer le taux net de perte causés par toutes les formes de recombinaison.

2.3 Problèmes d'équilibre des particules

Les équations d'évolution développées ici ne nécessitent pas de théorie quantique ou de théorie électromagnétique. Elles s'appuient sur les concepts d'un bilan détaillé du nombre de particules générées, absorbé ou perdu d'une région donnée, donc elles ne peuvent pas donner explicitement des informations sur la fréquence d'oscillation, même si l'on utilise des informations spécifiques sur le gain en fonction de la fréquence [2]. Dans la forme présentée ici, les équations d'évolution ne tenir pas en compte des non-uniformités et ne permettent pas la phase du champ optique qui peut créer des nouveaux effets dans les lasers DFB [2]. Les lasers DFB sont sensibles aux non-uniformités du champ optique ainsi que reposant sur le changement de phase prudent des champs par rapport au réseau de Bragg, et donc les équations d'évolution simples ne peuvent pas réussir à modéliser le comportement des structures compliquée. D'autres équations sont également nécessaires s'il y a des retards ou perte de porteurs entre leur injection dans la structure laser aux contacts et les transporteurs atteignant la région de recombinaison réelle. Malgré leurs lacunes, l'approche des équations d'évolution est les fondements clés pour construire les relations entre l'approche des particules des équations d'évolution et la théorie électromagnétique.

2.4 Le modèle temporel à ondes progressives TDTW

2.4.1 Equations de champs optiques

Le modèle temporel à ondes progressives (en anglais: le Time Domain Traveling Wave TDTW) est basée sur les équations d'advection comme mis en avant par Carrol [3], dérivé des équations de Maxwell, les équations des ondes couplées dépendantes du temps qui régissent la propagation spatio-temporelle des enveloppes lentement variable des ondes optique aller et retour $E^+(z,t)$ et $E^-(z,t)$ dans les dispositifs actifs/passifs peuvent être écrits comme(résultat du chapitre 1) [3]:

$$\frac{1}{C_G} \frac{\partial E^+(z,t)}{\partial t} + \frac{\partial E^+(z,t)}{\partial z} = (G(z,t) - j\delta(z,t))E^+(z,t) + j\kappa(z)E^- + \xi_+(z,t) \quad (2.4)$$

$$\frac{1}{C_G} \frac{\partial E^-(z,t)}{\partial t} - \frac{\partial E^-(z,t)}{\partial z} = (G(z,t) - j\delta(z,t))E^-(z,t) + j\kappa(z)E^+ + \xi_-(z,t) \quad (2.5)$$

Où : C_G est la vitesse du groupe. $\kappa(z)$ est le coefficient de couplage qui couple les ondes aller et retour due au réseau de Bragg dans les lasers DFB, cette coefficient est nulle pour les lasers F-P.

$G(z,t)$ est le gain optique net donnée par :

$$G(z,t) = \frac{1}{2} (\Gamma G_N \{N(z,t) - N_0\} - \alpha_m) \quad (2.6)$$

Où : G_N est le coefficient de gain différentiel, α_m est la perte interne et Γ est facteur le confinement optique décrivant la proportion de la puissance optique qui se déplace dans la région active, N_0 est la densité de porteurs à la transparence.

La saturation du gain dans les lasers à semi-conducteur peut être considérée comme résultat de trois mécanismes. Si aucun courant de polarisation n'est présent, le laser est dit non pompé, donc peu d'états de la bande de conduction sont occupés, et la plupart des états de la bande de valence sont pleins, donc l'absorption optique par unité de longueur est essentiellement limitée par la force de l'interaction (lié à la durée de vie spontanée) et la densité volumique des états. Même avec un pompage très fort ou plein inversion se produire, le gain maximum par unité de longueur peut seulement approcher l'absorption

maximale par unité de longueur. Cette "saturation de gain" signifie que le gain est non-linéaire avec la densité des porteurs dans le laser et cela s'applique à tous les matériaux, mais l'effet est particulièrement perceptible dans les puits quantiques unique.

Une cause de saturation similaire mais distincte est induite optiquement. Dans ce dernier cas, pour un courant de polarisation donné à des puissance optique relativement haute, le taux de transitions stimulées réduit la densité de porteurs à faibles puissances optiques. Cette saturation est naturellement prise en compte à travers le gain décroissant avec la densité des porteurs.

Enfin, même si la densité moyenne des porteurs était maintenue par un courant d'injection fort qui conduit à des hautes puissances optiques, la puissance optique élevée à une énergie particulière des photons provoque la distribution des électrons et des trous pour sortir de leur propagation d'équilibre des énergies dans les bandes de conduction et de valence, et le gain est réduit à la fréquence d'oscillation. Ce type de la saturation est traitée en introduisant un paramètre de saturation gain de premier ordre ε appeler le coefficient de saturation de gain non linéaire et donc le gain optique net dans (2.6) est réécrit par :

$$G(z, t) = \frac{\Gamma G_N \{N(z, t) - N_0\}}{2(1 + \varepsilon S)} - \frac{\alpha_m}{2} \quad (2.7)$$

S est la densité de photons. Donc $G_N \{N(z, t) - N_0\}$ est le gain a une puissance optique nulle, et $\Gamma G_N \{N(z, t) - N_0\} / 2(1 + \varepsilon S)$ est le gain a une densité de photon S .

La densité des photons S est donnée par :

$$S(z, t) = |E^+(z, t)|^2 + |E^-(z, t)|^2 \quad (2.8)$$

Le facteur de désaccord $\delta(z, t)$ dans les équations (2.4) et (2.5) indiquent l'écart de constante propagation à partir de la condition de Bragg définit comme suit :

$$\delta(z, t) = \beta_\lambda - \beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{eff}(z, t) - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (2.9)$$

Λ est le pas du réseau de Bragg. $n_{eff}(z,t)$ est l'indice de réfraction effectif, qui est défini comme:

$$n_{eff}(z,t) = n_{eff}^0 - \Gamma \alpha_m G(z,t) \frac{\lambda_0}{4\pi} \quad (2.10)$$

n_{eff}^0 est l'indice de réfraction.

Pour les lasers (F-P) le facteur de désaccord, ne dépend qu` l'indice de réfraction.

$\xi_+(z,t)$ et $\xi_-(z,t)$ indiquent l'excitation spontanée associées aux champs optiques aller et retour, de telle sorte qu`une petite fraction d'émission spontanées β_{sp} couple au mode laser dans le guide d'ondes étroit. L'émission spontanée est fortement liée à la densité des porteurs ; par conséquent, il y a un facteur de confinement Γ_{sp} définissant la zone effective $\Gamma_{sp}P$ pour l'émission spontanée sur le guide avec Γ_{sp} similaire en ampleur avec le concept du facteur de confinement pour le gain Γ discuté dans la deuxième section.

Mathématiquement, l'émission spontanée peut être approchée comme un processus aléatoire gaussien qui a une moyenne nulle : $\langle \xi(z,t), \xi(z,t) \rangle = 0$ et satisfaisant la relation de corrélation suivante [4] :

$$\langle \xi(z,t), \xi^*(z',t') \rangle = K \Gamma_{sp} \beta_{sp} R_{sp} L \delta(t-t') \delta(z-z') / C_g^2 \quad (2.11)$$

K est le facteur d'élargissement latéral de Petermann, qui indique l'augmentation de l'angle d'acceptation de l'émission spontanée avec le gain.

R_{sp} est le taux de la recombinaison spontanée, L est la longueur de la cavité laser, et δ désigne la fonction delta de Dirac.

Avec une cavité laser de longueur L s'étendant dans la direction longitudinale de $z = 0$ à $z = L$, les conditions aux limites aux deux facettes de terminaison sont données par :

$$E^+(z=0,t) = r_1 E^-(z=0,t) \quad (2.12)$$

$$E^-(z=L,t) = r_2 E^+(z=L,t) \quad (2.13)$$

Où : r_1 et r_2 sont les coefficients de réflexion des champs optique aller et retour aux facette gauche et droite respectivement, qui sont donnés par :

$$r_1 = \sqrt{R_L} \exp(j\varphi_1) \quad (2.14)$$

$$r_2 = \sqrt{R_R} \exp(j\varphi_2) \quad (2.15)$$

Où : R_L et R_R sont les réflectivités aux facette gauche et droite respectivement, et φ_1, φ_2 les phases aléatoires des miroirs gauche et droite qui sont supposer d'être nulle dans notre modélisation. Par cette condition, les pertes de miroir aux deux facettes entrent dans le formalisme d'une manière très naturelle, et les équations (2.14), et (2.15) définissent les conditions aux limites des équations des ondes couplées dépendantes du temps (2.4) et (2.5).

La puissance de sortie aux facettes gauche et droite peut être obtenue à partir de la densité photon à $z = 0$ ou $z = L$, respectivement [5] :

$$P_L(t) = \frac{dw}{\Gamma} C_s \frac{hc}{\lambda} (1 - r_1^2) \left(|E^+(0,t)|^2 + |E^-(0,t)|^2 \right) \quad (2.16)$$

$$P_R(t) = \frac{dw}{\Gamma} C_s \frac{hc}{\lambda} (1 - r_2^2) \left(|E^+(L,t)|^2 + |E^-(L,t)|^2 \right) \quad (2.17)$$

2.4.2 L'équation d'évolution de la densité des porteurs

L'équation d'évolution de la densité des porteurs $N(z,t)$ en régime transitoire dans le modèle temporel à ondes progressives dépend la fois, des coordonnées d'espace dans la direction longitudinale et de temps telle que [3] :

$$\frac{\partial N(t,z)}{\partial t} = \frac{J(t,z)}{ed} - AN(z,t) - BN(z,t)^2 - CN(z,t)^3 - GC_a S \quad (2.18)$$

$J(t,z)$ est la densité de courant d'injection dépendante de z , e est la charge électrique, d est l'épaisseur de la zone active, A est le coefficient de recombinaison linéaire, B est le coefficient de recombinaison biomoléculaire, et C est le coefficient de recombinaison Auger.

2.4.3 Cadre unifié des schémas de solutions existantes du model temporel à onde progressives

Mathématiquement, le modèle temporel à onde progressives est représenté par des équations d'ondes couplées dépendant du temps qui est défini mathématiquement par un système hyperbolique d'équations différentiels aux dérivées partielles non linéaire (hyperbolic partial differential traveling wave equations) (2.4) et (2.5), coupler avec un système d'équation différentiel ordinaire de la densité de porteurs (2.18) à différentes positions dans la direction longitudinale. Ces équations sont résolues d'une façon auto-cohérente en traçant explicitement l'évolution des enveloppes lentement variable du champ pour les modes de propagation aller et retour dans les domaines temporel et spatiale. En général, la structure est discrétisée le long de l'axe du guide d'ondes dans un certain nombre de sous-sections afin que des solutions traitables puissent être dérivées pour les sous-sections en cascade pour toute la structure comme le montre la figure 2.1. Considérons une cavité laser de longueur L qui est divisée en M sous-sections, nous pouvons configurer un maillage comme le montre la figure 2.2. L'intervalle d'échantillonnage spatial est : $\Delta z = L/M$ et l'intervalle d'échantillonnage temporel est Δt .

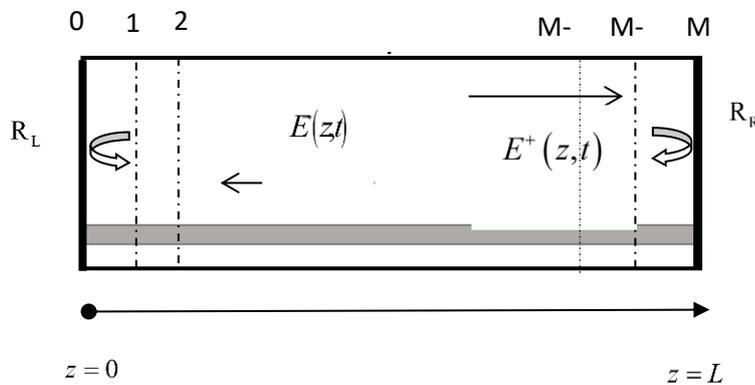


Figure 2.1 : Représentation schématique d'une cavité Laser avec M sections.

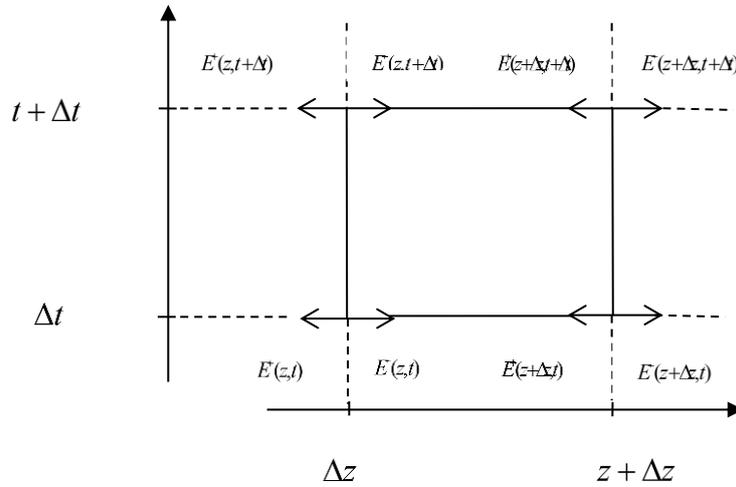


Figure 2.2 : Discrétisation du domaine spatio-temporel.

2.4.3.1 Finite Difference Time Domain FDTD

La méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD (en anglais : Finite Difference Time Domain) est une classe bien connue de schémas de solutions aux équations (2.4) et (2.5), qui peut être réécrite comme :

$$\left(\frac{1}{C_g} \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial z} \right) \psi = H \psi + \xi \quad (2.19)$$

Où les vecteurs colonne ψ , ξ , H sont définis comme suit :

$$\psi = \begin{bmatrix} E^+(z, t) \\ E^-(z, t) \end{bmatrix}, \quad \xi = \begin{bmatrix} \xi_+(z, t) \\ \xi_-(z, t) \end{bmatrix}, \quad H = \begin{bmatrix} \Phi - C_g^{-1} (\partial/\partial t) j\kappa & \\ -j\kappa & -\Phi + C_g^{-1} (\partial/\partial t) \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

Avec :

$$\Phi = G(z, t) - j\delta(z, t)$$

L'équation (2.19) peut être ensuite transformée en une équation matricielle en approximant les dérivés avec la formule de différence finie. Une approximation par différence finie de premier ordre du dérivé partiel dans les équations (2.4) et (2.5) donne :

$$\frac{\partial E^+}{\partial t} = \frac{E^+(z + \Delta z, t + \Delta t) - E^+(z, t + \Delta t)}{\Delta t}, \quad \frac{\partial E^+}{\partial z} = \frac{E^+(z, t + \Delta t) - E^+(z, t)}{\Delta z} \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial E^-}{\partial t} = \frac{E^-(z + \Delta z, t - \Delta t) - E^-(z, t - \Delta t)}{\Delta t} \quad \frac{\partial E^-}{\partial z} = \frac{E^-(z, t) - E^-(z, t - \Delta t)}{\Delta z}$$

Mettre les équations (2.21) en (2.20), le schéma de marche final des ondes aller et retour peut être dérivé comme :

$$\begin{bmatrix} E^+(z + \Delta z, t + \Delta t) \\ E^-(z + \Delta z, t + \Delta t) \end{bmatrix} = (1 - \eta_r) \begin{bmatrix} E^+(z, t + \Delta t) \\ E^-(z - \Delta z, t + \Delta t) \end{bmatrix} + \eta_r (I + H\Delta z) \begin{bmatrix} E^+(z, t) \\ E^-(z, t) \end{bmatrix} + \eta_r \Delta z \begin{bmatrix} \xi_+(z, t) \\ \xi_-(z, t) \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

Où : $\eta_r = C_g \Delta t / \Delta z$. I désigne la matrice identité, et les paramètres Φ et κ dans H sont supposés être constants dans chaque sous-section.

La stabilité de ce schéma peut être étudiée en utilisant l'analyse Von Neumann, où la condition de stabilité est dérivée d'être $\eta_r \leq 1$. Pour $\eta_r = 1$, c'est-à-dire $\Delta z = C_g \Delta t$ est généralement adoptée pour une efficacité de calcul maximale, conduisant au schéma de marche dans définit comme suit [6,7] :

$$\begin{bmatrix} E^+(z + \Delta z, t + \Delta t) \\ E^-(z + \Delta z, t - \Delta t) \end{bmatrix} = \eta_r (I + H\Delta z) \begin{bmatrix} E^+(z, t) \\ E^-(z, t) \end{bmatrix} + j\kappa\Delta z \begin{bmatrix} E^-(z, t) \\ E^+(z, t) \end{bmatrix} + \Delta z \begin{bmatrix} \xi_+(z, t) \\ \xi_-(z, t) \end{bmatrix} \quad (2.23)$$

Il existe trois autres schémas de la méthode (FDTD) du premier ordre, à savoir la méthode (FTFS : Forward Time Forward Space), la méthode (BTFS : Backward Time Forward Space) et la méthode (BTBS: backward Time backward Space). Il peut être prouvé en utilisant l'analyse Von Neumann que :

- 1) Le schéma (FTFS) est cohérent, mais pas stable ;
- 2) Le schéma (BTFS) est cohérent et stable pour $\eta_r > 1$;
- 3) Le schéma (BTBS) est cohérent et inconditionnellement stable.

Les schémas (BTFS) et (BTBS) sont des schémas implicites, impliquant une charge de calcul supplémentaire considérable. On constate également que les schémas de différences finies du second ordre tels que le schéma Crank-Nicholson et le système de boîte (en anglais :box

scheme) peut atteindre une précision plus grande avec des propriétés inconditionnellement stable. Cependant, ils sont également implicites [8]. Par conséquent, l'approximation explicite (FTBS) du premier ordre est toujours préféré dans la plupart des cas et son schéma de solution résultant permet une implémentation facile avec une vitesse de calcul relativement rapide.

En l'absence de réseau de Bragg, il est facile de montrer que la formulation de l'équation (2.23) réduit à la solution exacte pour les lasers Fabry-Pérot.

2.4.3.2 Le Split-Step Time-Domain Model (SS-TDM)

Une autre méthode populaire qui permet résoudre les équations d'ondes couplées dépendantes du temps est appelé le modèle de domaine temporel en deux étapes (SS-TDM : Split-step Time-Domain model). La méthode SS-TDM est basée sur l'approximation de la solution formelle. Les équations du champ optique (2.4) et (2.5) peuvent être reformatées en forme matricielle suivantes :

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = H_z \psi + \xi \quad (2.24)$$

Où l'opérateur matriciel H_z est défini comme :

$$H_z = \begin{bmatrix} \Phi - C_g^{-1}(\partial/\partial t) & j\kappa \\ -j\kappa & -\Phi + C_g^{-1}(\partial/\partial t) \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

La solution formelle de l'équation (2.24) prend la forme suivante :

$$\psi(z + \Delta z) = \exp(\Delta z H_z) \psi(z) + \int_z^{z+\Delta z} \exp((z + \Delta z - u) H_z) \xi(u, t) du \doteq \exp(H_z \Delta z) [\psi(z) + \xi(z, t) \Delta z] \quad (2.26)$$

La méthode SS-TDM est basée sur la division de l'opérateur, c'est-à-dire l'opérateur H_z dans l'équation (2.26) qui peut être divisé en un l'opérateur de propagation de champ H_1 et l'opérateur de couplage H_2 comme suit :

$$H_1 = \begin{bmatrix} \Phi - C_g^{-1}(\partial/\partial t) & 0 \\ 0 & -\Phi + C_g^{-1}(\partial/\partial t) \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

$$H_2 = \begin{bmatrix} 0 & j\kappa \\ -j\kappa & 0 \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

Dans cet algorithme, l'opérateur de la matrice d'évolution dans l'équation (2.26) devient :

$$\exp(\Delta z H_z) \approx \exp(\Delta z H_1) \exp(\Delta z H_2) \quad (2.29)$$

La solution peut être obtenue en résolvant les deux opérateurs exponentiels dans l'équation (2.29) séquentiellement dans chaque sous-section. Le schéma de marche final est dérivé en deux étapes comme suit [9,10] :

La première étape :

$$\begin{bmatrix} E^+(z + \Delta z, t) \\ E^-(z, t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp\{(G - i\delta)\Delta z\} & 0 \\ 0 & \exp\{(G - i\delta)\Delta z\} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^+(z, t - \Delta t) \\ E^-(z + \Delta z, t - \Delta t) \end{bmatrix} + \Delta z \begin{bmatrix} \xi_+ \\ \xi_- \end{bmatrix} \quad (2.30)$$

La deuxième étape :

$$\begin{bmatrix} E^+(z + \Delta z, t) \\ E^-(z, t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sec h(\kappa z) & j \tanh(\kappa z) \\ j \tanh(\kappa z) & \sec h(\kappa z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^+(z, t) \\ E^-(z + \Delta z, t) \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

Au cours de la dérivation des équations (2.30) et (2.31) la relation $\Delta z = C_g \Delta t$ est également utilisé. Ce schéma suppose également que tous les paramètres dans chaque sous-section sont toutes des constantes.

2.4.4 Résolution numérique de l'équation d'évolution de la densité des porteurs

L'équation d'évolution de la densité des porteurs (2.18) est également convertie en une équation de différence en utilisant la méthode d'Euler qui se traduit par :

$$N(z, t + \Delta t) = N(z, t) + \Delta t \left(\frac{J(t)}{ed} - AN(z, t) - BN(z, t)^2 - CN(z, t)^3 - GC_G (|E^+|^2 + |E^-|^2) \right) \quad (2.32)$$

2.5 Comparaison de la réponse transitoire à large signal d'un laser Fabry-Pérot entre le modèle des équations d'évolution et le modèle temporel à ondes progressives

Dans cette section nous allons examiner et comparer la réponse transitoire à large signal d'un laser Fabry-Pérot à semi-conducteur, en utilisant le modèle des équations d'évolution et le modèle temporel à ondes progressives. Une comparaison qualitative de ces deux modèles théoriques très différents est souhaitable pour accroître la confiance dans la validité de ces deux modèles et souligner les différences d'approche dans le traitement de différentes situations. La réponse transitoire est une caractéristique importante des lasers à semi-conducteur pour l'application dans des communications optiques. Premièrement, elle aide à évaluer le " chirp " de fréquence. Deuxièmement, dans le schéma de modulation direct, les signaux optiques à haut débit sont générés en modulant les courants d'injection du laser, où les caractéristiques de modulation sont déterminées par les caractéristiques intrinsèques du laser lui-même : temps de retard à l'allumage (turn-on delay) et l'oscillation de relaxation [11].

En utilisant les paramètres énumérés dans le Tableau 2.1 et les modèles théoriques décrits dans les sections 2 et 4, nous simulons la réponse transitoire à large signal du laser Fabry-Pérot en résolvant numériquement les deux modèles. Pour résoudre le modèle des équations d'évolution, nous avons utilisé la méthode de *Runge-Kutta* d'ordre 4 (RK4), implémenter dans Matlab® en utilisant la fonction *ode45()*, tandis que pour le modèle temporel à ondes progressives on a utilisé la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) défini dans la section (2.4.3.1). Parce que le modèle d'ondes progressives est un modèle stochastique, nous ignorons l'effet du bruit de l'émission spontanée dans notre simulation.

La densité de courant est donnée par :

$$J(t) = J_b u(t) \quad (2.33)$$

$$u(t) = \begin{cases} 0(t < 0) \\ 1(t \geq 0) \end{cases} \quad (2.34)$$

J_b est le courant d'injection.

Tableau 2.1: Paramètres utilisés dans les simulations de la réponse transitoire à large signal d'un laser Fabry-Pérot

Paramètres	Valeurs	Description	Unité
A	2	Coefficient de recombinaison linéaire	10^8 s^{-1}
B	1	Coefficient de recombinaison biomoléculaire	$10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
C	1	Coefficient de recombinaison Auger	$10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$
G_N	2.5	Gain différentiel	$10^{-27} \text{ cm}^6/\text{s}$
α_m	11.2	Pertes internes de la cavité	cm^{-1}
N_0	1.5	Densité de porteurs à la transparence	10^{18} cm^{-3}
L	300	Longueur de la cavité	μm
w	0.8	Épaisseur de la zone active	μm
d	0.14	Largeur de la zone active	μm
Γ	0.25	Facteur de confinement optique	
r_2, r_1	0.32, 0.32	Réfectivités aux interfaces	
λ	1310	Longueur d'onde de référence à la transparence	nm
ε	3	Facteur de compression de gain	10^{-18} cm^3
α_H	3	Facteur de Henry	
β	$5 \cdot 10^{-5}$	Taux de couplage de l'émission spontanée	

Le courant seuil du laser prédit par les deux modèles est approximativement $I_{bth} \approx 5 \text{ mA}$, le courant de seuil dans les deux modèles est calculé à partir des caractéristiques statiques de la courbe de la puissance de la lumière de sortie par rapport au courant d'injection. Nous montrons dans la figure 2.3 et la figure 2.4 la réponse transitoire à large signal de la puissance optique de sortie en fonction du temps d'un laser Fabry-Pérot à semi-conducteur modulé

par un courant d'injection proche un au courant seuil à 5 mA en utilisant le modèle temporel à ondes progressives et le modèle des équations d'évolution respectivement. Nous indiquons que la largeur d'impulsion du courant d'injection est beaucoup plus grande que la durée de vie des porteurs. Les résultats dans les deux modèles montrent que le laser prend environ 6 ns pour atteindre une sortie stable, ce temps est appelé le délai de mise en marche qui est associé au fait que le laser prend du temps pour injecter suffisamment d'électrons pour lancer le processus laser, et le pic dans les deux graphes correspondent aux longueurs d'ondes les plus courtes qui sont supprimée par les modes de laser après que le laser atteint la condition de régime permanent, puis nous obtenons une oscillation quasi monomode. En d'autres termes, l'oscillation de relaxation apparaît dans la sortie laser car la densité de porteurs ne peut pas suivre la vitesse de décroissance des photons. En outre, au-dessus de l'oscillation de relaxation, l'efficacité de modulation est fortement dégradée et la modulation d'intensité à travers le courant d'injection devient difficile.

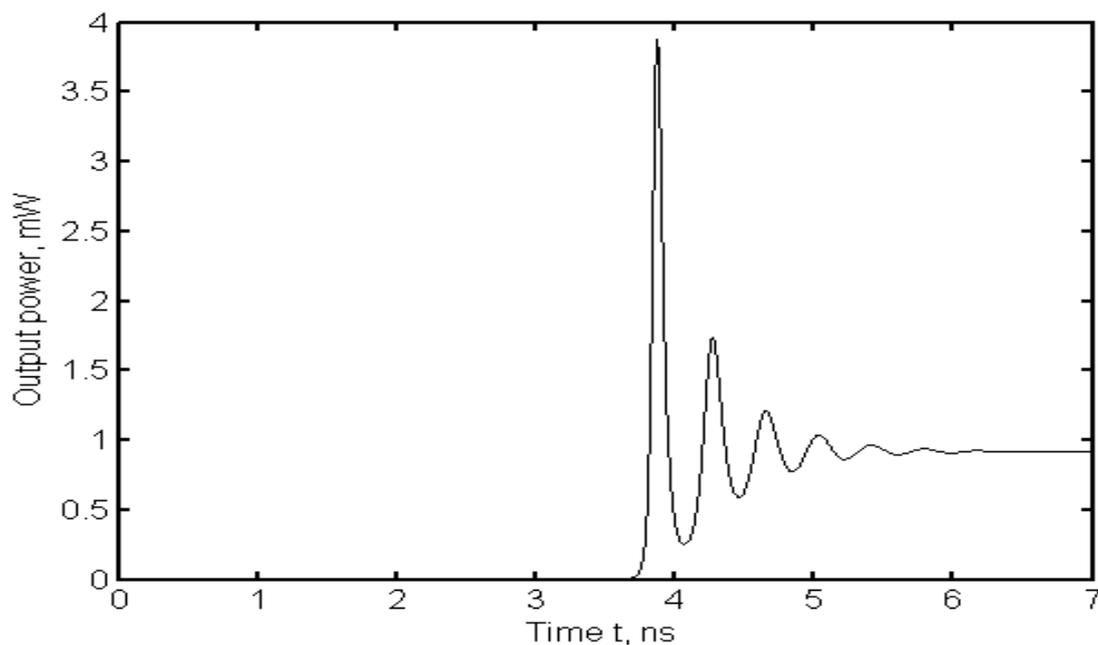


Figure 2.3: Réponse transitoire à large signal d'un laser F-P en utilisant le modèle temporel à ondes progressives (proche du seuil 5mA).

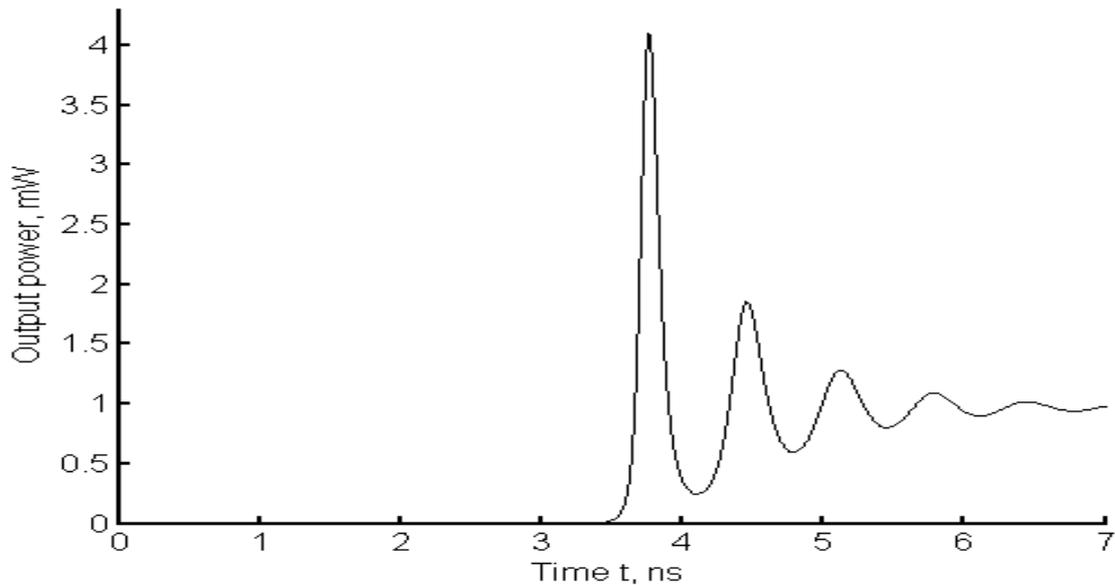


Figure 2.4: Réponse transitoire à large signal d'un laser F-P en utilisant le modèle des équations d'évolution (proche du seuil 5mA).

Les figures 2.5 et 2.6 illustrent la réponse transitoire à large signal d'un laser F-P pour un courant d'injection au-dessus du seuil à 15 mA en utilisant respectivement le modèle temporel à ondes progressifs et le modèle des équations d'évolution. Le dispositif cette fois prend environ 1 ns pour atteindre l'état stationnaire dans les deux modèles, nous remarquons aussi que comme le courant d'injection augmente, la densité des électrons augmente, conduisant à une augmentation significative de la densité des photons et les oscillations de relaxation apparaissent rapidement et deviennent dominante à la sortie du laser. Ces résultats démontrent que le temps de retard de mise en marche et le taux d'amortissement de l'oscillation de relaxation sont les mêmes pour les deux modèles, et que l'amortissement des oscillations est plus importante pour un courant de polarisation plus proche du seuil.

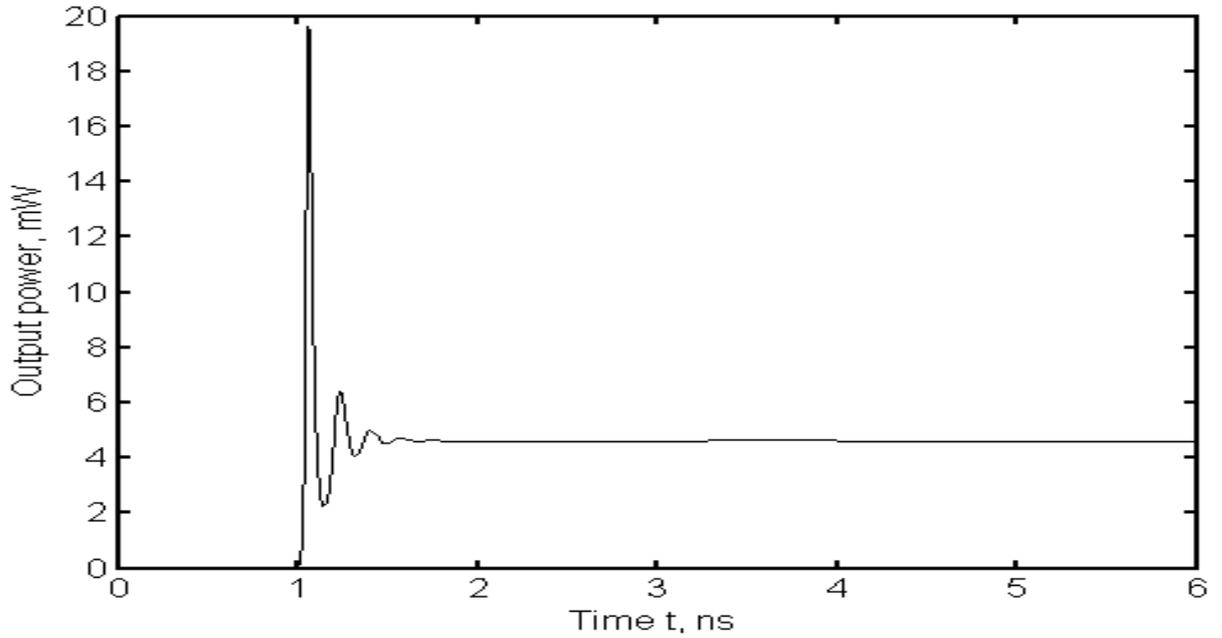


Figure 2. 5 : Réponse transitoire à large signal d'un laser F-P en utilisant le modèle à ondes progressives (au-dessus du seuil 15 mA).

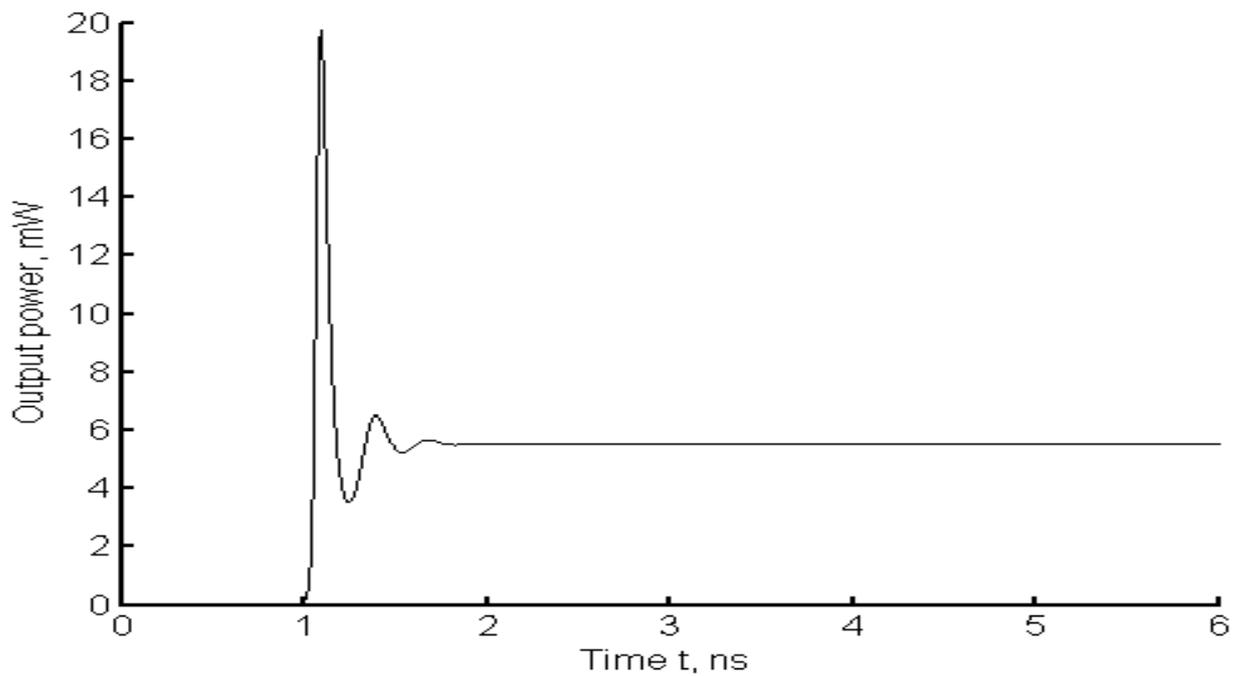


Figure 2. 6 : Réponse transitoire à large signal d'un laser F-P en utilisant le modèle des équations d'évolution (au-dessus du seuil 15mA).

En termes de différence dans le temps de simulation entre les deux modèles, le modèle d'ondes progressives prend un temps plus long que le modèle des équations d'évolutions car il nécessite plusieurs pas de calculs. D'autre part, le modèle d'ondes progressives est encore plus efficace et précis que le modèle d'équations d'évolution dans l'analyse dynamique à large signal lorsque le bruit d'émission spontané est pris en compte [3,10]. De plus, l'analyse des propriétés de bruit dans les lasers à semi-conducteurs nécessite un traitement quantique du bruit qui est explicitement fourni dans le modèle temporel à ondes progressives.

2.6 Etude du spectre d'émission d'un laser Fabry-Pérot à l'aide du modèle temporel à onde progressive

2.6.1 Modélisation du Gain optique

Comme discuté précédemment, le gain matériel dépend également de la longueur d'onde des photons. Contrairement aux méthodes développées dans le domaine fréquentiel comme la méthode des matrices de transfert (en anglais : Transfer-Matrix Method), la dépendance à la longueur d'onde n'est pas simple à mettre en œuvre dans le domaine temporel dans lesquelles les modes des oscillations longitudinales ne sont pas explicitement connus. Une solution pratique consiste à utiliser un filtrage temporel pendant la simulation [3]. Le filtrage temporel diminue le coût de calcul car il peut être mis en œuvre efficacement en évaluant des circonvolutions simples directement dans le domaine temporel et pas de conversions entre le domaine temporel, et le domaine fréquentiel est nécessaire pendant la simulation.

Si les pertes restent relativement faibles, le gain en seuil est généralement assez faible, seuls les états électroniques de la première sous-bande d'une structure MQW (multiple quantum wells) est nécessaire pour atteindre l'action laser. Dans ce cas une bonne approximation de la courbe du gain autour du pic est obtenue lorsqu'une fonction parabolique ou Lorentzian est adapté aux données expérimentales (figure 2.7). Ces types de filtres sont facile à mettre en œuvre et donc les filtres Lorentzian numériques sont utilisés pour modéliser la dispersion de gain dans ce travail. Pour la modélisation du gain à large bande, des filtres numériques spatio-temporels modernes doivent être utilisés.

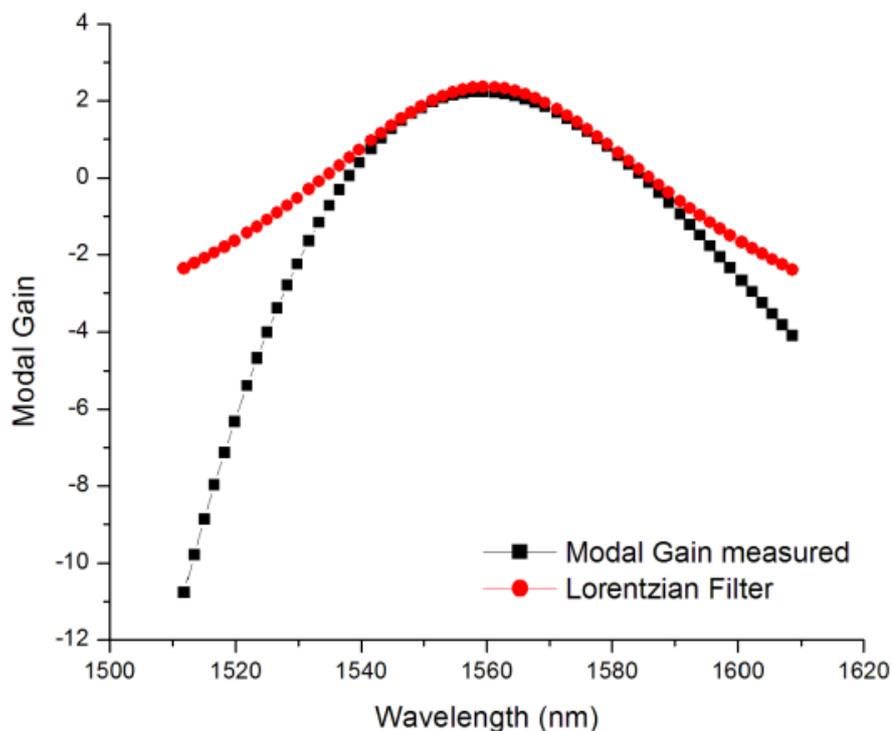


Figure 2.7: Gain modal d'un laser et sa représentation avec un filtre lorentzien.

Comme les filtres numériques traitent les signaux à temps discret, ils constituent un choix évident pour le filtrage du gain. Les filtres numériques linéaires sont divisés grossièrement en deux catégories, les filtres à réponse impulsionnelle finie (RIF) et les filtres à réponse impulsionnelle infinie (RII) en fonction de coefficients de filtre. La formule générale pour les filtres numériques est donnée par [12] :

$$y_n = \sum_{k=0}^M c_k x_{n-k} + \sum_{j=0}^{N-1} d_j y_{n-j-1} \quad (2.35)$$

Pour les filtres (RIF), les coefficients d_j s'annulent, contrairement aux filtres (RII) où les coefficients d_j peuvent avoir des valeurs non nulles. Les filtres (RII) sont généralement plus compacts et peuvent approcher avec précision la réponse en fréquence prescrite avec un plus petit nombre de coefficients que les filtres (RIF) [12]. Par conséquent, les filtres (RII) ont des exigences de stockage plus faibles et il est possible d'évaluer la convolution plus rapidement, mais il convient de noter que les filtres (RIF) sont toujours stables, tandis

que les filtres (RII) peuvent être instables, ce qui peut être pris en compte lors de la conception des filtres (RII). Dans ce travail, le gain matériel est filtré en utilisant un filtre (RII) ; les coefficients de filtre sont donnés dans [3]. Le gain du filtre tombe à zéro aux fréquences de Nyquist $\pm 1/2\Delta t$ et ainsi les erreurs d'aliasing sont évitées.

2.6.2 Simulation et discussion des résultats

Le spectre d'émission à la sortie d'un laser est obtenu à partir d'une série de calculs multiples [16]. Si nous ouvrons une fenêtre de N points d'échantillonnage à un intervalle de temps égal et en utilise la transformée de Fourier rapide (FFT : Fast Fourier Transform) pour calculer sa transformée de Fourier discrète pour les champs optique aller et retour cela va donner [13] :

$$E^{+k} = \sum_{l=0}^{N-1} E_l^+ w_l \exp(j2\pi lk / N) \quad (2.36)$$

$$E^{-k} = \sum_{l=0}^{N-1} E_l^- w_l \exp(j2\pi lk / N) \quad (2.37)$$

Lorsque nous effectuons le FFT du champ de sortie, nous avons utilisé des données de segment typique. Cela signifie que nous avons utilisé des points d'échantillonnage pour représenter un nombre infini de points du champ. Cela équivaut à multiplier une fonction de fenêtre égale sur un segment temporel. Cette fonction introduira une fausse information dans le domaine fréquentiel après la transformation FFT. Par conséquent, la fenêtre Prazen a été appliquée dans la FFT, ou w_l contient toutes les informations de la fenêtre de Parzen qui est donnée par [13] :

$$w_l = l - \left| \frac{l-1/2(N-1)}{1/2(N+1)} \right| \quad (2.38)$$

Tableau 2.2: Paramètres utilisés dans les simulations du spectre d'émission d'un laser de Fabry-Pérot.

Paramètres	Valeurs	Description	Unité
A	0	Coefficient de recombinaison linéaire	10^8 s^{-1}
B	1	Coefficient de recombinaison biomoléculaire	$10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
C	3	Coefficient de recombinaison Auger	$10^{-27} \text{ cm}^6/\text{s}$
G_N	7	Gain différentiel	$10^{-27} \text{ cm}^6/\text{s}$
α_m	20	Pertes internes de la cavité	cm^{-1}
N_0	1.5	Densité de porteurs à la transparence	10^{18} cm^{-3}
L	500	Longueur du laser	μm
w	2	Epaisseur de la zone active	μm
d	0.036	Largeur de la zone active	μm
Γ	0.04	Facteur de confinement optique	
r_2, r_1	Variable	Réfectivités aux interfaces	
λ	1,55	Longueur d'onde de référence à la transparence	μm
ε	1	Facteur de compression de gain	10^{-16} cm^3
α_H	4.86	Facteur de Henry	
β	$5 \cdot 10^{-5}$	Taux de couplage de l'émission spontanée	

En utilisant les paramètres énumérés dans le tableau 2.1, nous simulons le spectre d'émission du laser Fabry-Pérot, pour différentes valeurs de réflectivité aux facettes et différents courant d'injection, le spectre est obtenu par une routine FFT standard avec une

fenêtre de 2^{11} points ce qui donne une bonne résolution spectrale. Les figures 2.8, et 2.9 montrent le spectre calculer. Pour les lasers Fabry-Pérot, la dépendance de la fréquence du profil de gain est le seul mécanisme de sélection de longueur d'onde, ce type de laser fonctionne donc normalement en opération multimode, c'est le cas de profil de gain uniforme, tous les modes de sortis sont autour de la longueur d'onde de référence, nous pouvons remarquer que nos résultats montrent un excellent accord qualitatif avec le spectre obtenu par d'autre méthode de simulation et des travaux expérimentaux dans [14].

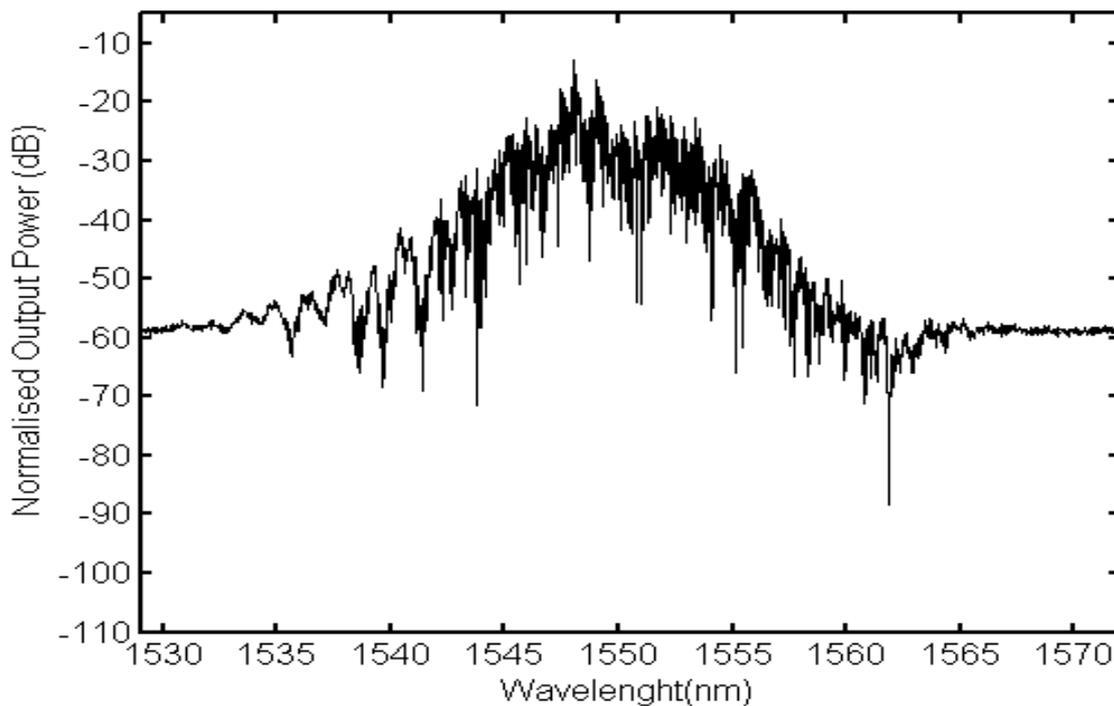


Figure 2.8: Spectre d'émission d'un laser F-P par TWDM avec un courant d'injection de 40 mA et $r_1 = 0.9$, $r_2 = 0.1$

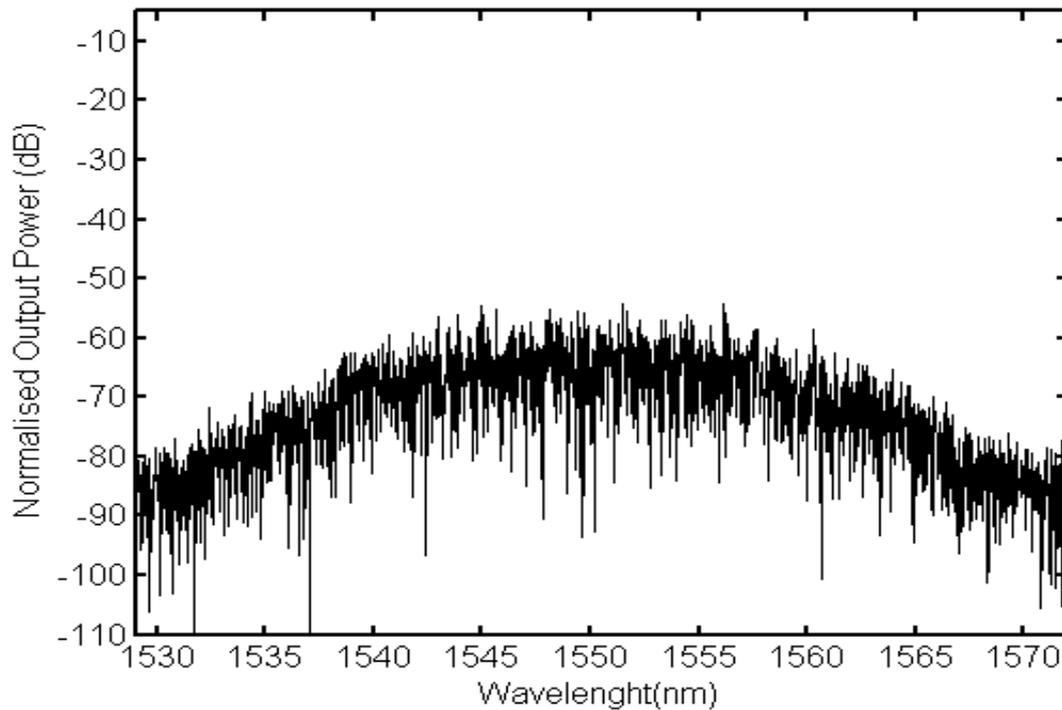


Figure 2.9: Spectre d'émission d'un laser F-P avec un courant d'injection de 40mA et $r_1 = r_2 = 0.1$

La différence entre la figure 2.7 et de la figure 2.8 montre que l'utilisation d'un revêtement antireflet (AR) sur une facette et un revêtement à réflexion élevée (HR) sur la facette opposée améliore le spectre d'émission des modes longitudinaux du laser (F-P).

Nous montrons sur les figures 2.9, 2.10, 2.11 le spectre d'émission pour différentes valeurs du courant d'injection pour des coefficients de réflexion aux deux facettes égale à 0.7. Cependant, dans notre modélisation, les non-uniformités du champ optique et la densité des porteurs sont pris en compte, donc une variation relativement faible de la densité des porteurs entraîne une variation relativement importante du spectre d'émission.

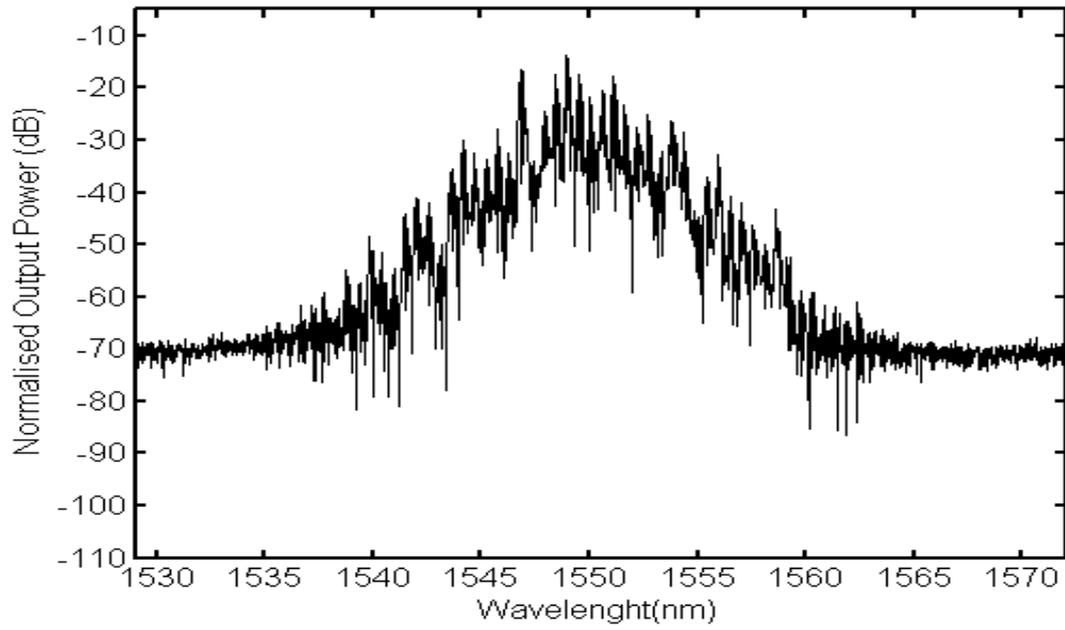


Figure 2.10: Spectre d'émission d'un laser F-P à un courant d'injection de 40 mA et $r_1 = r_2 = 0.7$

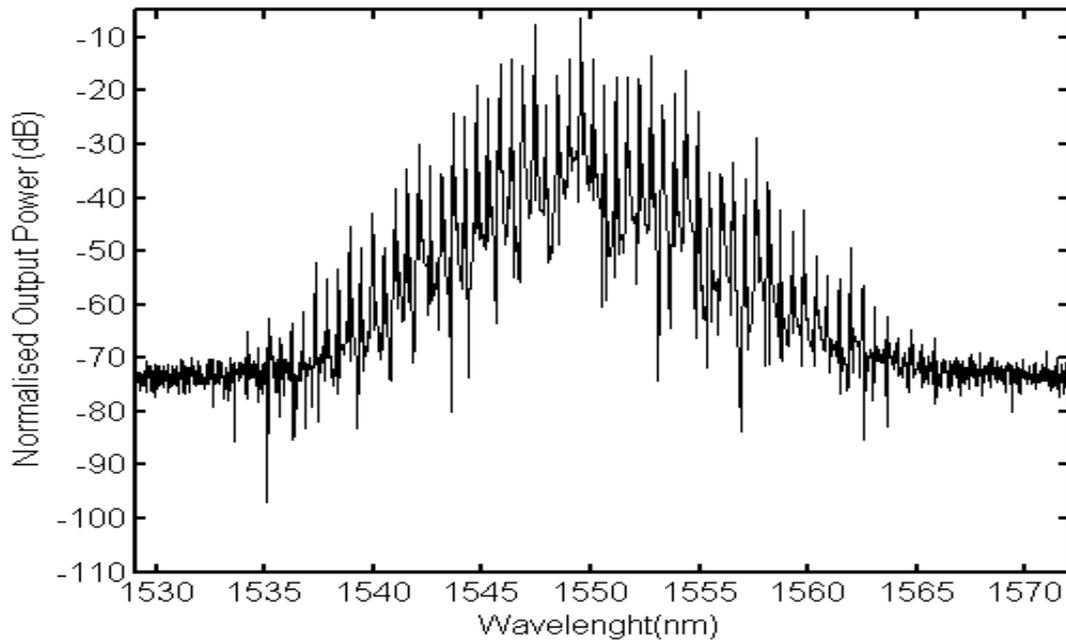


Figure 2.11: Spectre d'émission d'un laser F-P à un courant d'injection de 60 mA et $r_1 = r_2 = 0.7$

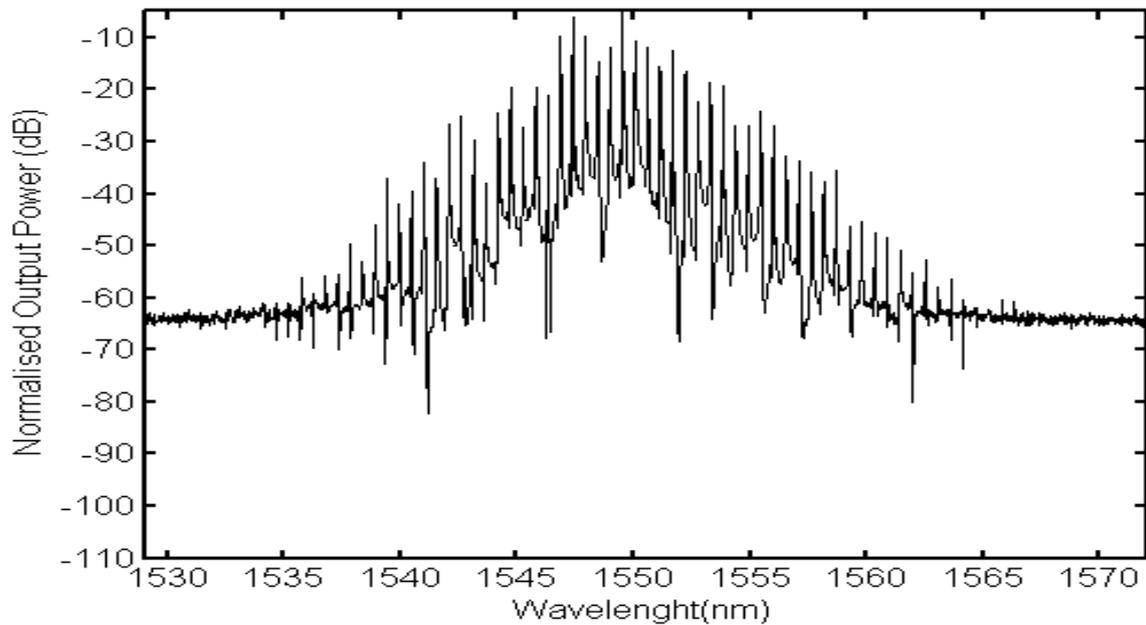


Figure 2.12: Spectre d'émission d'un laser F-P à un courant d'injection 80mA et $r_1 = r_2 = 0.7$

Par une comparaison entre les Figures 2.9, 2.10 et 2.11, nous remarquons que le courant d'injection pour des puissances optique modérer est le mode favorisé de l'effet laser avec considérablement moins des modes d'émission supplémentaire. Globalement, les lasers de type Fabry-Pérot présentent un spectre multimode supérieur au seuil ; en augmentant la puissance optique, on s'attend à une forte non-uniformité de la puissance optique à l'intérieur de la cavité l'inter, produisant des modes lasers supplémentaires et l'émission multimode augmente le battement du mode (Figure 2.10 et Figure 2.11), les mêmes résultats ont été trouvés dans [15,16]. Dans un laser Fabry-Pérot, il y a très peu de mécanismes pour la création d'un seul mode d'oscillation longitudinale, qui est la condition la plus souhaitable pour les systèmes de communication optiques modernes.

2.7 Effets des paramètres structuraux sur les caractéristiques de courant-lumière du laser DFB à semi-conducteur à sauts de phase multiple avec coefficient de couplage réparti

2.7.1 Présentation de la structure

Plusieurs techniques ont été proposées afin d'améliorer la stabilité des lasers DFB en insérant un saut de phase (1PS : One Phase-Shift) ou saut de phase multiples (MPS: Multi-Phase-Shift) dans le réseau de Bragg uniforme [17]. Cependant, les lasers DFB à saut de phase multiples représentent la solution optimale, car ils combinent un taux de suppression des modes latéraux plus élevé (SMSR : Side Mode Suppression Ratio) et une réduction de l'effet de la distribution non-uniforme de la densité des porteurs et de la puissance optique [18]. Dans ce travail, nous examinons l'effet du composite de saut de phase multiples (MPS: multi-phase-shift) et du coefficient de couplage distribué (DCC: distributed coupling coefficient) dans le sens longitudinal sur les caractéristiques statiques des lasers (DFB) à semi-conducteur en utilisant un algorithme modifié de la méthode du modèle de domaine temporel en deux étapes SS-TDM présentée dans la section (2.4.3.2) pour trois structures différentes des lasers DFB à saut de phase multiples MPS avec coefficient de couplage distribué DCC; la représentation schématique du dispositif étudié est illustrée sur la figure 2.13; la cavité laser est divisée en quatre sections de longueur $L_{(1...4)}$, où trois sauts de phase $\theta_{(1...3)}$ (3PS) sont insérés entre ces sections, tandis que $\kappa_{(1...4)}$ sont les coefficients de couplage de chaque section. Les valeurs des sauts de phase, des coefficients de couplage et des longueurs de section pour chaque structure sont énumérées dans le tableau 2.3. Chaque structure est étudiée dans deux types de configurations de facettes : pour un revêtement antireflet (AR : Anti-Reflection coating) dans les deux facettes et pour une réflectivité élevée à la facette arrière avec une réflectivité en puissance égale à : 0.97 et une faible réflectivité à la facette avant avec une réflectivité de puissance égale à : 0.1, les deux facettes sont supposées d'avoir une phase de facette égale à zéro.

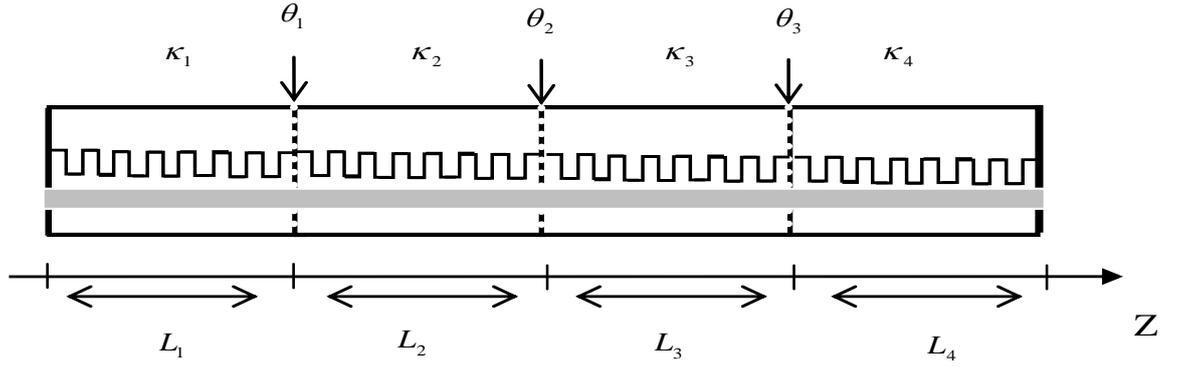


Figure 2.13: Représentation schématique d'un laser DFB à saut de phase multiple avec un coefficient de couplage réparti.

Pour le cas d'un laser DFB à saut de phase multiple avec une coefficient de couplage réparti, le model SS-TDM est modifié pour inclus les sauts de phases et les coefficients de couplage distribuée, l'équation (2.31) peut être modifié pour avoir :

$$\begin{bmatrix} E^+(z + \Delta z, t) \\ E^-(z, t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \operatorname{sech}(\kappa_{(1...4)} z) & j \tanh(\kappa_{(1...4)} z) \\ j \tanh(\kappa_{(1...4)} z) & \operatorname{sech}(\kappa_{(1...4)} z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \exp(j\varphi_1) & 0 \\ 0 & \exp(j\varphi_1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \exp(j\varphi_2) & 0 \\ 0 & \exp(j\varphi_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \exp(j\varphi_3) & 0 \\ 0 & \exp(j\varphi_3) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^+(z, t) \\ E^-(z + \Delta z, t) \end{bmatrix} \quad (2.40)$$

Tableau 2.3: Différentes structures utilisées dans la simulation

	Saut de phase	Coefficient de couplage (cm ⁻¹)	L_1, L_2, L_3, L_4 (μm)
Structure 1	$\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = \pi$	$\kappa_1 = \kappa_3 = 15,$ $\kappa_2 = \kappa_4 = 20$	$L_1 = L_2 = L_3 = L_4 = 150$
Structure 2	$\theta_1 = \pi/3, \theta_2 = \pi/2, \theta_3 = \pi/4$	$\kappa_1 = 15, \kappa_2 = 20,$ $\kappa_3 = 25, \kappa_4 = 30$	$L_1 = L_3 = 100, L_2 = L_4 = 200$
Structure 3	$\theta_1 = \theta_3 = \pi/4, \theta_2 = \pi/2$	$\kappa_1 = \kappa_3 = 30,$ $\kappa_2 = \kappa_4 = 20$	$L_1 = L_3 = 125, L_2 = L_4 = 175$

Tableau 2.4: Paramètres utilisés dans les simulations des caractéristiques de courant-lumière d'un laser DFB à semi-conducteur à sauts de phase multiple avec coefficient de couplage réparti.

Parameter	Valeur	Description	Unité
A	1	Coefficient de recombinaison linéaire	10^{10} s^{-1}
B	1	Coefficient de recombinaison Auger	$10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
C	7	Coefficient de recombinaison Auger	$10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$
G_N	2.5	Gain différentiel	10^{-16} cm^2
α_m	10	Pertes internes de la cavité	cm^{-1}
N_0	1	Densité de porteurs à la transparence	10^{18} cm^{-3}
$n_{eff 0}$	3.2	Indice de réfraction effective du phase	
n_g	3.6	Indice de réfraction effective du phase	
L	600	Longueur du laser	μm
Λ	242.18	Période du réseau	nm
w	1.5	Epaisseur de la zone active	μm
d	0.2	Largeur de la zone active	μm
Γ	0.3	Facteur de confinement optique	
λ	1550	Longueur d'onde de référence à la transparence	nm
α_H	4	Facteur de Henry	
ε	5	Gain compression factor	10^{-17} cm^3
β	$5 \cdot 10^{-5}$	Taux de couplage de l'émission spontanée	
K	1	Coefficient de Peterman	
$J(z,t)$	Variable	Courant d'injection	mA

2.7.2 Simulation et discussion des résultats

Les caractéristiques statiques du laser sont obtenues à partir de la réponse dynamique en polarisant le laser à un courant donné puis attendre que le dispositif atteigne la condition de régime permanent, puis calculer la puissance de sortie moyenne sur le dernier intervalle du temp de simulation pour réduire l'effet de la nature aléatoire du bruit d'émission spontané [19]. Le temp de simulation doit être suffisamment long pour assurer que le laser atteint un état stable surtout pour les faibles courant de polarisation. Nous avons tracé sur les figures 2.13, 2.14, et 2.15, la puissance de sortie en fonction du courant d'injection du laser DFB à puits quantiques multiples MQW) de (3PS: trois sauts de phases) avec DCC (Tableau 2.4) en utilisant respectivement les trois structures proposées (Tableau 2.3). On peut remarquer que le courant de seuil dans la configuration HR/LR pour les trois

structures est respectivement de : 14 mA, 12 mA et 12 mA et le rendement de la pente (dP/dI) est respectivement : 0.2469 W/A, 0.1949 W/A, 0.2647 W/A, le rendement de la pente est estimé en utilisant une approximation linéaire des moindres carrés après que l'émission stimulée devient dominante. Alors que, pour la configuration AR /AR, le courant de seuil pour les trois structures est respectivement de : 30 mA, 32 mA, 26 mA et le rendement de la pente est de: 0.3997 W/A, 0.2583 W/A, 0.3783 W/A. Il ressort de ces résultats qu'en utilisant la facette arrière du revêtement HR et le revêtement LR sur la facette avant dans les trois structures, le courant de seuil diminue considérablement et l'efficacité de la pente augmente. Ces résultats démontrent que les caractéristiques statiques peuvent varier de manière significative en fonction des paramètres structurels du laser et des réflectivités des facettes. Néanmoins, l'analyse en régime permanent ne prend pas en compte les paramètres structurels et ne considère aucune information sur la les coefficients de couplage distribuée et les sauts de phases dans la détermination du courant de seuil et rendement de la pente du laser conduisent à des résultats imprécis.

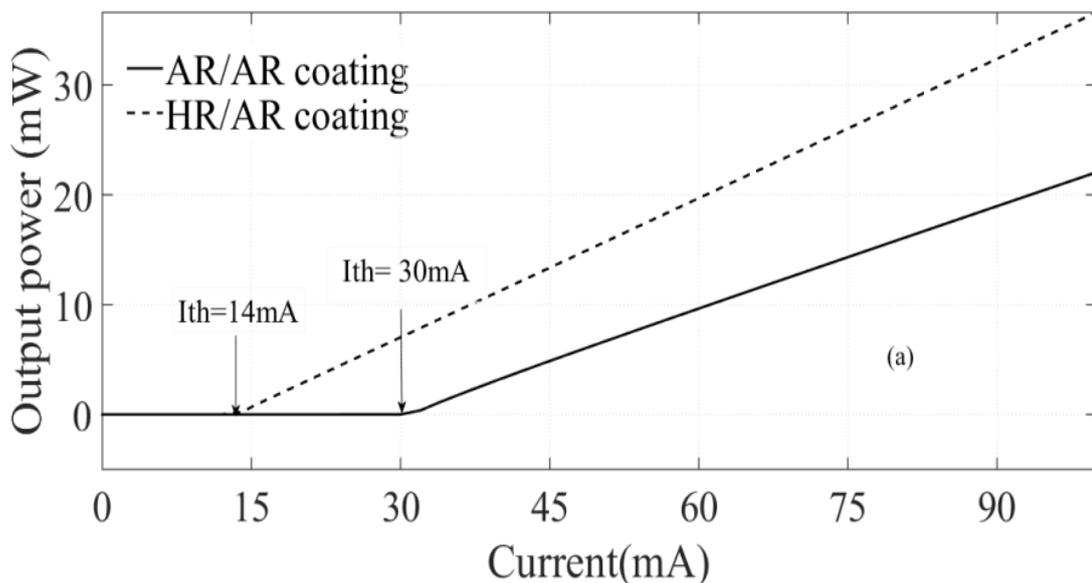


Figure 2.14: Puissance optique en fonction du courant de polarisation d'un laser DFB (3PS) avec (DCC) structure 1

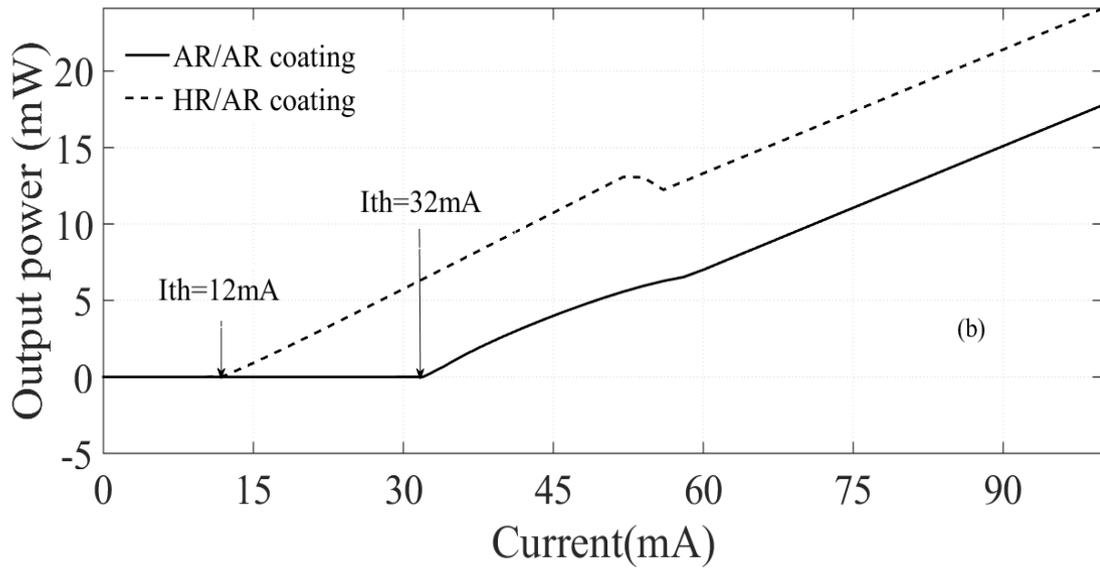


Figure 2.15: Puissance optique en fonction du courant de polarisation d'un laser DFB (3PS) avec (DCC) structure 2

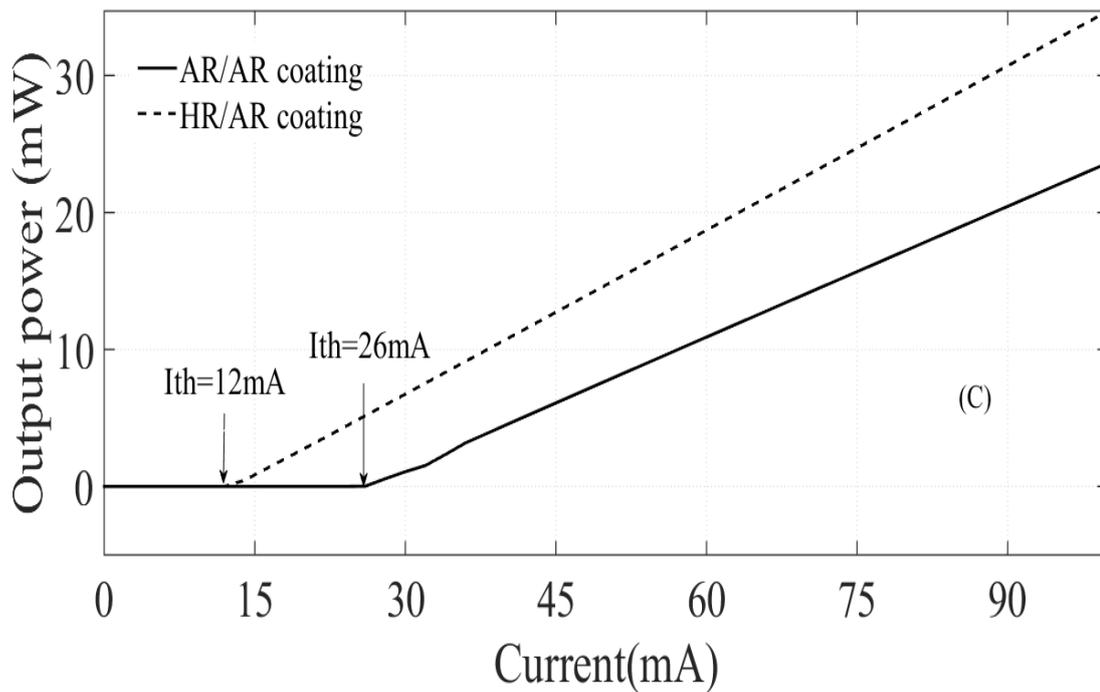


Figure 2.16: Puissance optique en fonction du courant de polarisation d'un laser DFB (3PS) avec (DCC) structure 3

En résumé, nous avons démontré l'avantage d'utiliser une approche rigoureuse telle que la modélisation de domaine temporel en deux étapes SS-TDM plutôt qu'une approche en régime permanent dans l'analyse des caractéristiques statiques des structures complexes de lasers DFB. L'approche SS-TDM est plus compliquée et plus difficile à mettre en œuvre qu'une approche en régime permanent, mais donne une grande précision dans la détermination des caractéristiques statiques de différentes structures de lasers DFB à sauts de phase multiple avec coefficient de couplage réparti. D'autre part, le principal inconvénient de la méthode présentée est l'énorme temps de calcul requis en raison de la nature dynamique de l'algorithme SS-TDM.

Conclusion du chapitre 2

Dans ce chapitre, nous avons présenté en détails les modèles mathématiques les plus utilisés pour décrire le comportement des lasers à semi-conducteur. À travers une simulation numérique, nous avons étudié les caractéristiques fondamentales des lasers Fabry-Pérot et des lasers DFB. Dans le prochain chapitre, nous allons étudier théoriquement les effets de la rétroaction optique externe sur les lasers à semiconducteur.

Bibliographie du Chapitre 2

- [1] Erneux, Thomas, and Pierre Glorieux. *Laser Dynamics*. Cambridge University Press, 2010.
- [2] Piprek, Joachim. *Optoelectronic Devices: Advanced Simulation and Analysis*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [3] Carroll, John E., James Whiteaway, Dick Plumb, and R. G. Plumb. *Distributed Feedback Semiconductor Lasers*. IET, 1998.
- [4] Marcenac, D. D. (1993). *Fundamentals of laser modelling* (Doctoral thesis). <https://doi.org/10.17863/CAM.14129>.
- [5] Ghafouri-Shiraz, H., and B. S. Lo. *Distributed feedback laser diodes: principles and physical modelling*. John Wiley & Sons, 1996.
- [6] Zhang, L.M., and J.E. Carroll. "Large-signal dynamic model of the DFB laser." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 28, no. 3 (1992), 604-611. doi:10.1109/3.124984.
- [7] Li, W., W.-P. Huang, X. Li, and J. Hong. "Multiwavelength gain-coupled DFB laser cascade: design modeling and simulation." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 36, no. 10 (2000), 1110-1116. doi:10.1109/3.880650.
- [8] Li, Xun. *Optoelectronic Devices: Design, Modeling, and Simulation*. Cambridge University Press, 2009.
- [9] YANPING XI: "One-Dimensional Simulation Methods for Distributed Feedback Semiconductor Lasers" PhD dissertation, University of McMaster, 2009.
- [10] Byoung-Sung Kim, Youngchul Chung, and Jae-Seung Lee. "An efficient split-step time-domain dynamic modeling of DFB/DBR laser diodes." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 36, no. 7 (2000), 787-794. doi:10.1109/3.848349.
- [11] Numai, Takahiro. *Fundamentals of Semiconductor Lasers*. Springer, 2014.

- [12] Press, William H., Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, and Brian P. Flannery. *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, 2007.
- [13] Wei Li, Wei-Ping Huang, and Xun Li. "Digital filter approach for Simulation of a complex integrated laser diode based on the traveling-wave model." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 40, no. 5 (2004), 473-480. doi:10.1109/jqe.2004.826436.
- [14] Homar, M., J.V. Moloney, and M. San Miguel. "Travelling wave model of a multimode Fabry-Perot laser in free running and external cavity configurations." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 32, no. 3 (1996), 553-566. doi:10.1109/3.485410.
- [15] Agrawal, Govind P., and Niloy K. Dutta. *Semiconductor Lasers*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [16] Gordon, Ariel, Christine Y. Wang, L. Diehl, F. X. Kärtner, A. Belyanin, D. Bour, S. Corzine, et al. "Multimode regimes in quantum cascade lasers: From coherent instabilities to spatial hole burning." *Physical Review A* 77, no. 5 (2008). doi:10.1103/physreva.77.053804.
- [17] Whiteaway, J.E.A., B. Garrett, G.H.B. Thompson, A.J. Collar, C.J. Armistead, and M.J. Fice. "The static and dynamic characteristics of single and multiple phase-shifted DFB laser structures." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 28, no. 5 (1992), 1277-1293. doi:10.1109/3.135268.
- [18] Whiteaway, J.E.A., B. Garrett, G.H.B. Thompson, A.J. Collar, C.J. Armistead, and M.J. Fice. "The static and dynamic characteristics of single and multiple phase-shifted DFB laser structures." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 28, no. 5 (1992), 1277-1293. doi:10.1109/3.135268.
- [19] Tsang, C.F., D.D. Marcenac, L.M. Zhang, and J.E. Carroll. "Comparison between 'power matrix model' and 'time domain model' in modelling large signal responses of DFB lasers." *IEE Proceedings - Optoelectronics* 141, no. 2 (1994), 89-96. doi:10.1049/ip-opt:19949916.

3

Etude théorique des lasers à semi-conducteur soumis à une rétroaction optique externe

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, on se propose de décrire théoriquement le fonctionnement des lasers à semi-conducteur en présence de rétroaction optique externe. Après avoir rappelé l'origine et la définition, nous verrons que plusieurs régimes de fonctionnement peuvent être distingués. Ainsi, nous allons introduire le de Lang et Kobayashi et les avantages et les limites de ce modèle. Ensuite, nous allons présenter le nouveau modèle théorique développer dans le cadre de cette thèse pour décrire le comportement des lasers à rétroaction répartie DFB en présence de rétroaction optique externe, après nous allons montrer les résultats de simulation des caractéristiques statiques, dynamiques et de bruit du d'un laser DFB solitaire et avec rétroaction optique en utilisant ce modèle et les comparées à d'autres résultats théoriques et expérimentaux. Enfin, conclusions et perspectives sont présentées dans a la fin de ce chapitre,

3.2 Effets de rétroaction optique et classification des phénomènes de rétroaction optique

Les effets de la rétroaction optique externe dans les lasers à semi-conducteur ont été étudiés dès le début de leur développement [1]. Au début des années 1980, Lang et Kobayashi [2] ont publié un article-clé sur les effets de la rétroaction optique dans les lasers à semi-conducteur, qui a initié un énorme effort de recherche consacré à l'étude du dynamique induite par la rétroaction optique. Depuis lors, la bistabilité, l'instabilité, auto-pulsations, et les états d'effondrement de cohérence ont été observés dans le régime feedback qui induits des oscillations irrégulières dans les lasers à semi-conducteur [3-5]. Dans les lasers à semi-conducteur, la rétroaction optique externe est souvent utilisée pour le contrôle de la fréquence d'oscillation, sélection du mode et suppression des modes latéraux. En effet, la largeur spectrale du mode laser peut-être stabilisée par une forte rétroaction et le chirp de la fréquence d'oscillation peut être compensés par la rétroaction optique [6-7]. D'autre part, les lasers à semi-conducteur montrent des oscillations instables pour une certaine de niveaux de rétroaction optique. La dynamique des lasers à semi-conducteur soumis à une rétroaction optique dans cette gamme est très intéressante non

seulement du point de vue de la physique fondamentale, mais aussi pour des applications pratiques, puisque les effets optiques sont omniprésents dans les systèmes optiques comme par exemple : systèmes de communication optique, stockage optique des données et mesures optiques. Ces oscillations irrégulières sont induites par la dynamique impliquée dans les systèmes laser connus sous le nom de " chaos" décrit par des équations différentielles à retard non linéaire.

Depuis les premiers jours, les facettes clivées ont été fréquemment utilisés comme un résonateur dans les lasers à semi-conducteur. Par conséquent, la réflectivité des facettes des lasers à semi-conducteur est beaucoup plus faible que celle d'autres lasers, tels que les lasers à gaz puisque la lumière dans une cavité d'un laser à semi-conducteur est réfléchi perpendiculairement à la facette laser, la réflectivité d'amplitude interne r_0 est donnée par :

$$r_0 = \frac{\eta - 1}{\eta + 1} \quad (3.1)$$

Où : η est l'indice de réfraction du matériau laser. Par exemple, l'indice de réfraction η du laser à semi-conducteur AlGaAs sans aucun revêtement optique est d'environ 3.6 et la réflectivité d'amplitude de la facette est calculée comme étant : $r_0 = 0.57$. La réflectivité d'intensité correspondante est : $R_0 = r_0^2 = 0,32$. Seulement 32% de la lumière générée par l'émission stimulée est renvoyée dans la cavité laser et les autres photons se dissipent à partir de la cavité laser [8]. Pour réaliser un laser de haute puissance, les facettes laser sont revêtues de façon appropriée par des films diélectriques. Ensuite, la facette arrière de la cavité a habituellement une réflectivité élevée de plus de 90% et la facette frontale à une faible réflectivité inférieure à 10% comme évoqué dans le chapitre précédent. Ceci est assez différent des autres lasers où les deux facettes ont des réflectivités proches de 100%.

En dépit d'une telle structure laser dissipative, les oscillations laser sont encore possible dans les lasers à semi-conducteur en raison du rendement élevé de la conversion de la pompe à la lumière. Cela rend les lasers à semi-conducteur différents des autres lasers ainsi, la lumière s'éloigne de la cavité après quelques réflexions dans le résonateur. En d'autres termes, les lasers à semi-conducteur sont facilement affectés par la lumière externe par la

rétroaction optique ou de l'injection optique d'un laser différent. En effet, l'utilisation d'isolateurs optiques est essentielle dans les systèmes de communication optique pour éviter les opérations instables des lasers générés par la rétroaction des composants optiques et des fibres optiques. Le retour optique induit diverses instabilités dans les lasers à semi-conducteur, par exemple, les bruits sont grandement améliorés par le retour optique.

Il existe de nombreux paramètres pour caractériser les effets de la rétroaction optique externe dans les lasers à semi-conducteur. Chaque paramètre est important pour décrire les caractéristiques, mais un paramètre le plus important et le plus utile pour comprendre les caractéristiques du laser soumis à une rétroaction optique externe est la réflectivité du miroir externe. Tkach et Chraplyvy [9] ont étudié les instabilités des lasers à semi-conducteur avec rétroaction optique et ils les ont distinguées dans cinq régimes suivants, en fonction de la fraction de rétroaction :

Régime I. Rétroaction très faible (la fraction de rétroaction de l'amplitude est moins de 0.01%) et de petits effets. La largeur spectrale du mode laser devient large ou étroite, selon la fraction de retour [10].

Régime II. Petits effets, mais non négligeables (moins de $\sim 0.1\%$ et le cas pour $C > 1$, où le paramètre C est une mesure de l'instabilité, qui sera discutée plus tard dans la section 4.1. La génération des modes externes donne lieu au saut de mode entre les modes interne et externe [9].

Régime III. C'est une région étroite autour de $\sim 0.1\%$ de rétroaction. Le bruit de saut de mode est supprimé et le laser peut osciller avec une largeur de raie étroite [9].

Régime IV. Feedback modéré (environ 1%). L'oscillation de relaxation devient non amortie et la largeur spectrale du mode laser est considérablement élargie. Le laser montre un comportement chaotique et évolue parfois en oscillations instables dans un état d'effondrement de cohérence. Le niveau de bruit est grandement renforcé sous cette condition [11].

Régime V. Forte rétroaction (plus de 10% de rétroaction). Les cavités interne et externe se comportent comme une seule cavité et le laser oscille dans un seul mode. La largeur spectrale du mode laser est réduite considérablement [12].

Dans les régimes ci-dessus, la fraction citée est celle du niveau de retour optique réel dans la couche active et cela ne signifie pas la réflectivité du miroir externe, car il y a des pertes de diffusion et d'absorption de la lumière à travers les composants optiques. De plus, une perte de diffraction de la lumière due à une lentille de collimation habituellement placée devant la facette laser n'est pas négligeable, car l'épaisseur de la couche active est aussi faible que $0,1 \mu\text{m}$ en émission ordinaire des lasers. Par conséquent, la fraction de rétroaction optique est effectivement réinjectée dans le couche active devient un dixième ou moins que la réflectivité d'intensité du miroir externe. Cependant, les lasers à semi-conducteur sont suffisamment sensibles pour déstabiliser leur puissance de sortie par une petite quantité de rétroaction optique de moins de 1% d'amplitude. Habituellement, un isolement de 40 dB est requis pour les systèmes de communication pour éviter les effets de rétroaction optique.

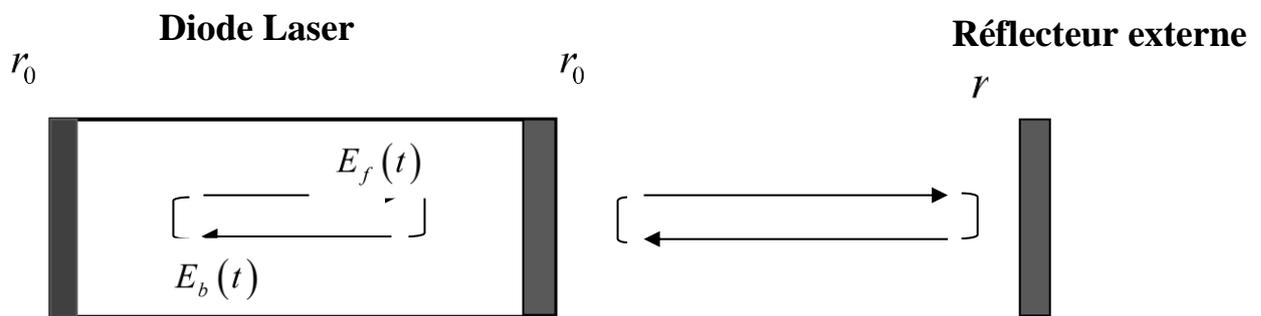


Figure 3.1: Modèle d'un laser à semi-conducteur avec rétroaction optique externe

3.3 Le Modèle de Lang et Kobayashi

Les caractéristiques statiques des lasers à semi-conducteur avec rétroaction optique peuvent être théoriquement étudiées avec les relations entre les réflectivités de la cavité interne et du réflecteur externe, le gain dans un milieu, et d'autres paramètres statiques du laser. Cependant, les caractéristiques dynamiques doivent être décrites par un système d'équations dépendantes du temps. Les équations pour les lasers à semi-conducteur en présence de rétroaction optique sont facilement obtenues en modifiant les équations

d'évolutions pour le laser solitaire discuté au Chap. 2. Le modèle d'un laser à semi-conducteur avec rétroaction optique est illustré à la Figure 3.1. Pendant un moment, nous considérons que le réflecteur externe est un miroir de réflexion ordinaire. La lumière d'un laser est réfléchié par un miroir externe est renvoyé dans la cavité du laser avec un retard de temps. Nous supposons que le miroir est positionné dans la longueur de cohérence du laser. En outre, le laser est supposé être opérationnel à un seul mode, bien que ce ne soit pas toujours vrai dans des situations réelles. Le laser oscille parfois en opération multimode dans certaines conditions de paramètre de rétroaction optique même lorsque le laser oscille à un seul mode dans les conditions solitaires. Les effets du réflecteur externes sont ajoutés à l'équation du champ complexe. L'équation du champ est écrite sous la forme suivante [2] :

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{1}{2}(1 - j\alpha_H)G_N \{N(t) - N\} E(t) + \frac{k}{\tau_{in}} E(t - \tau) \exp(j\omega_0 \tau) \quad (3.2)$$

Où : k est la force de rétroaction due au retour optique externe, $\tau = 2L/c$ est le temps aller-retour de la lumière dans la cavité externe, ω_0 est la fréquence d'oscillation angulaire du laser. Le dernier terme a un temps de retard τ et le champ complexe est décrit par une équation différentielle de retard et ceci est l'origine de l'instabilité et du dynamique non-linear dans les lasers à semi-conducteur. L'équation est connue sous le nom l'équation de Lang-Kobayashi après leur dérivation.

Le coefficient de rétroaction ou force de rétroaction k peut être calculé en considérant les effets de la réflexion multiple de la lumière dans la cavité externe. Dans la Figure 3.1, nous ne considérons que les champs se propageant vers l'avant et vers l'arrière dans la cavité et l'extra terme ajouté au champ laser à partir du retour optique devant la facette du résonateur. Pour l'oscillation en régime permanent en présence rétroaction optique externe, la relation entre les champs de déplacement aller et retour à la facette laser, $E_f(t) \exp(-j\omega_0 t)$ et $E_b(t) \exp(-i\omega_0 t)$, est donnée par [2] :

$$E_b(t) = r_0 \left\{ E_f(t) + \frac{1 - r_0^2}{r_0} r \sum_{m=1}^{\infty} (-r_0 r)^{m-1} E_f(t - m\tau) \exp(jm\omega_0 \tau) \right\} \quad (3.3)$$

Nous supposons que les réflectivités pour les facettes avant et arrière de la cavité laser est la même à r_0 . Ce n'est pas toujours vrai pour les lasers réels, mais le taux de retour pour différentes réflectivités peut être calculé directement. Les lasers à semi-conducteur récents ont une réflectivité à faible intensité de la facette avant aussi faible que 10% ou moins par revêtement optique et, par conséquent, ces lasers sont beaucoup affectés par le retour optique.

La phase dépendante du temps en présence de rétroaction optique joue un rôle important, puisque la phase se couple aux autres variables. Pour la densité de porteurs, nous n'avons pas besoin de considérer la modification de l'équation. Nous obtenons les équations d'évolutions modifier de Lang-Kobayashi en fonction de la densité des photon

$S(t) = E(t) \cdot E(t)^*$ est défini comme suit [13] :

$$\frac{dS(t)}{dt} = \left[\frac{1}{2} \frac{G_N \{N(t) - N\}}{1 + \varepsilon S} - \frac{1}{\tau_p} \right] S(t) + 2 \frac{k}{\tau_{in}} \sqrt{S(t)S(t-\tau)} \cos \theta(t) + \frac{\beta \Gamma N}{\tau_N} \quad (3.4)$$

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{1}{2} \alpha_H \left[\frac{\Gamma G_N \{N(t) - N\}}{1 + \varepsilon S} - \frac{1}{\tau_p} \right] - \frac{k}{\tau_{in}} \sqrt{\frac{S(t-\tau)}{S(t)}} \sin(\theta(t)) \quad (3.5)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{J(t)}{qv} - \frac{N(t)}{\tau_s} - \frac{G_N \{N(t) - N\}}{1 + \varepsilon S} S^2(t) \quad (3.6)$$

$$\theta(t) = \omega_0 \tau + \phi(t) - \phi(t - \tau) \quad (3.7)$$

Pour l'équation de la densité des photons Eq. (3.4), le premier terme de droite dont G_N indique l'émission stimulée et celui y compris $1/\tau_p$ représente la décroissance de la densité des photons due aux pertes de la cavité, et le second terme de droite de l'équation (3.4) y compris k indique l'effet de rétroaction optique externe avec un retard τ . Les mêmes arguments sont valables pour l'équation de phase de l'équation (3.5). Pour l'équation de la densité de porteurs, le premier terme de droite de l'équation (3.6) incluant J indique le courant d'injection pour pompage, le second terme de droite de l'équation (4.5) incluant $-1/\tau_s$ représente la décroissance de la densité de porteurs due à l'émission spontanée, et le

troisième terme de droite de l'équation (4.5) incluant G_N indique l'émission stimulée. L'équation (3.7) montre la différence de phase entre le champ inter-cavité et le champ réfléchi de la cavité externe, avec une différence de phase initiale $\omega_0\tau$.

Nous pouvons étudier le comportement dynamique des lasers à semi-conducteur avec rétroaction optique en résolvant numériquement les équations ci-dessus. Dans les équations d'évolution pour un laser solitaire dans le deuxième chapitre (équations (2.1), (2.2)), la phase n'affecte pas d'autre variable et, par conséquent, le laser à semi-conducteur est seulement décrit par les équations du champ et de la densité de porteurs. Cependant, nous devons considérer la phase pour le développement de temps en présence de rétroaction optique, depuis que la phase est liée aux autres variables à travers le terme de rétroaction optique comme indiqué dans les équations ci-dessus.

3.3.1 Résultats numériques de la dynamique d'un laser avec rétroaction optique externe en utilisant le modèle de Lang-Kobayashi

L'analyse numérique est une technique utile pour étudier la dynamique non linéaire pour un laser avec rétroaction optique externe. Mathématiquement, les équations de Lang-Kobayashi (3.4)-(3.6) sont des équations différentielles à retard constant qui peut être résolu numériquement par l'algorithme de Runge-Kutta de quatrième ordre qui est fréquemment utilisé pour l'exactitude des calculs [14] en utilisant la fonction `dde23()` de MATLAB® avec valeurs des paramètres indiquées dans le Tableau 3.1. L'observation des formes d'onde temporelles et des spectres radiofréquences (RF) de l'intensité de sortie du laser est la première étape dans l'analyse de la dynamique non linéaire. Les résultats typiques des formes d'onde temporelles sont illustrés dans la figure 3.2 lorsque la force de la rétroaction est changée. Ici, la force de rétroaction k peut être obtenue à partir de la réflectivité du miroir externe r_3 comme suit :

$$k = \frac{(1 - r_2^2) r_3}{r_2} \frac{1}{\tau_{in}} \quad (3.8)$$

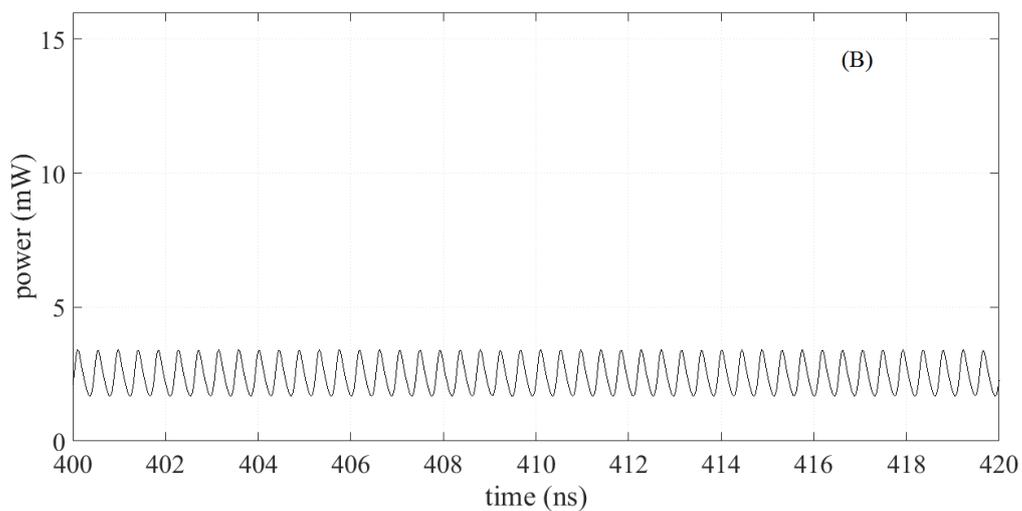
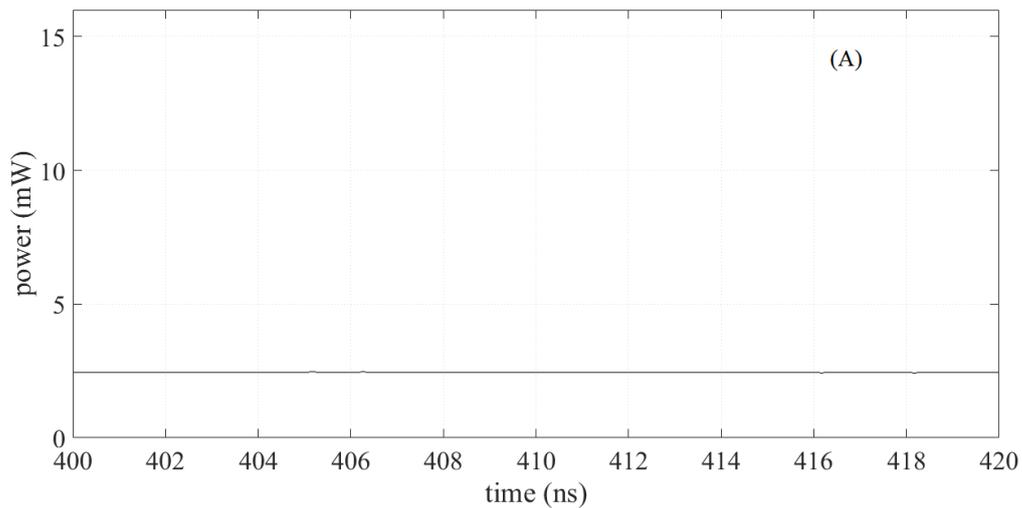
Selon les valeurs des paramètres indiquées dans le tableau 3.1, la relation suivante entre k et r_3 peut être maintenue : $k = 1.553 \times 10^{11} \cdot r_3 = 155.3 \cdot r_3 [ns^{-1}]$

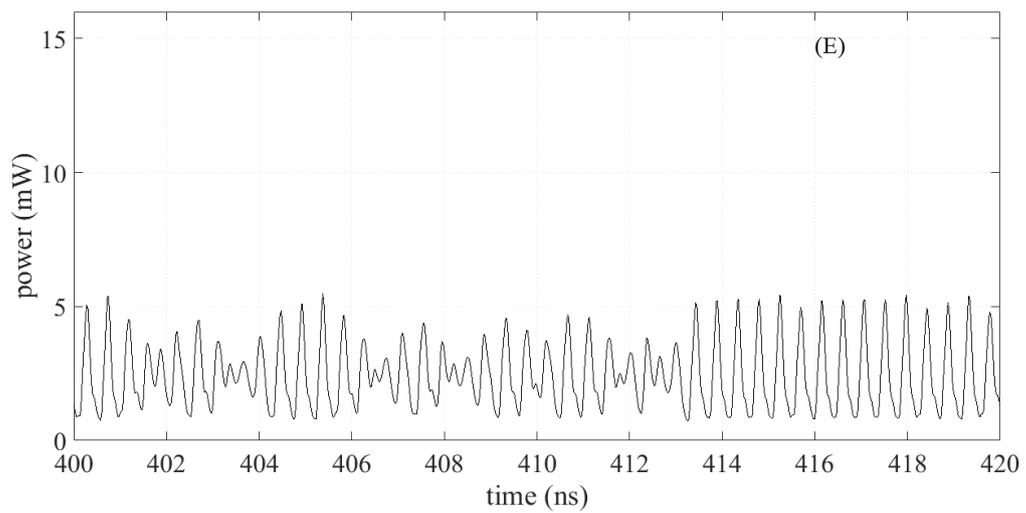
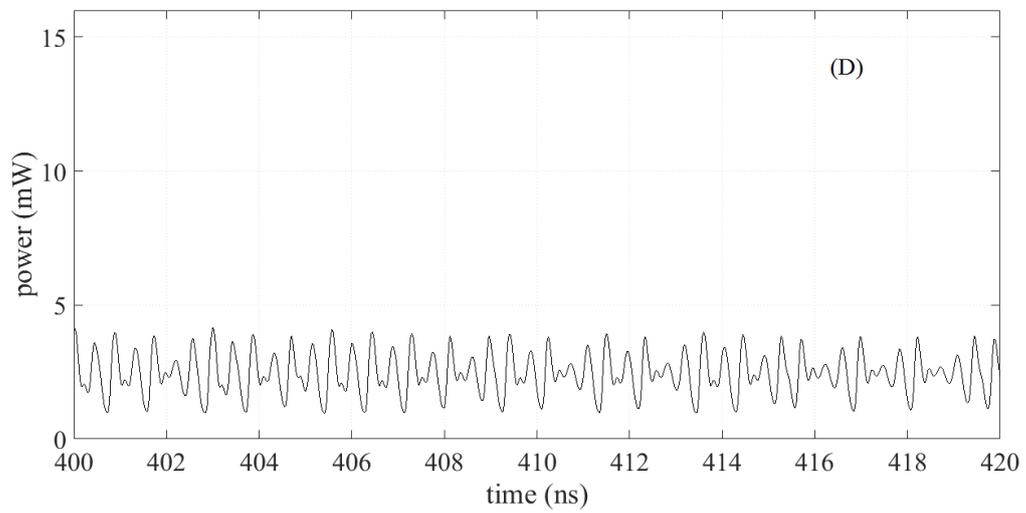
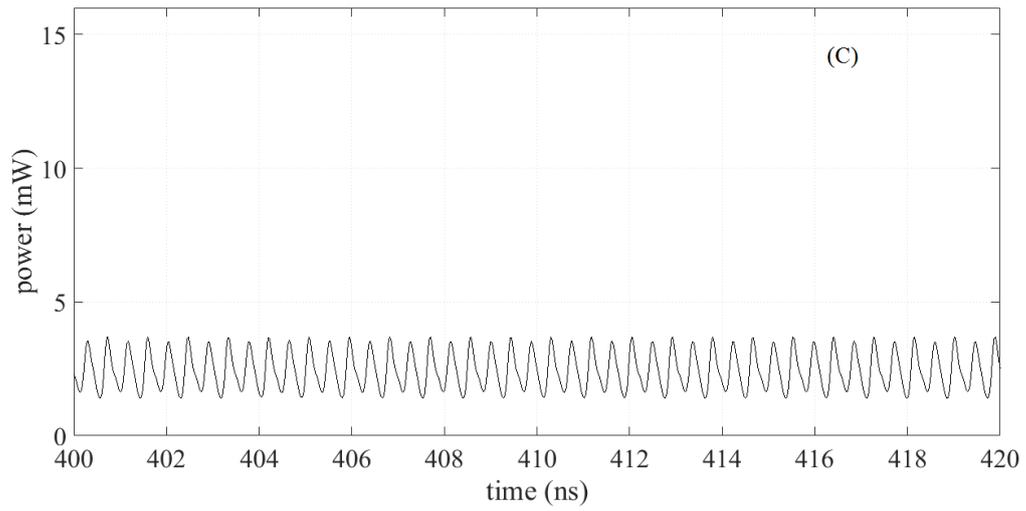
Tableau 3.1: Paramètres utilisés dans les simulations des équations de L-K

Paramètre	Valeur	Description	Unité
Paramètres structuraux et des matériaux du laser			
G_N	2.12	Gain différentiel	10^{-12} m^2
α_m	40	Pertes internes de la cavité	cm^{-1}
N_0	4	Densité de porteurs à la transparence	10^{23} m^{-3}
v	1.5	Volume de la cavité active de la diode laser	10^{-16} m
Γ	0.4	Le facteur de confinement optique	
r_2	0.55	Coefficient de réflexion en amplitude de la facette droite	
$j = J/J_{th}$	1.5	Courant d'injection normalisé	
λ	1550	Longueur d'onde de référence à la transparence	nm
α_H	5.5	Facteur de Henry	
ε	3	Facteur de compression de gain	10^{-23} m^3
τ_p	2	Durée de vie d'un photon	10^{-12} s
τ_N	2	Durée de vie d'un électron	10^{-9} s
β	10^{-5}	Taux de couplage de l'émission spontanée	
τ_{int}	8	Temps de vol aller-retour dans la cavité laser	10^{-12} s

L'évolution temporelle de la puissance optique du laser est calculée et illustrée dans la figure 3.2. Sans retour optique : $k = 0$ ($r_3 = 0$) , la forme d'onde temporelle de l'état stationnaire est obtenue comme le montre la figure 3.2(A). Avec l'augmentation de k , une forme d'onde

temporelle d'une oscillation de période-1 est observée à : $k = 0,777 \text{ ns}^{-1}$ ($r_3 = 0.0050$) figure 3.2 (B). Lorsque k est augmenté à : $k = 1.056 \text{ ns}^{-1}$ ($r_3 = 0.0068$) , un autre composant oscillation apparaît sur l'oscillation de la période-1, montrant une oscillation quasi-périodique dans la figure 3.2(C). La forme d'onde temporelle devient une oscillation de période-3 à : $k = 1.320 \text{ ns}^{-1}$ ($r_3 = 0.0085$) sur la figure 3.2(D). Une oscillation chaotique est observée à : $k = 1.553 \text{ ns}^{-1}$ ($r_3 = 0.010$) sur la figure 3.2(E). Comme k est encore augmenté, les oscillations chaotiques avec de plus grandes amplitude sont observées à : $k = 3.106 \text{ ns}$ ($r_3 = 0.0200$) sur la figure 3.2(F). La transition des oscillations périodiques aux oscillations chaotiques par des oscillations quasi-périodiques est connu sous le nom de route quasipériodique au chaos, indiquant l'existence de chaos déterministe.





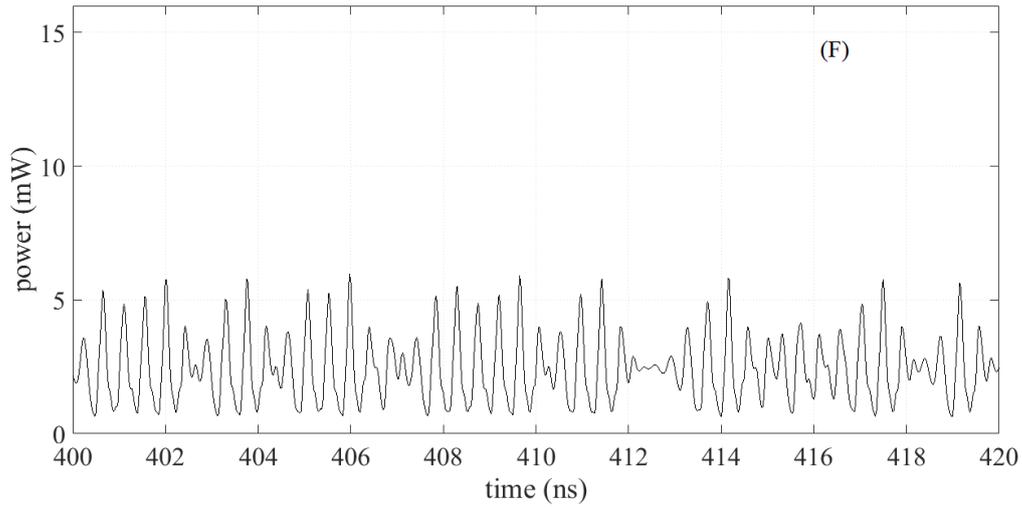
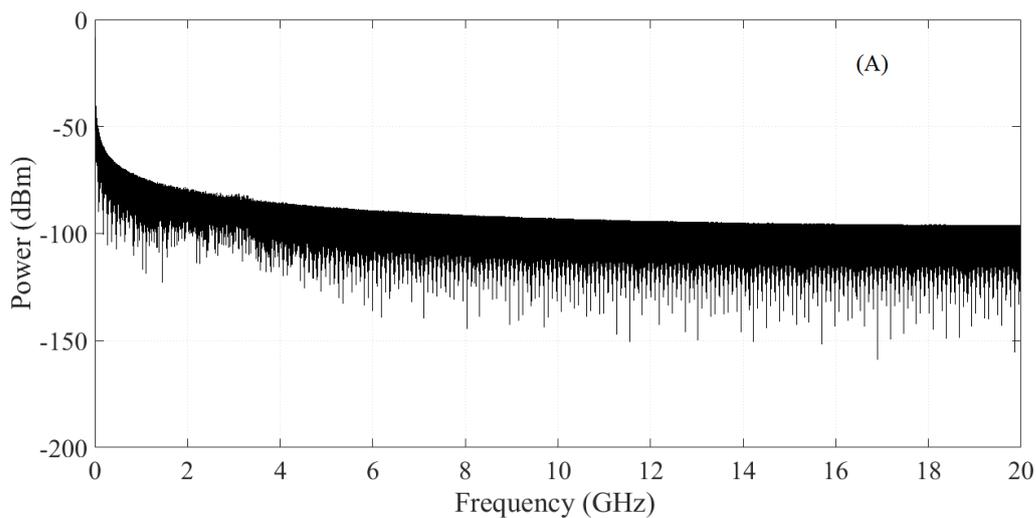
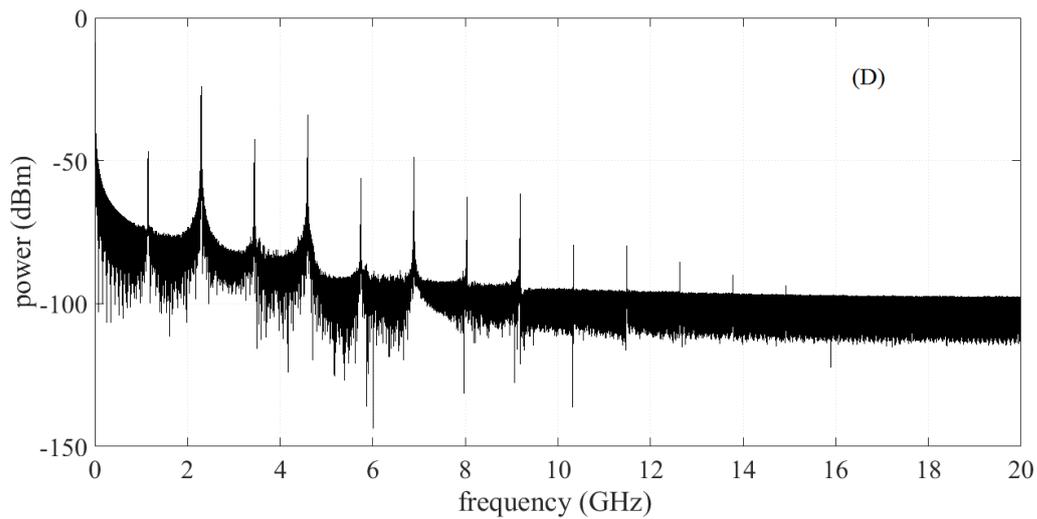
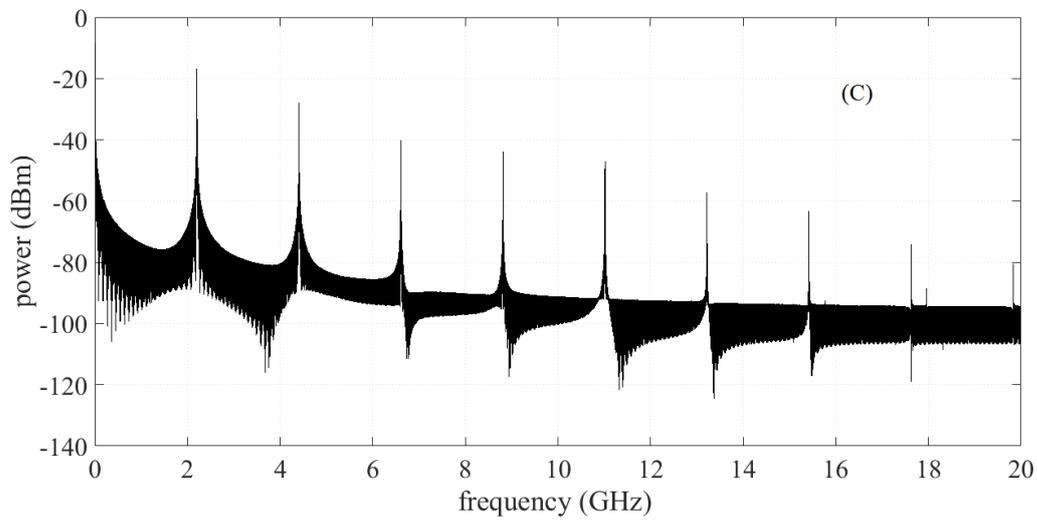
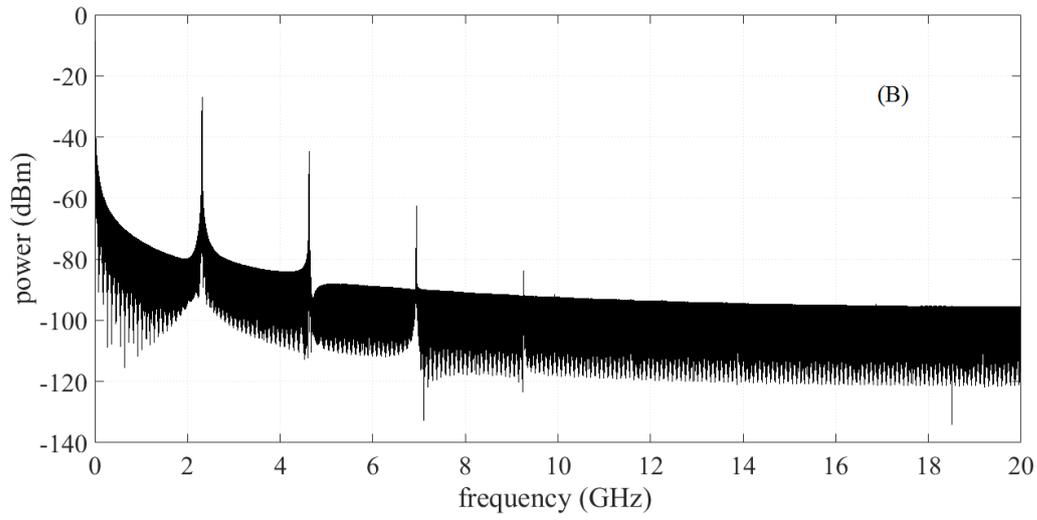


Figure 3.2: Résultats numériques des formes d'ondes temporel de l'intensité du laser pour divers force de rétroaction k (ou réflectivité de la miroir externe r_3). (A) état stationnaire $k=0$ ($r_3 = 0$) , (B) l'oscillation de la période-1 à $k = 0.777 \text{ ns}^{-1}$ ($r_3 = 0.0050$) , (C) le oscillation quasi-périodique à $k = 1,056 \text{ ns}^{-1}$ ($r_3 = 0,0068$), (D) l'oscillation de la période 3 $k = 1,320 \text{ ns}^{-1}$ ($r_3 = 0,0085$) , (E) le chaotique oscillation à $k = 1.553 \text{ ns}^{-1}$ ($r_3 = 0,0100$) , et (F) l'oscillation chaotique à $k = 3.106 \text{ ns}^{-1}$ ($r_3 = 0,0200$) .





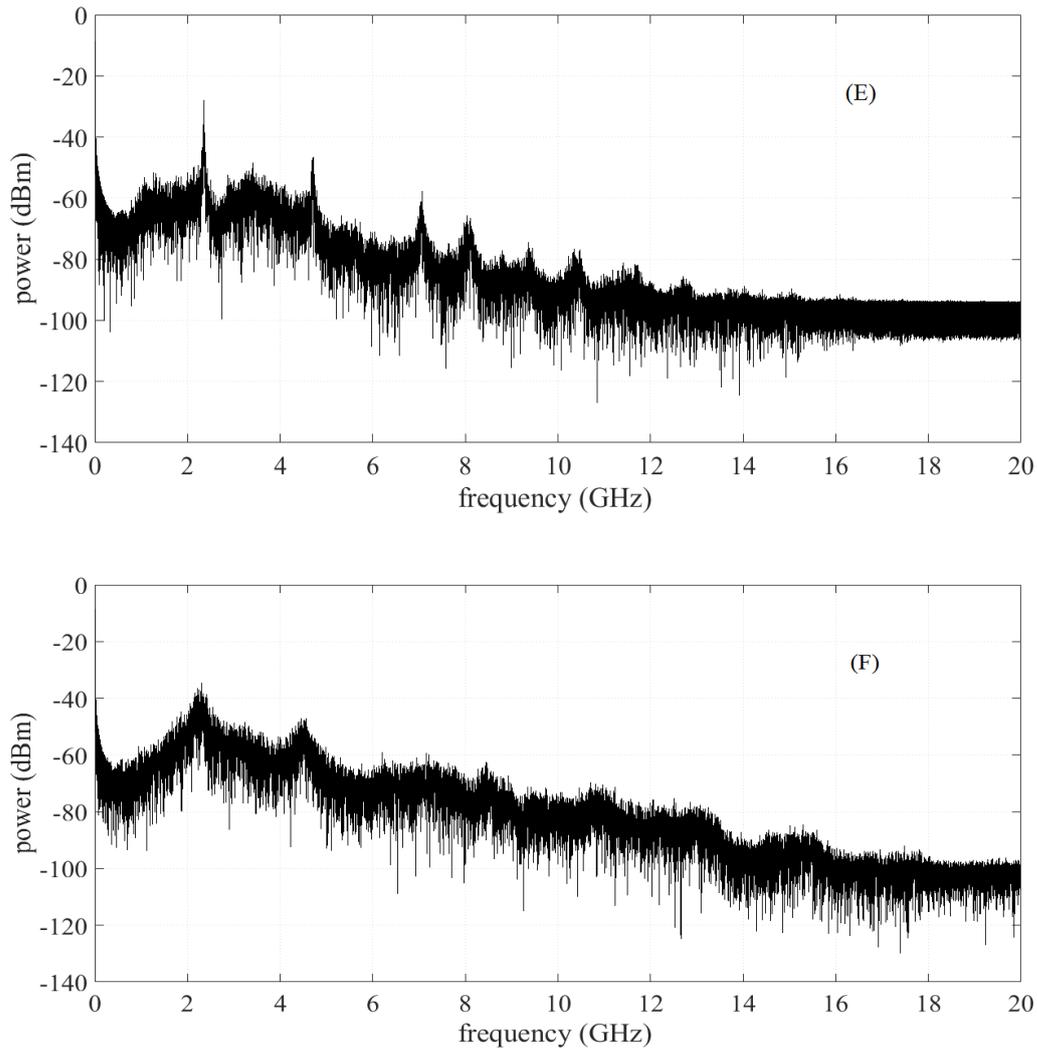


Figure 3.3: Transformée de Fourier rapide (FFT) de l'intensité du laser pour différentes valeurs de k . Ces chiffres correspondent à la figure 3.2.

La transition des oscillations périodiques aux oscillations chaotiques peut également être observée dans le domaine fréquentiel. Les composantes de fréquence sont tracées en calculant la transformée de Fourier rapide FFT à partir des formes d'onde temporelles montrées à la figure 3.2. La figure 3.3 montre les FFT correspondant à la Figure 3.2. Le calcul des FFT dans la simulation numérique correspond à l'observation des spectres RF dans l'expérience. Pour la figure 3.3 (A) à : $k = 0$, aucun pic n'apparaît dans le FFT car la forme d'onde temporelle est stable et il n'y a pas de comportement oscillatoire. Lorsque k est augmenté à : $k = 0.777 ns^{-1}$, un pic important à 2.31GHz, correspondant presque à la fréquence de relaxation d'oscillation, et ses harmoniques sont observées dans la figure 3.3

(B). La fréquence de relaxation d'oscillation pour un laser solitaire sans retour optique est de 2.25 GHz. Le pic large observé dans la figure 3.3 (B) à 2.31GHz est légèrement décalé de la fréquence de relaxation d'oscillation initiale due à l'effet de rétroaction optique.

Avec l'augmentation de la force de rétroaction à : $k = 1.056 \text{ ns}^{-1}$, de nombreux pics pointus apparaissent dans le domaine fréquentiel de la figure 3.3 (C). Les deux principales composantes de fréquence (et leurs harmoniques) sont observées, ce qui correspond à la fréquence de relaxation d'oscillation et la fréquence de la cavité externe. À : $k = 1.320 \text{ ns}^{-1}$, plusieurs pics de fréquence dont l'intervalle correspond aux 1/3 sous-harmoniques du plus grand pic de fréquence sont observés comme l'oscillation de la période 3 sur la figure 3.3 (D). Comme k est augmenté à : $k = 1.553 \text{ ns}^{-1}$, un spectre large est obtenu et l'oscillation chaotique apparaît sur la figure 3.3 (E). Comme k est augmenté davantage, un spectre plus large est observé à : $k = 3.106 \text{ ns}^{-1}$ sur la figure 3.3 (F). L'interaction non linéaire entre la fréquence de relaxation d'oscillation et la fréquence de la cavité externe entraîne route vers le chaos par quasi-périodicité comme la force de la rétroaction augmente.

3.3.2 Problème du Modèle de Lang-Kobayashi

Pour la modélisation des propriétés dynamiques des lasers à semi-conducteur avec rétroaction optique externe, le modèle de Lang-Kobayashi a été largement utilisé dans les quatre dernières décennies dans la modélisation des différents types des lasers à semi-conducteur soumis à différents niveaux de rétroaction optique. Il a été démontré que le modèle de L-K est un modèle robuste et fiable et qu'il est en très bon accord avec les résultats expérimentaux et donne une très bonne interprétation de la plupart des phénomènes observés telle que le chaos et le régime d'effondrement de la cohérence. En effet, le modèle L-K a été développé à l'origine pour les simples lasers de type Fabry-Pérot et il est supposé par de nombreux chercheurs comme étant valable pour des structures plus compliquées telle que des lasers à rétroaction répartie DFB. Cependant, le modèle de Lang-Kobayashi est basé sur l'hypothèse que le champ optique et la densité des porteurs sont uniformément répartis le long de la cavité du laser, il ne tient pas compte la distribution spatiale des champs optiques et de la densité des porteurs dans la cavité du laser. Par conséquent il ne tient l'effet du spatial-hole burning (SHB), qui est maintenant essentiel dans l'analyse des lasers DFB à semi-conducteur où ces effets sont plus significatifs dans

les lasers DFB plus que les lasers de type Fabry-Pérot [8]. En plus de cela, certains paramètres structuraux importants des lasers DFB tels que le réseau de diffraction (réseau de Bragg), et les sauts de phase ont été ignorés dans le modèle L-K [9]. De plus, le modèle de L-K ne donne aucune information sur les caractéristiques spectrales du laser [10], par conséquent, une approche des ondes couplées est requise pour ce type de laser.

3.4 Modèle temporel à onde progressif des Lasers DFB à semi-conducteur en présence de rétroaction optique externe

Dans cette section, nous allons présenter une nouvelle approche développer dans le cadre de cette thèse pour analyser le comportement des lasers à rétroaction répartie DFB à semi-conducteur avec une faible rétroaction optique externe notamment dans les Régimes I, II, III indiqués dans la section 3.2. Cette approche est basée sur le modèle temporel à progressives TDTW, nous étendons ce modèle en introduisant deux nouvelles équations dans le domaine temporel correspond à la déviation des champs optiques aller et retour à cause de la rétroaction optique externe.

3.4.1 Description du modèle

Le modèle temporel à progressives TDTW a été déjà utilisé dans la modélisation des diodes laser avec rétroaction optique externe pour des cavités externes courtes avec un niveau de rétroaction fort [15, 16]. Nous nous concentrons dans notre travail sur les régimes de rétroaction faible. Lorsque le laser DFB est soumis à une rétroaction optique faible, l'état fondamental d'oscillation du laser change, d'où les champs optiques aller et retour à l'intérieur de la cavité laser et les conditions aux limites changent. Nous dérivons deux paires d'équations dans le domaine temporel correspond aux déviations des champs optiques contre-propagatifs par cause de la rétroaction optique. Le temps de retour de la lumière réfléchi par la cavité externe est pris en compte dans les conditions aux limites en considérant la réflectivité équivalente de la facette laser soumise à la rétroaction optique externe [17]. De plus, le comportement multimode du laser, le bruit d'émission spontané, la distribution spatiale et la phase des champs optiques et les paramètres structuraux du laser DFB sont implicitement inclus dans ce modèle unifié. La résolution numérique de ce modèle de domaine temporel est calculée directement dans le domaine temporel en utilisant

la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD : Finite Difference Time Domain).

Le champ optique total à l'intérieur de la cavité d'un laser DFB solitaire peut être exprimé comme une combinaison de champs contra-propagatives comme suit:

$$E(z,t) = [E(z,t)] \exp(j\omega_0 t) = [E^+(z,t) \exp(-j\beta_0 z) + E^-(z,t) \exp(j\beta_0 z)] \exp(j\omega_0 t) \quad (3.9)$$

$E^+(z,t)$ et $E^-(z,t)$ sont les enveloppes spatiales lentement variables des ondes aller et retour, β_0 est la constante de propagation de Bragg et ω_0 est la fréquence angulaire de référence proche de l'opération laser.

Les équations d'onde couplées dépendant du temps pour les champs optiques aller et retour (Chapitre 2) sont définis comme suit :

$$\frac{1}{C_G} \frac{\partial E^+(z,t)}{\partial t} + \frac{\partial E^+(z,t)}{\partial z} = (G(z,t) - j\delta(z,t))E^+(z,t) + j\kappa(z)E^- + \xi_+(z,t) \quad (3.10)$$

$$\frac{1}{C_G} \frac{\partial E^-(z,t)}{\partial t} - \frac{\partial E^-(z,t)}{\partial z} = (G(z,t) - j\delta(z,t))E^-(z,t) + j\kappa(z)E^+ + \xi_-(z,t) \quad (3.11)$$

Où : C_G est la vitesse du groupe. $\kappa(z)$ est le coefficient de couplage de l'onde au réseau. $G(z,t)$ est le gain net donnée par :

$$G(z,t) = \frac{\Gamma G_N \{N(z,t) - N_0\}}{2(1 + \varepsilon S(z,t))} - \frac{\alpha_m}{2} \quad (3.12)$$

Où: G_N est le coefficient de gain différentiel, α_m est la perte interne et Γ est le facteur de confinement optique, N_0 est la densité de porteurs à la transparence, ε est le coefficient de saturation de gain non linéaire et S est la densité de photons donnée par:

$$S(z,t) = |E^+(z,t)|^2 + |E^-(z,t)|^2 \quad (3.13)$$

Le facteur de désaccord $\delta(z,t)$ dans l'équation. (3.10) et (3.11) indiquent l'écart de constante propagation à partir de la condition de Bragg, défini comme :

$$\delta(z, t) = \beta_\lambda - \beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{eff}(z, t) - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (3.14)$$

$n_{eff}(z, t)$ est l'indice de réfraction efficace, et il est défini comme:

$$n_{eff}(z, t) = n_{eff}^0 - \Gamma \alpha_m G(z, t) \frac{\lambda_0}{4\pi} \quad (3.15)$$

n_{eff}^0 est l'indice de réfraction.

$\xi_+(z, t)$ et $\xi_-(z, t)$ indiquent les bruits d'émission spontanés de la structure associés aux champs optiques aller et retour qui peuvent être approché comme un processus aléatoires gaussien avec moyenne nulle: $\langle \xi(z, t), \xi(z, t) \rangle = 0$ et satisfaisant la relation de corrélation suivante

$$\langle \xi(z, t), \xi^*(z', t') \rangle = K \Gamma \beta R_{sp} L \delta(t - t') \delta(z - z') / C_g^2 \quad (3.16)$$

K est le facteur d'élargissement latéral de Petermann. R_{sp} est le taux de la recombinaison spontanée, β coefficient de l'émission spontanée, L est la longueur de la cavité laser.

Les conditions aux limite aux deux facettes de terminaison sont donnés par:

$$E^+(z=0, t) = r_1 E^-(z=0, t) \quad (3.17)$$

$$E^-(z=L, t) = r_2 E^+(z=L, t) \quad (3.18)$$

Où: r_1 et r_2 sont la réflectivité de champ de la facette gauche et droite, respectivement.

L'équation d'évolution de la densité des porteurs $N(z, t)$ est donnés par :

$$\frac{\partial N(t, z)}{\partial t} = \frac{J(t, z)}{qd} - AN(z, t) - BN(z, t)^2 - CN(z, t)^3 - GC_g S \quad (3.19)$$

$J(t, z)$ est la densité de courant d'injection dépendante de z , q est charge électrique d'un électron, d est l'épaisseur de la zone active, A est le coefficient de recombinaison linéaire, B est le coefficient de recombinaison biomoléculaire, et C est le coefficient de recombinaison Auger

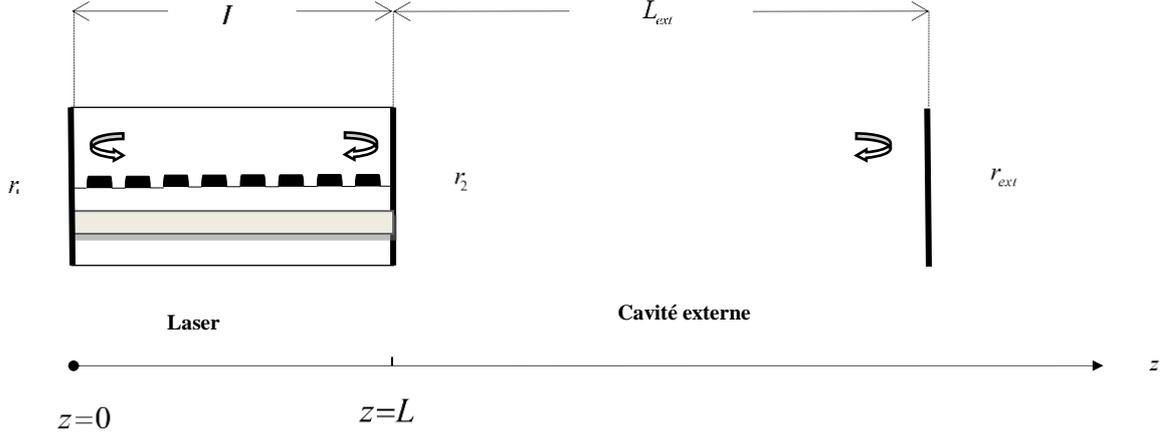


Figure 3.4: Représentation schématique de base d'un laser DFB à semi-conducteur soumis à un retour optique d'un réflecteur externe.

Lorsque le laser (DFB) est exposé à une faible rétroaction optique externe d'un réflecteur externe comme montré dans la Figure 3.4, l'état fondamental du processus laser change, donc la formule du champ total à l'intérieur de la cavité laser donnée dans l'équation (3.9) peut maintenant être réécrit par [18] :

$$E(z,t) = \left[(E^+ + \Delta E^+(z,t)) \exp(-j\beta_0 z) + (E^- + \Delta E^-(z,t)) \exp(j\beta_0 z) \right] \exp(j\omega_0 t) \quad (3.20)$$

$\Delta E^+(z,t)$ et $\Delta E^-(z,t)$ sont la déviation des champs optiques aller et retour en raison de la rétroaction optique. Les équations gouvernant pour les deux nouvelles enveloppes variantes lentement $\Delta E^+(z,t)$ et $\Delta E^-(z,t)$ sont maintenant données par :

$$\frac{1}{C_G} \frac{\partial \Delta E^+(z,t)}{\partial t} + \frac{\partial \Delta E^+(z,t)}{\partial z} = (G(z,t) - j\delta(z,t)) \Delta E^+(z,t) + \dots + j\kappa \Delta E^-(z,t) - (\Delta G(z,t) - j\Delta\delta(z,t)) E^+(z,t) \quad (3.21)$$

$$\frac{1}{C_G} \frac{\partial \Delta E^-(z,t)}{\partial t} - \frac{\partial \Delta E^-(z,t)}{\partial z} = (G(z,t) - j\delta(z,t)) \Delta E^-(z,t) + \dots + j\kappa \Delta E^+(z,t) - (\Delta G(z,t) - j\Delta\delta(z,t)) E^-(z,t) \quad (3.22)$$

Il convient de noter que les équations (3.21), (3.22) sont proposées pour la première fois dans le cadre de cette thèse pour la modélisation des lasers DFB soumis à une rétroaction avec faible retour optique en régime transitoire, puisqu'elles sont déjà exprimées dans les

équations d'ondes couplées pour l'analyse en régime permanent du laser DFB avec faible retour optique par Hirono, Kurosaki, et Fukuda [19].

$\Delta G(z, t)$ et $\Delta \delta(z, t)$ sont respectivement la déviation de gain optique et du facteur de désaccord de phase entre le laser solitaire et le laser avec rétroaction optique externe, qui sont données par [19]:

$$\Delta G(z, t) = G(z, t) - G_{feedback}(z, t) \quad (3.23)$$

$$\Delta \delta(z, t) = \delta(z, t) - \delta_{feedback}(z, t) \quad (3.24)$$

Où : $G_{feedback}(z, t)$ est le gain optique en présence de la rétroaction optique externe est défini comme suit :

$$G_{feedback}(z, t) = \frac{\Gamma G_N \{N(z, t) - N_0\}}{2(1 + \varepsilon S_{feedback}(z, t))} - \frac{\alpha m}{2} \quad (3.25)$$

La densité de photons donnée dans l'équation (3.13) en présence de la rétroaction devient:

$$S_{feedback}(z, t) = \left(|E^+(z, t) + \Delta E^+(z, t)|^2 \right) + \left(|E^-(z, t) + \Delta E^-(z, t)|^2 \right) \quad (3.26)$$

Par conséquent, le facteur de désaccord de phase en présence de la rétroaction optique externe est défini comme suit :

$$\delta_{feedback}(z, t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(n_{eff}^0 - \Gamma \alpha_m G_{feedback}(z, t) \frac{\lambda_0}{4\pi} \right) - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (3.27)$$

Les conditions aux limites des nouveaux champs ΔE^+ , ΔE^- sur la facette droite soumise à la réaction sont écrites en termes de réflectivité équivalente à la facette droite, on obtient [17, 18] :

$$\begin{aligned} \Delta E^-(L, t) &= r_2 \exp(-2j\beta_0 L) \Delta E^+(L, t) + \dots \\ (1 - |r_2|^2) (\Delta E^+(L, t) + E^+(L, t)) & r_{ext} \exp(-2j\beta_0 L) \exp(-j\varphi_{ext}) \end{aligned} \quad (3.28)$$

Et à la facette de gauche :

$$\Delta E^+(0, t) = r_1 \Delta E^-(0, t) \exp(2j\beta_0 0) \quad (3.29)$$

r_{ext} est la réflectivité d'amplitude du réflecteur externe, φ_{ext} est la phase du champ réfléchi

$\varphi_{ext} = 2\pi\omega_0\tau_{ext}$, τ_{ext} temps aller-retour dans la cavité externe définit comme suit:

$$\tau_{ext} = \frac{2\eta_{ext}L_{ext}}{c} \quad (3.30)$$

Où : c est la vitesse de la lumière. η_{ext} est l'indice de réfraction de la cavité externe.

Les équations d'onde couplées dépendant du temps (3.10), (3.11), (3.21), (3.22) peuvent être résolues explicitement dans le domaine temporel en utilisant la méthode (FDTD). Dans ce schéma, la longueur du laser est divisée en un nombre de petites sections de longueur Δz , où $N_s = L/\Delta z$, N_s est le nombre de sections. Ainsi, les champs optiques aller et retour sont échantillonnés avec des dimensions structurales et des propriétés de matériau uniformes à une taille de pas fixe le long de la cavité laser ; ceci conduit au système d'équations suivant [20] :

$$E^+(z + \Delta z, t + \Delta t) = \exp[(G - j\delta)\Delta z]E^+(z, t) + j\kappa\Delta zE^-(z + \Delta z, t) + \xi_+(z, t)\Delta z \quad (3.31)$$

$$E^-(z, t + \Delta t) = \exp[(G - j\delta)\Delta z]E^-(z + \Delta z, t) + j\kappa\Delta zE^+(z, t) + \xi_-(z, t)\Delta z \quad (3.32)$$

$$\begin{aligned} \Delta E^+(z + \Delta z, t + \Delta t) &= \exp[(G - j\delta)\Delta z]\Delta E^+(z, t) + \dots \\ j\kappa\Delta z\Delta E^-(z + \Delta z, t) &- (\Delta G - j\Delta\delta)E^+(z + \Delta z, t + \Delta t) \end{aligned} \quad (3.33)$$

$$\begin{aligned} \Delta E^-(z, t + \Delta t) &= \exp[(G - j\delta)\Delta z]\Delta E^-(z + \Delta z, t) + \dots \\ j\kappa\Delta z\Delta E^+(z, t) &- (\Delta G - j\Delta\delta)E^-(z, t + \Delta t) \end{aligned} \quad (3.34)$$

De la manière dans le chapitre 2 l'équation d'évolution de la densité de porteurs est également convertie en une équation de différence comme suit :

$$N(z, t + \Delta t) = N(z, t) + \Delta t \left(\frac{J(t)}{ed} - \frac{N(z, t)}{\tau_s} - BN(z, t)^2 - CN(z, t)^3 - GC_G S_{feedback}(z, t) \right) \quad (3.35)$$

Pour l'implémentation numérique du modèle présenté, les champs fondamentaux E^+ et E^- sont calculés avec des termes de bruit d'émission spontanée initiaux et sont mis à jour à chaque point de grille au pas de temps suivant par les équations (3.31), (3.32) en utilisant les anciens champs calculés au pas de temps précédent comme entrée, la densité de porteurs à chaque section est calculée simultanément. Lorsque les champs fondamentaux arrivent

sur les facettes d'extrémités, les conditions aux limites définies dans les équations (3.17), (3.18), (3.28), (3.29) doivent être satisfaites pour initier les nouveaux champs ΔE^+ , et ΔE^- qu'ils sont mis à jour à chaque point de grille au pas de temps suivant par les équations (3.33) et (3.34). Ces étapes sont répétées jusqu'à ce que le temps de simulation d'arrêt soit atteint. Pour assurer la stabilité numérique, un traitement soigneux de la dispersion numérique doit être envisagé en respectant la condition de stabilité de Von Neumann écrite sous la forme :

$$0 < \frac{C_g \Delta t}{\Delta z} \leq 1 \quad (3.36)$$

Dans notre calcul, nous avons choisi un pas temporel très petit ce qui donne des résultats plus précis. D'un autre côté, plus que le nombre de sections est grand, plus le temps de simulation requis sera plus long. Pour l'analyse spectrale, la courbe de gain dépendante de la fréquence et la largeur de bande de gain sont modélisées en implémentant un filtre à réponse impulsionnelle infinie RII pour correspondre au profil de gain de matériau à largeur de bande finie et la mise en forme du spectre de bruit spontané (Voir Chapitre 2 section 2.6.1).

Maintenant nous allons définir les paramètres de la rétroaction optique externe. La fraction de rétroaction f_{ext} qui relie la puissance réfléchie P_{ref} de la cavité externe à la puissance transmise P_e par la relation [22] :

$$P_{ref} = f_{ext} P_e \quad (3.37)$$

P_e est la puissance de sortie moyenne du laser sur la facette droite. Le niveau de retour est exprimé en dB est calculé par :

$$F_{ext} \text{ (dB)} = 10 \log_{10}(f_{ext}) \quad (3.38)$$

Enfin, le paramètre feedback C est défini par [22]:

$$C = k \tau_{ext} \sqrt{1 + \alpha_H} \quad (3.39)$$

3.4.2 Résultats de Simulation et discussion

Nous avons appliqué le modèle temporel à ondes progressives TDTW étendu pour étudier un laser DFB indice-couplé avec un saut phase de $\lambda/4$ placé au milieu de la cavité fonctionnant à longueur d'onde 1550 nm exposé à différents niveaux de rétroaction optique externe faible, le tableau 3.2 montre les données utilisées pour les simulations numériques. Le pas de temps de simulation est : $\Delta t = 10 \text{ fs}$.

Tableau 3.2: Paramètres utilisés dans les simulations du laser avec un saut phase de $\lambda/4$ (DFB) 1, 55 μm longueur d'onde soumis à une faible rétroaction optique externe.

Paramètre	Valeur	Description	Unité
Paramètres structuraux et des matériaux du laser			
B_{spont}	1	Coefficient de recombinaison biomoléculaire	$10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
C_{Aug}	3	Coefficient de recombinaison Auger	$10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$
G_N	3	Gain différentiel	10^{-16} cm^2
α_m	40	Pertes internes de la cavité	cm^{-1}
N_0	1.5	Densité de porteurs à la transparence	10^{18} cm^{-3}
κ	50	Coefficient du couplage du réseau de Bragg	cm^{-1}
n_{eff}^0	3.27	Indice de réfraction effectif de la phase	
n_g	3.7	Indice de réfraction effectif du groupe	
L	300	Longueur de la section du laser	μm
Λ	244.5	Période du réseau de Bragg	nm
w	3.5	Épaisseur de la zone active	μm
d	0.47	Largeur de la zone active	μm
Γ	0.35	Le facteur de confinement optique	

R_2, R_1	0.32	Réfectivités aux facettes droite et gauche	
λ	1550	Longueur d'onde de référence à la transparence	nm
α_H	4.86	Facteur de Henry	
ε	1	Facteur de compression de gain	10^{-17}cm^3
β	10^{-4}	Taux de couplage de l'émission spontanée	
K	1	coefficient de Peterman	
τ_{int}	10	Le temps aller-retour dans la cavité du laser	ps
Paramètres de la cavité externe			
L_{ext}	Variable	Longueur de la cavité externe	
r_{ext}	Variable	Amplitude de réflectivité de la cavité externe	
η_{eff}	1	L'indice effectif de la cavité externe	

3.4.2.1 Caractéristiques de la lumière-courant

La figure 3.5 montre la puissance de la lumière de sortie en (mW) en fonction du courant d'injection en (mA) d'un laser solitaire et pour le laser exposé à différents niveaux de rétroaction optique faible respectivement : -80 dB et -45 dB, le calcul des caractéristiques statiques est trouvé à partir de la réponse dynamique en polarisant le laser à un courant de polarisation fixe et attend que le laser atteigne son état stable, puis calcule la puissance de sortie moyenne. Pour un laser solitaire, le courant de seuil prédit par le modèle est approximativement de : $I_{th} = 18 \text{mA}$, on peut observer sur la figure 3.3 une petite réduction du courant de seuil lorsque le niveau de retour est de -45 dB, où le courant de seuil devient environ : 16.6 mA ce qui représente 8 % de réduction du courant de seuil total. D'un autre côté, on peut observer aussi une augmentation de la pente de la courbe L-I à augmenter

avec le niveau de rétroaction augmente, notre résultat concorde avec les résultats théoriques et expérimentaux de [23, 24].

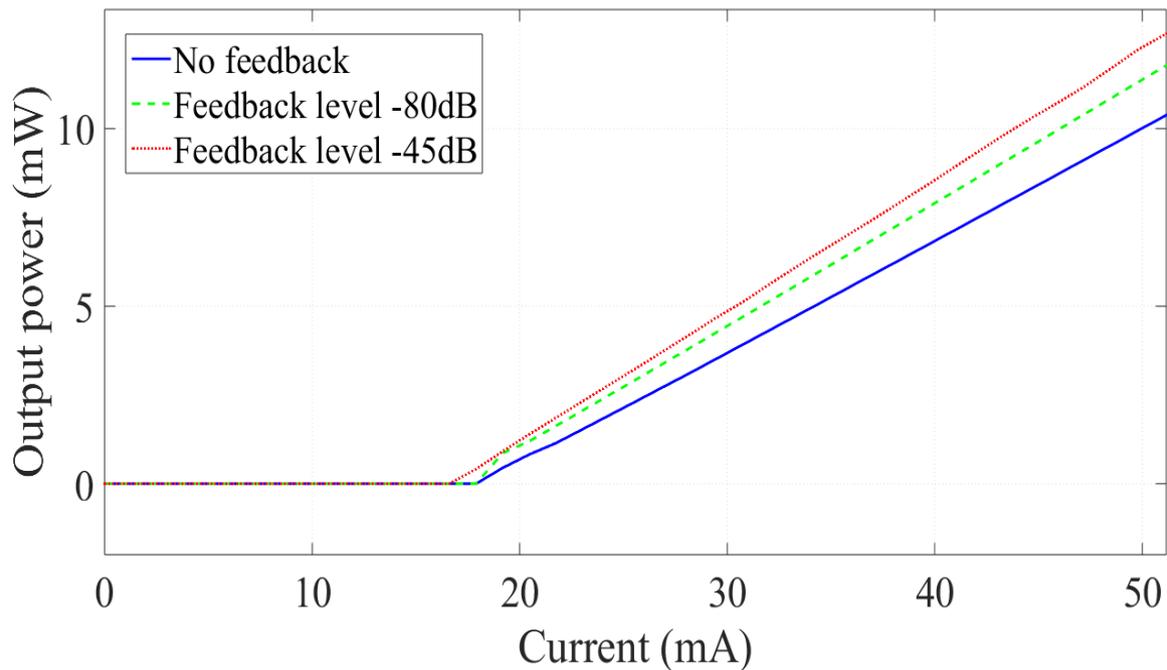


Figure 3.5: Caractéristiques de la Puissance de sortie d'un laser DFB en fonction du courant d'injection pour différent niveau de faible taux de retour optique.

3.4.2.2 Réponse transitoire

Afin d'obtenir la réponse transitoire du laser, nous varions le courant d'injection de 0 à 45 mA [25]. La figure 3.6 montre la réponse transitoire d'un laser (DFB) sans et avec un retour optique de niveau de -50 dB. Dans les deux cas, le laser prend moins de 0.4 ns pour atteindre l'état stable. Nous pouvons remarquer qu'il y a un léger changement dans le taux d'amortissement et le temps de retard d'activation due à la rétroaction Ce résultat seront confirmé lors du calcul de la fréquence de résonance de relaxation dans la section 3.4.2.4.

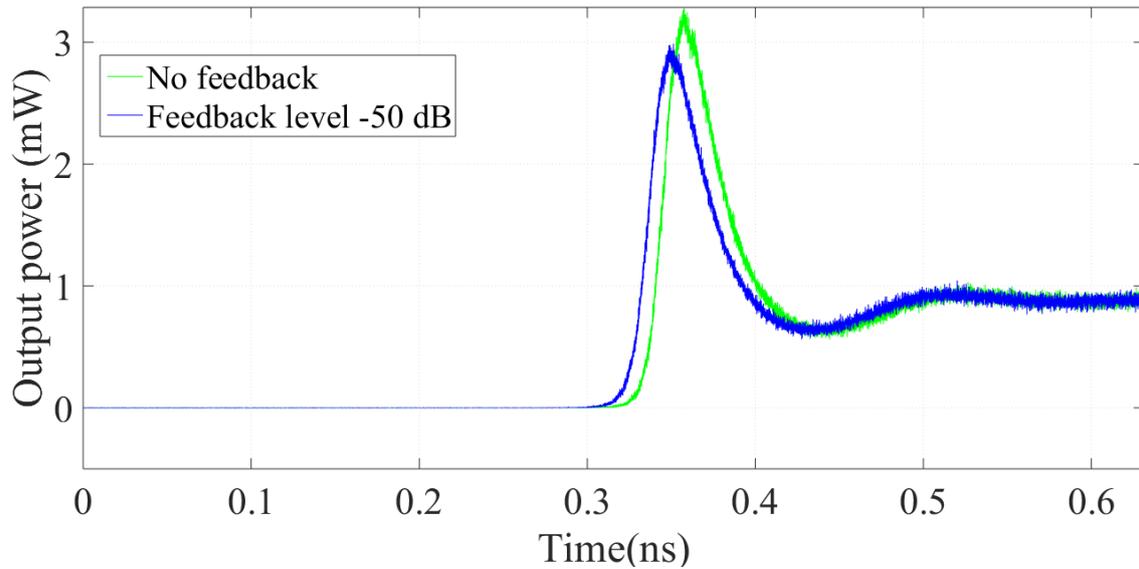


Figure 3.6: Réponse transitoire du laser (DFB) avec et sans rétroaction optique.

3.4.2.3 Le spectre d'émission

Afin d'obtenir le spectre d'émission, nous avons effectué la transformée de Fourier sur le champ électrique à la sortie de facette soumise à la rétroaction optique après que le laser atteigne un état stable de la même façon que la section 2.6 dans le deuxième chapitre pour un laser F-P [26]. Pour la simulation du spectre, le laser est polarisé à 45 mA et la puissance moyenne de sortie pour le laser solitaire est d'environ : 7.3 mW. La figure 3.7 illustre le spectre d'un laser solitaire DFB fonctionnant à une longueur d'onde de 1550 nm. La largeur spectrale du mode laser est d'environ 6 MHz, qui est calculée par le modèle TDTW en prenant la Largeur à mi-hauteur. (en anglais FWHM : Full width at half maximum) à la longueur d'onde de référence du spectre d'émission [26].

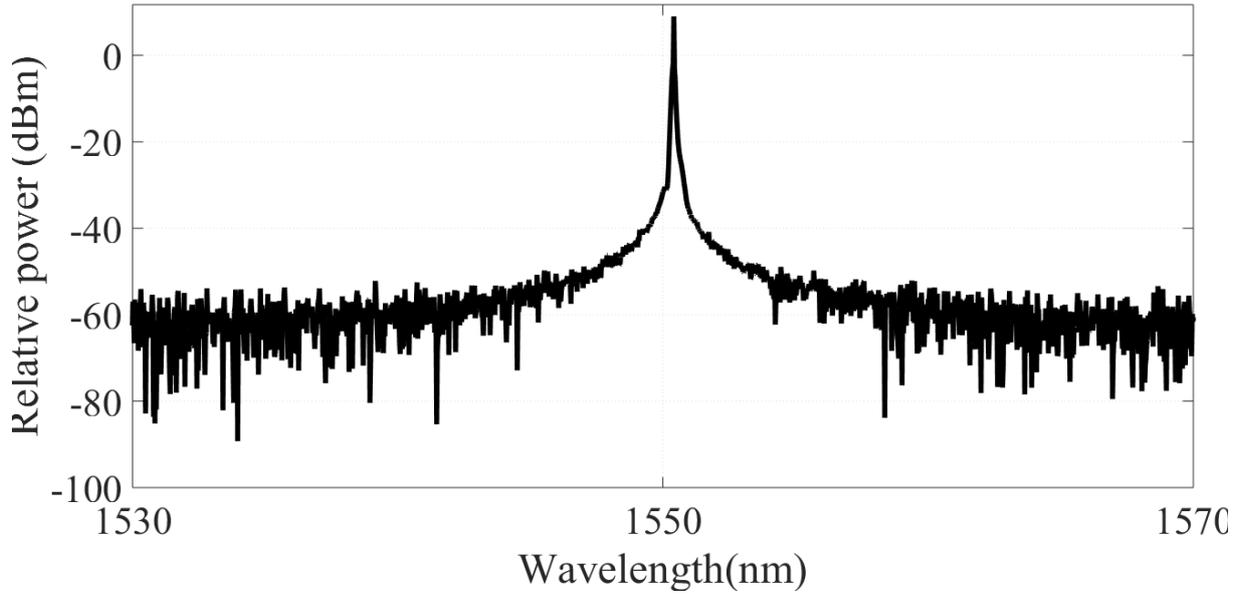


Figure 3.7: Spectre d'émission d'un laser DFB solitaire

Lorsque le laser est exposé à une rétroaction externe, la largeur de spectrale du mode laser devient [21] :

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\nu_0}{[1 + C \cos(\phi_{ext} + \arctan \alpha_H)]} \quad (3.40)$$

$\Delta\nu_0$ est la largeur de spectrale du mode laser solitaire. La largeur de spectrale du mode laser varie entre une valeur maximale et une valeur minimale lorsque l'argument cosinus est égal à 2π et π . Lorsque : $\omega_0\tau_{ext} = n\pi$, nous obtenons la largeur spectrale maximale [21] :

$$\Delta\nu_{\max} = \frac{\Delta\nu_0}{(1 - C)^2} \quad (3.41)$$

Lorsque : $\omega_0\tau_{ext} = 2n\pi$, nous obtenons la largeur spectrale minimale [21] :

$$\Delta\nu_{\min} = \frac{\Delta\nu_0}{(1 + C)^2} \quad (3.42)$$

La figure 3.8 montre le spectre d'un laser DFB soumis à une rétroaction optique très faible de -80 dB et la longueur de cavité externe de 0.4 cm qui correspond au temps aller-retour dans la cavité externe de 2 ps qui correspondent au paramètre de rétroaction C calculé dans l'équation (3.39) inférieur à 1 (Régime I) [9], on remarque une petite réduction de la largeur

spectrale du mode laser qui change de 6 MHz pour un laser solitaire à 4 MHz, comme suggéré par les équations (3.40)-(3.42) on conclut que l'onde réfléchie est en phase avec l'onde à l'intérieur du laser cavité [9,21,27].

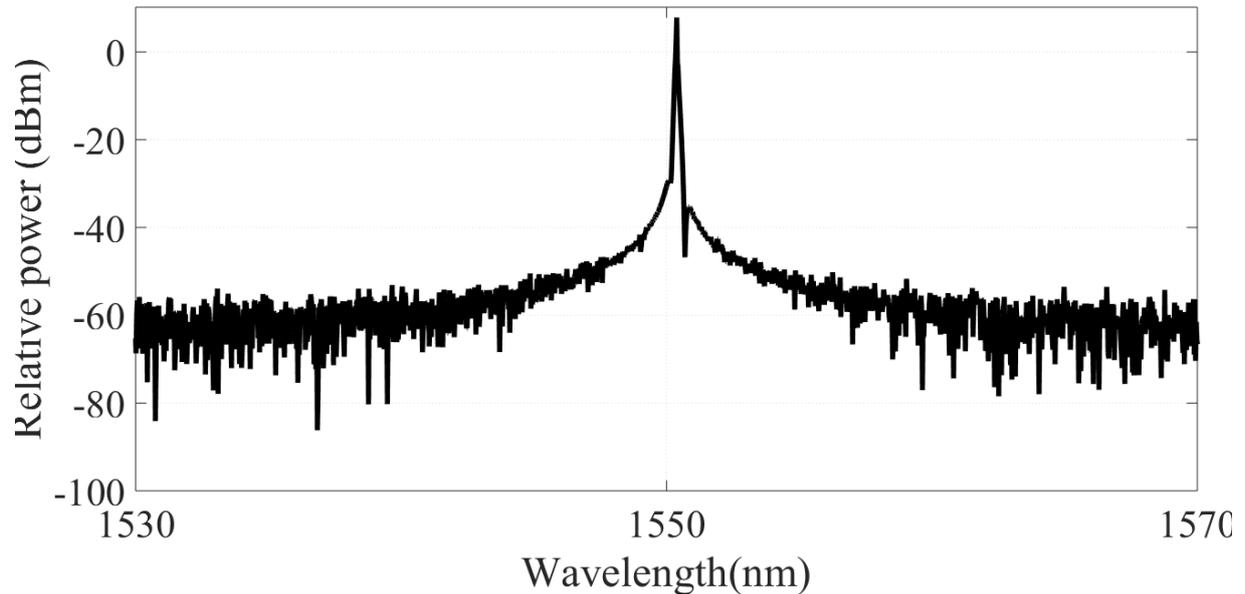


Figure 3.8: Spectre d'émission d'un laser (DFB) avec très faible retour optique -80 dB.

Nous augmentons légèrement le niveau de rétroaction à -70 dB, le paramètre de feedback C est encore inférieur à 1, (Régime I) [9], la figure 3.9 montre que la largeur spectrale du mode laser s'élargit à 8 MHz, comme prédit par les équations (3.40)-(3.42) l'onde réfléchie est déphasée par rapport à l'onde à l'intérieur de la cavité du laser [9, 21, 27].

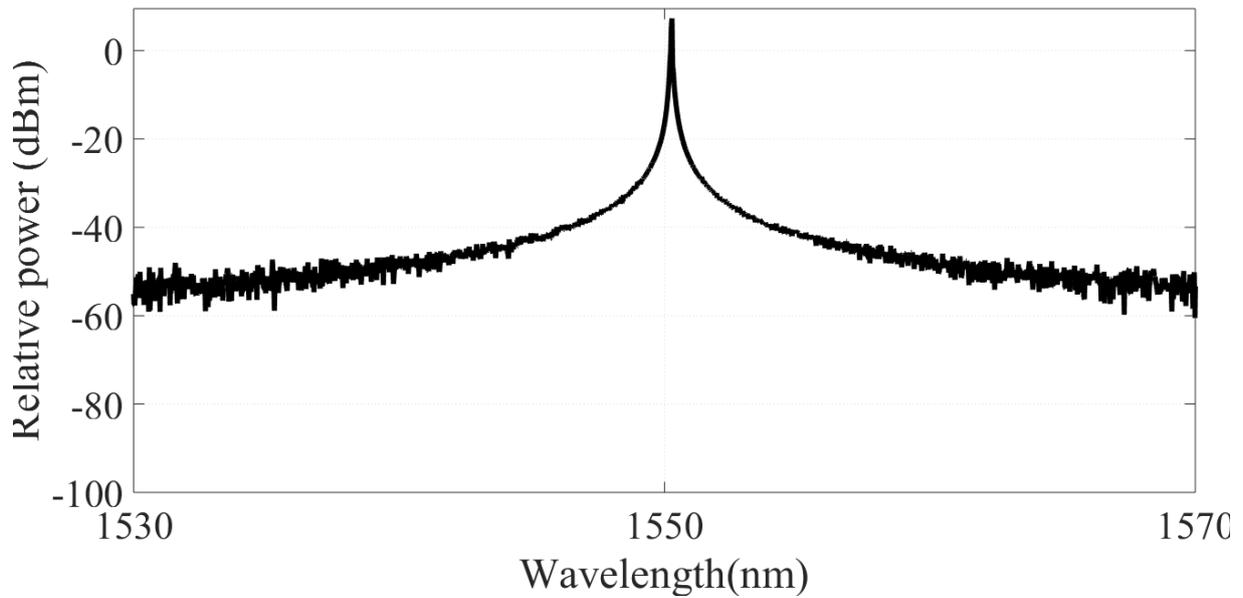


Figure 3.9: Spectre d'émission d'un laser (DFB) soumis à une très faible rétroaction optique niveau de retour -70 dB en opposition de phase.

Considérons maintenant un niveau de rétroaction de -65 dB et la longueur de la cavité externe d'environ 20 cm qui correspond au temps d'aller-retour dans la cavité externe de 1.32 ns, qui correspond au paramètre de rétroaction calculée $C \gg 1$. La figure 3.10 montre le spectre calculé, on peut observer dans la courbe l'aspect de séparation du mode principale et du saut de mode comme résultat des interférences et compétition de mode laser entre les modes de la cavité interne et externe. Cette opération correspond à la transition vers le régime II déphasé [9].

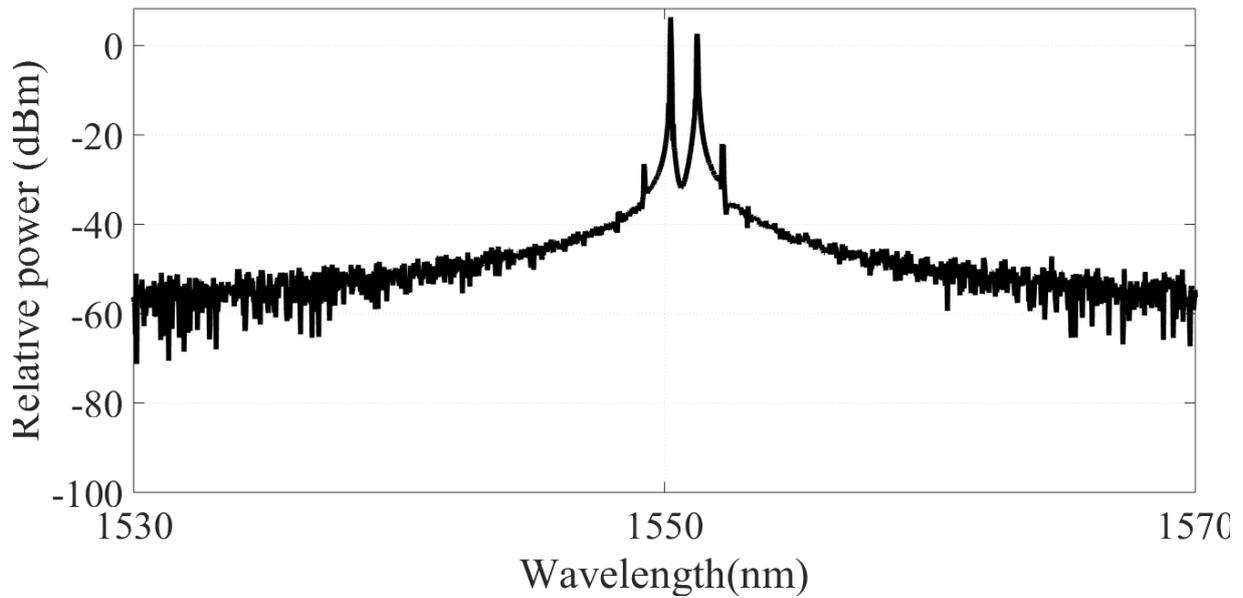


Figure 3.10: Spectre d'émission d'un laser (DFB) avec faible retour optique -63 dB en opposition de phase

Nous augmentons le niveau de rétroaction à -60 dB le spectre du laser est tracé dans la figure 3.11, la largeur spectrale du mode laser est réduite à 2.7 MHz, ce qui correspond à la transition de Régime II en phase [9,27].

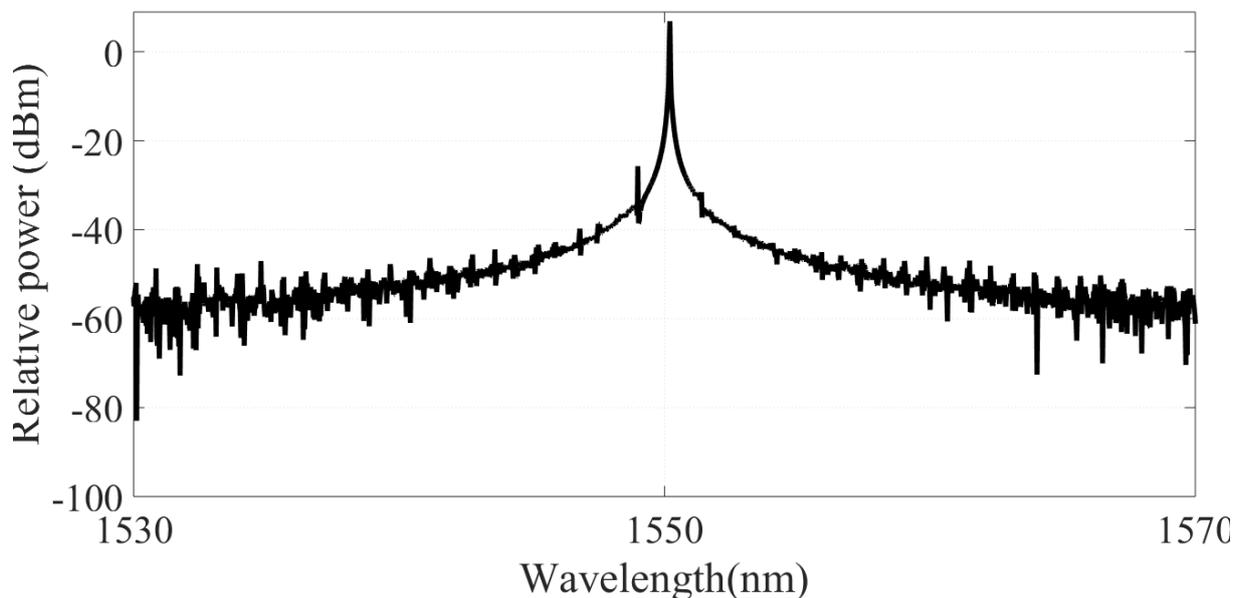


Figure 3.11: Spectre d'émission d'un laser (DFB) avec rétroaction optique faible de niveau -60 dB en phase.

Nous augmentons encore le niveau de rétroaction à -45 dB, la figure 3.12 montre que la largeur du mode laser est réduite à 1 MHz, qui représentent la largeur spectrale mesurée la plus étroite, cela correspond à la transition au Régime III indépendant de la phase de la lumière réfléchie [9,21].

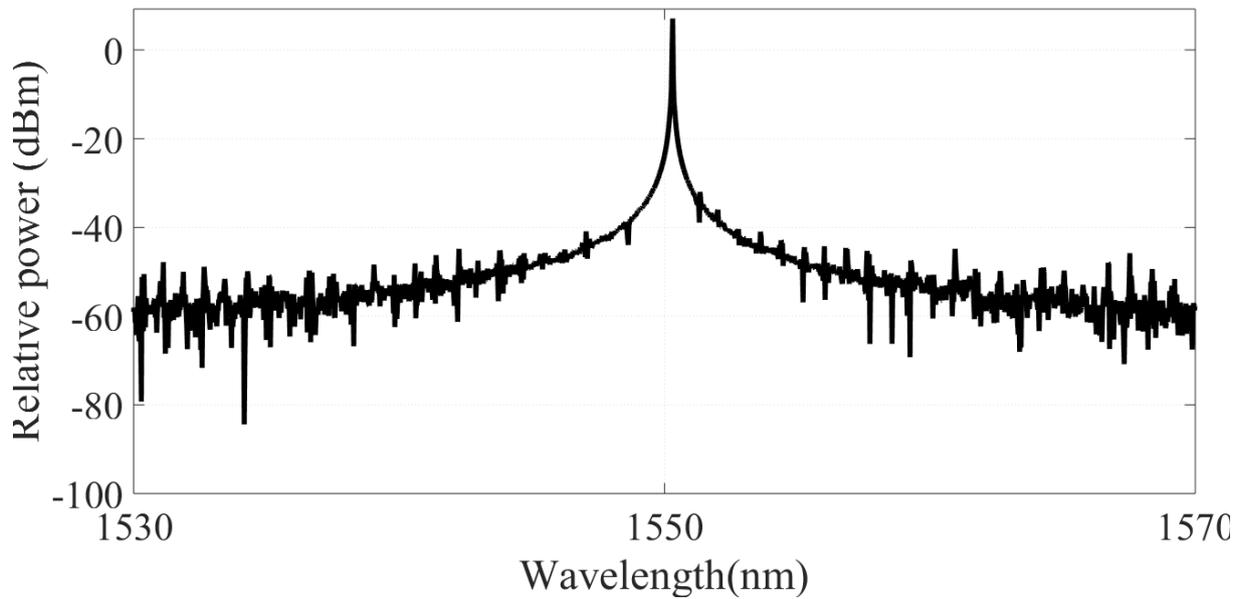


Figure 3.12: Spectre d'émission d'un laser (DFB) faible rétroaction optique de niveau -45 dB en opposition de phase

3.4.2.4 Bruit relatif d'intensité RIN

Le Bruit relatif d'intensité (en anglais RIN: the Relative Intensity Noise) dans les lasers à semi-conducteur est un paramètre crucial pour les applications dans les systèmes de communication optique, un laser avec *RIN* réduit au maximum est souhaitable pour obtenir une liaison de transmission optique de débit élevée et améliorer le rapport signal sur bruit du système. Le bruit relatif d'intensité *RIN* du laser dans le domaine fréquentiel est défini par [28] :

$$RIN(\omega) = \frac{\langle \delta P(\omega)^2 \rangle}{\langle P \rangle^2} \quad (3.43)$$

$\langle P \rangle$ est la puissance optique moyenne de sortie et $\langle \delta P(\omega)^2 \rangle$ est la densité spectrale moyenne de la puissance optique de sortie. Pour la simulation du bruit d'intensité relative

(RIN), nous supposant que le temps d'aller-retour dans la cavité externe est d'environ 1 ns. La figure 3.13 montre la valeur moyenne du spectre de bruit d'intensité relative RIN sur une gamme de fréquences de [0-10 GHz] pour un dispositif polarisé à différentes valeurs de courant d'injection : $I = I_{th}$, $I = 1.3I_{th}$, $I = 1.9I_{th}$ pour différents niveaux de rétroaction optique externe. On peut remarquer que la rétroaction optique fiable n'a aucun effet sur la moyenne du bruit d'intensité relatif (RIN), ces résultats sont démontrés théoriquement et expérimentalement dans [29].

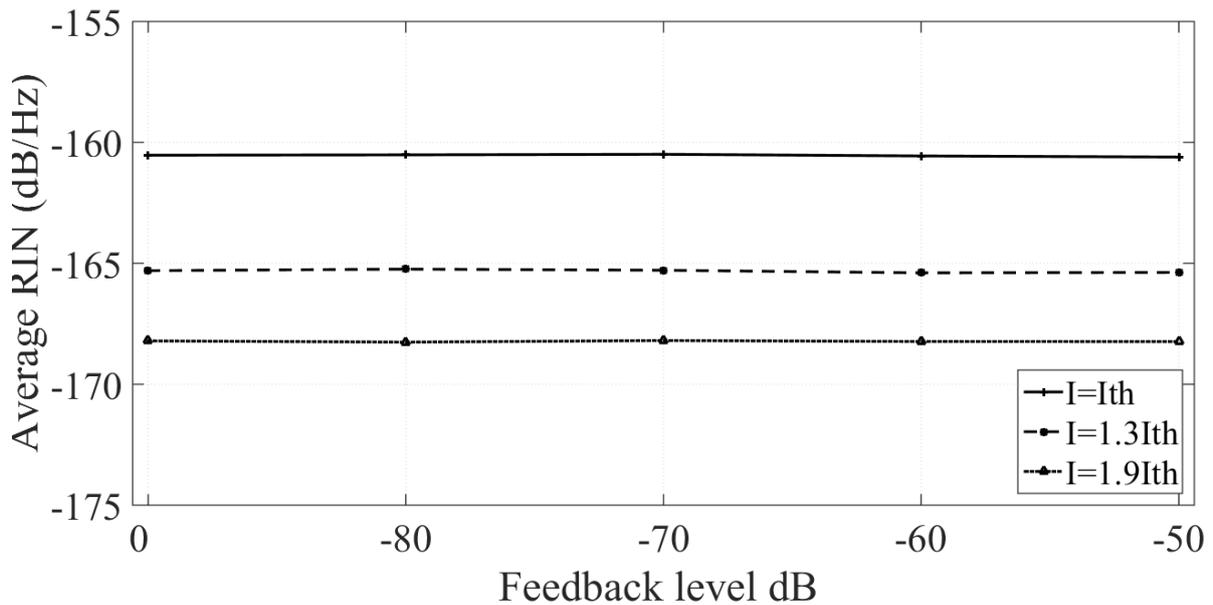


Figure 3.13: RIN moyen sur une plage de fréquence par rapport au niveau de rétroaction optique externe pour différentes valeurs de courant d'injection.

Un autre paramètre important pouvant être extrait du spectre (RIN) est la fréquence de résonances au pic du spectre (RIN) qui représente fréquence de relaxation d'oscillation, il est bien connu que la fréquence de modulation doit être inférieure à la fréquence d'oscillations de relaxation du laser [29, 30]. Pour un laser solitaire, fréquence de relaxation d'oscillation est calculées par le modèle TDTW pour un courant d'injection à : $I = I_{th}$, $I = 1.3I_{th}$, $I = 1.9I_{th}$ est respectivement de : 1.96 GHz, 3.6 GHz et 7.2 GHz. La figure 3.14 montre fréquence de relaxation d'oscillation par rapport au niveau de rétroaction pour plusieurs valeurs du courant d'injection. Pour un courant de polarisation égal au seuil $I = I_{th}$, on peut voir qu'il n'y a pas de changement significatif dans fréquence de relaxation

d'oscillation, mais comme le courant de polarisation augmente, nous remarquons qu'une petite variation du niveau de rétroaction provoque un changement significatif dans la fréquence de relaxation d'oscillation [31], ces résultats démontrent que la fréquence de relaxation d'oscillation peut être facilement altérée par un faible taux de retour optique de l'ordre de 1 ~ 2 GHz en fonction de la puissance à la sortie du laser.

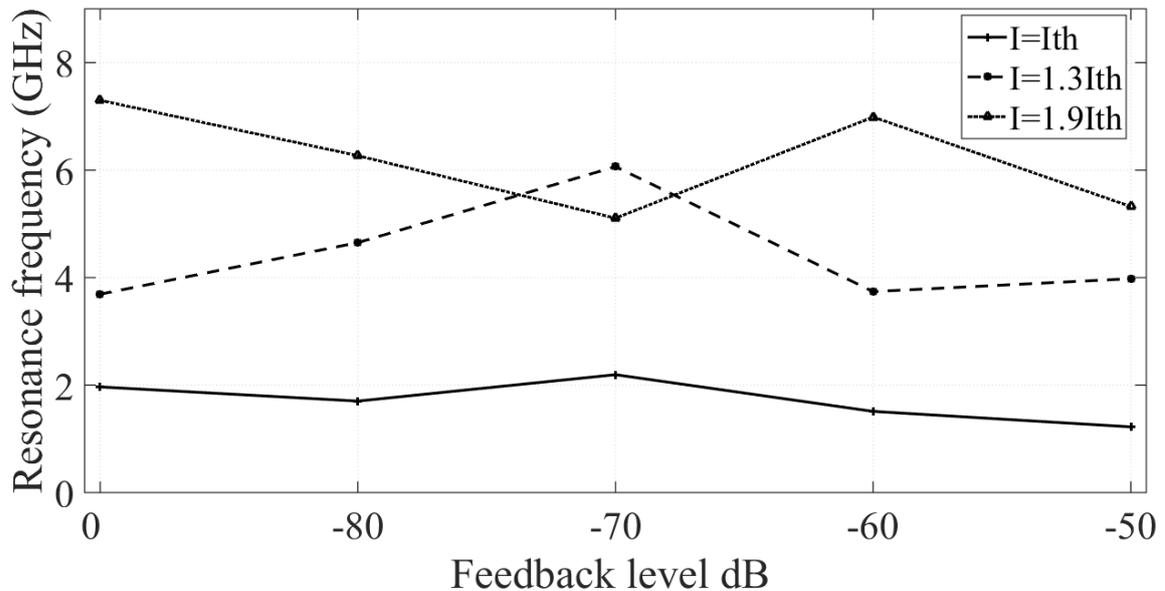


Figure 3.14 : Fréquence de résonance de relaxation par rapport au niveau de rétroaction optique externe pour différentes valeurs de courant d'injection.

Nous montrons sur la figure 3.14 le pic du spectre de bruit relatif d'intensité RIN à la fréquence de relaxation d'oscillation en fonction du niveau de rétroaction optique externe ; on peut voir que pour un courant d'injection: $I = I_{th}$, $I = 1.3I_{th}$ qu'il n'y a pas d'effet sur le pic du RIN, et pour $I = 1.9I_{th}$ un changement du pic est de l'ordre de 1-3 dB, ces résultats montrent aussi que le pic du bruit relatif d'intensité peut être amélioré par le niveau de rétroaction optique externe.

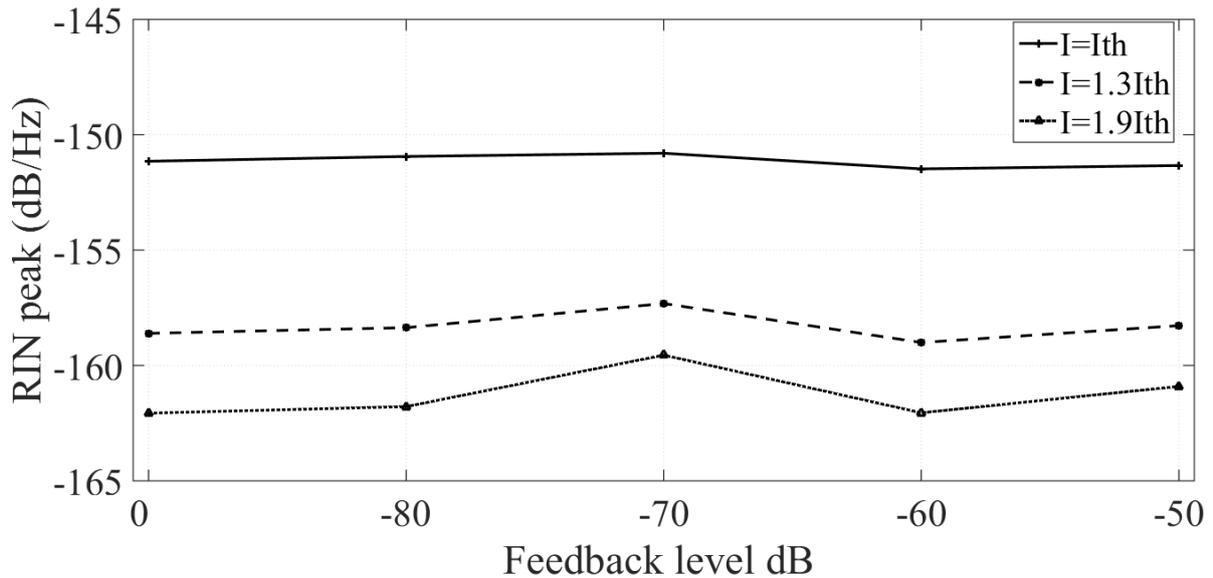


Figure 3.15: pic de RIN à la fréquence de résonance de relaxation par rapport au niveau de rétroaction optique externe pour différentes valeurs de courant de polarisation.

Conclusion du chapitre 3

Dans ce chapitre, un nouveau modèle théorique pour les lasers DFB avec une faible rétroaction externe optique a été présenté. Deux nouvelles équations dans le domaine temporel pour la déviation de champs optique aller et retour ont été dérivées pour le changement de l'état laser due à la rétroaction optique externe. Les résultats de la simulation sont obtenus et comparés pour différentes valeurs des paramètres de la cavité externe. Pour valider l'exactitude de notre modèle, nous avons comparé nos résultats avec d'autres résultats théoriques et expérimentaux, qu'ils montrent clairement un bon accord. Nos résultats montrent également que le modèle proposé peut être utilisé comme un simple outil de simulation dans l'analyse des caractéristiques statiques, dynamiques et de bruit du laser DFB avec une faible rétroaction optique.

Bibliographie du chapitre 3

- [1] Risch, Ch., and C. Voumard. "Self-pulsation in the output intensity and spectrum of GaAs-AlGaAs cw diode lasers coupled to a frequency-selective external optical cavity." *Journal of Applied Physics* 48, no. 5 (1977), 2083-2085. doi:10.1063/1.323922.
- [2] Lang, R., and K. Kobayashi. "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 16, no. 3 (1980), 347-355. doi:10.1109/jqe.1980.1070479.
- [3] Lenstra, D., B. Verbeek, and A. Den Boef. "Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 21, no. 6 (1985), 674-679. doi:10.1109/jqe.1985.1072725.
- [4] Glas, P., R. Müller, and A. Klehr. "Bistability, self-sustained oscillations, and irregular operation of a GaAs laser coupled to an external resonator." *Optics Communications* 47, no. 4 (1983), 297-301. doi:10.1016/0030-4018(83)90186-4.
- [5] Lenstra, D., M. Van Vaalen, and B. Jaskorzyńska. "On the theory of a single-mode laser with weak optical feedback." *Physica B+C* 125, no. 2 (1984), 255-264. doi:10.1016/0378-4363(84)90009-3.
- [6] Tamburrini, M., P. Spano, and S. Piazzolla. "Influence of an external cavity on semiconductor laser phase noise." *Applied Physics Letters* 43, no. 5 (1983), 410-412. doi:10.1063/1.94398.
- [7] Chinlon Lin, C. Burrus, and L. Coldren. "Characteristics of single-longitudinal-mode selection in short-coupled-cavity (SCC) injection lasers." *Journal of Lightwave Technology* 2, no. 4 (1984), 544-549. doi:10.1109/jlt.1984.1073647.
- [8] Zah, C.E., J.S. Osinski, S.G. Menocal, N. Tabatabaie, T.P. Lee, A.G. Dentai, and C.A. Burrus. "Wide-bandwidth and high-power 1.3 μ m InGaAsP buried crescent lasers with semi-insulating Fe-doped InP current blocking layers." *Electronics Letters* 23, no. 1 (1987), 52-53. doi:10.1049/el:19870038.

- [9] Tkach, R., and A. Chraplyvy. "Regimes of feedback effects in 1.5- μm distributed feedback lasers." *Journal of Lightwave Technology* 4, no. 11 (1986), 1655-1661. doi:10.1109/jlt.1986.1074666.
- [10] Kikuchi, K., and T. Okoshi. "Simple formula giving spectrum-narrowing ratio of semiconductor-laser output obtained by optical feedback." *Electronics Letters* 18, no. 1 (1982), 10. doi:10.1049/el:19820008.
- [11] Lenstra, D., B. Verbeek, and A. Den Boef. "Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 21, no. 6 (1985), 674-679. doi:10.1109/jqe.1985.1072725.
- [12] Fleming, M., and A. Mooradian. "Spectral characteristics of external-cavity controlled semiconductor lasers." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 17, no. 1 (1981), 44-59. doi:10.1109/jqe.1981.1070634.
- [13] Ohtsubo, Junji. "Chaotic dynamics in semiconductor lasers with optical feedback." *Progress in Optics*, 2002, 1-84. doi:10.1016/s0079-6638(02)80014-2.
- [14] WH.Press, BP.Flannery, SA.Teukolsky, WT.Vetterling;"Numerical recipes: the art of scientific computing". Cambridge University Press, Cambridge, 1986.
- [15] Radziunas, Mindaugas, Hans-Jürgen Wünsche, Bernd Krauskopf, and Matthias Wolfrum. "External cavity modes in Lang-Kobayashi and traveling wave models." *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics II*, 2006. doi:10.1117/12.663546.
- [16] Radziunas, M., V. Z. Tronciu, E. Luvsandamdin, C. Kurbis, A. Wicht, and H. Wenzel. "Investigations of external cavity diode lasers: Simulations, analysis and experiments." *Numerical Simulation of Optoelectronic Devices*, 2014, 2014. doi:10.1109/nusod.2014.6935400.
- [17] Favre, F. "Theoretical analysis of external optical feedback on DFB semiconductor lasers." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 23, no. 1 (1987), 81-88. doi:10.1109/jqe.1987.1073195.

- [18] Morthier, G. "Feedback sensitivity of distributed-feedback laser diodes in terms of longitudinal field integrals." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 38, no. 10 (2002), 1395-1397. doi:10.1109/jqe.2002.802958.
- [19] Hirono, T., T. Kurosaki, and M. Fukuda. "A novel analytical expression of sensitivity to external optical feedback for DFB semiconductor lasers." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 28, no. 12 (1992), 2674-2677. doi:10.1109/3.166457.
- [20] Li, W., W.-P. Huang, X. Li, and J. Hong. "Multiwavelength gain-coupled DFB laser cascade: design modeling and simulation." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 36, no. 10 (2000), 1110-1116. doi:10.1109/3.880650.
- [21] Petermann, K. "External optical feedback phenomena in semiconductor lasers." *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 1, no. 2 (1995), 480-489. doi:10.1109/2944.401232.
- [22] Schunk, N., and K. Petermann. "Numerical analysis of the feedback regimes for a single-mode semiconductor laser with external feedback." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 24, no. 7 (1988), 1242-1247. doi:10.1109/3.960.
- [23] Sigg, J. "Effects of optical feedback on the light-current characteristics of semiconductor lasers." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 29, no. 5 (1993), 1262-1270. doi:10.1109/3.236140.
- [24] Kallimani, K.I., and M.J. O'Mahony. "Relative intensity noise for laser diodes with arbitrary amounts of optical feedback." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 34, no. 8 (1998), 1438-1446. doi:10.1109/3.704337.
- [25] Bouchene Mohammed Mehdi, "Comparison between rate equations model and traveling wave model in large signal transient response of FabryPérot Laser diodes," *CiT international journal of Digital Signal Processing*, Vol 9, No 8 2017.

[26] Bouchene Mohammed Mehdi and Hamdi Rachid, "Study of Fabry-Pérot laser oscillation field spectrum using Traveling Wave Model "3rd International Conference on Embedded Systems in Telecommunications and Instrumentation

(ICESTT'16), October 24 – 26, 2016.

[27] Goldberg, L., H.F. Taylor, A. Dandridge, J.F. Weller, and R.O. Miles. "Spectral Characteristics of Semiconductor Lasers with Optical Feedback." *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 30, no. 4 (1982), 401-410. doi:10.1109/tmtt.1982.1131081.

[28] Fatadin, I., D. Ives, and M. Wicks. "Numerical Simulation of Intensity and Phase Noise From Extracted Parameters for CW DFB Lasers." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 42, no. 9 (2006), 934-941. doi:10.1109/jqe.2006.880117.

[29] Hamdi Rachid and Bouchene Mohammed Mehdi , " Analysis of Relative Intensity Noise in Fabry-Pérot Laser Diodes using Traveling Wave Model," in Proc. International Conference Optics and Photonics (OPAL 2015),14 - 15 December 2015, Algiers, Algeria.

[30] Petermann, Klaus. *Laser Diode Modulation and Noise*. Springer Science & Business Media, 2012.

[31] Spano, P., S. Piazzolla, and M. Tamburrini. "Theory of noise in semiconductor lasers in the presence of optical feedback." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 20, no. 4 (1984), 350-357. doi:10.1109/jqe.1984.1072403.

4

*Approche théorique et modélisation
d'un laser à semi-conducteur
monolithique à trois
sections actives (M3-As)*

4.1 Introduction

Les lasers multi-section à semi-conducteur ont fait l'objet d'études approfondies ces vingt dernières années. Cela est dû à la nécessité d'une source laser spectralement pur, et largement accordable en longueur d'onde, et la possibilité de la modulation directe à très haut débit, éléments qui sont des propriétés uniques de ces types des lasers

Pour fournir les performances d'opération requises, une variété des structures des lasers multi-section ont été proposés et étudié en détail. Tous partagent la propriété d'avoir une structure de cavité monolithique composite, qui se compose de plusieurs sections, chacune ayant sa géométrie distincte, sa composition et son courant d'injection. Parmi les premiers dispositifs, nous trouvons : deux sections actives des lasers à rétroaction répartie (DFB) [2], deux sections des lasers Fabry-Pérot (FP) à effet de levier [3], et les deux sections DFB / FP laser, constitué d'une section de réseau et d'une section de gain non-ondulée [4,5]. Un autre exemple de laser à semi-conducteur multi-section est la structure de l'amplificateur de puissance maître-oscillateur (en anglais MOPA : master-oscillator power-amplifier), où la section maître-oscillateur a une structure d'un laser DFB qui est utilisée pour générer de la lumière avec une grande pureté spectrale, tandis qu'une section non-ondulée pour l'amplification fournit le gain nécessaire pour obtenir des niveaux de puissance de sortie élevés ($> 1\text{W}$) [6]. Ces derniers temps, plusieurs structures des lasers multi-section basées sur une configuration de cavité monolithique ont été proposées pour différent domaines d'applications comme par exemple le monolithique bimode DFB laser [7], est un laser athermique monomode [8].

Dans chapitre, nous rapportons une nouvelle structure d'un laser multi-section à semiconducteur ayant une combinaison très intéressante : une émission monomode pour une puissance de sortie relativement élevée. Nous avons modélisé cette structure par le modèle temporel à onde progressives TDTW présenté dans les chapitres 2 et 3 qui permet d'accéder aux inhomogénéités longitudinales de la distribution de la densité des porteurs et des photons dans la cavité et ainsi à prendre en compte l'effet de « Spatial-Hole Burning ». Ce chapitre est organisé comme suit. Dans la section suivante, nous allons définir le

phénomène du Spatial-Hole Burning et ces effets sur les propriétés des lasers à semiconducteur. Nous allons ensuite donner une brève présentation de la structure du laser multi-section proposé dans la section 3. Dans la section 4.4, nous définissons les lasers DFB gain-couplé utilisé dans la structure du laser multi-section proposé et leur modèle mathématique puis comparer leurs performances avec les lasers DFB indice-couplé. Dans la section 4.6, nous obtenons les résultats de simulation et les interpréter physiquement. Finalement, un résumé conclura la fin de ce chapitre.

4.2 Le Spatial-Hole Burning

Le "Spatial-Hole burning" est une expression utilisée pour l'épuisement des porteurs de charges injectées où l'épuisement est causé par une forte recombinaison stimulée dans des régions de haute densité de photon. Le Spatial-Hole burning a été d'abord identifié dans la direction latérale (horizontale) pour les lasers à large bande qui comptaient sur le gain pour guider le mode optique et aussi dans des structures où le guidage de l'indice latéral était faible. En raison du lien entre l'indice de réfraction et la densité des porteurs de charge, l'épuisement de charge des porteurs dans les régions de forte densité de photons qui augmente l'indice de réfraction réel et réduit le gain ou l'indice de réfraction imaginaire par rapport aux régions de plus faible densité de photons. Cela peut conduire à une autofocalisation pour les structures guidées latéralement avec un guide d'onde intégré à indice réel, instabilité dans les structures guidées, et constriction du faisceau optique dans les dispositifs à grande surface. La force du mécanisme est, en général, significativement réduite par la diffusion latérale de charge des porteurs parce que la diffusion lisse les changements dans la concentration de porteur. Le Spatial-Hole burning latérale peut être détectée par des changements dans les configurations de champ proche et lointain lorsque le courant d'injection est augmenté.

Un fort Spatial-Hole Burning latéral s'annule en général par l'approximation que le facteur de confinement Γ pour la région active est constant. Cependant, avec un guidage d'indice suffisamment bien conçu, l'effet du Spatial-Hole burning latéral et transversal n'est pas trop important est peut-être négligé en toute sécurité.

Dans les lasers Fabry-Pérot, la redistribution des porteurs le long de la cavité avec l'augmentation de la puissance optique de sortie a seulement des effets de « second ordre » et, en effet, si l'indice de réfraction et le gain varient linéairement avec la densité des porteurs, la longueur d'onde d'émission ne se modifie pas. Avec les réflectivités des facettes classiques, il n'y a qu'une modeste non-uniformité dans le profil longitudinal de la densité de photons et le Spatial-Hole burning n'est pas généralement un problème parce que les changements de gain et d'indice de réfraction sont effectivement en moyenne par l'exigence que le gain complexe aller-retour reste à l'unité. Les effets du Spatial-Hole burning dans les lasers DFB sont marqués contrairement à ceux des lasers Fabry-Pérot, à causes des variations locales de la densité des porteurs, et donc les variations de l'indice de réfraction et du gain, ce qui donne des changements dans l'amplitude et de la phase de la rétroaction à chaque section du réseau de Bragg. Tout cela change la distribution longitudinale de l'intensité du mode et modifie également la suppression de gain des modes secondaires par rapport au mode principale. Le mode principal présente alors des caractéristiques du "lumière/courant" non linéaire qui est accompagnée d'un décalage de fréquence ou "chirp", comme un tel changement est communément appelé. La puissance de sortie prend également le temps pour stabiliser suite à une transition dans le courant en conséquence de la constante de temps associée au Spatial-Hole Burning, Ceci conduit à son tour à des effets de "amplitude-patterning" sous la modulation numérique. Le Spatial-Hole Burning signifie que les caractéristiques dynamiques du laser nécessitent du temps pour se détendre aux caractéristiques statiques sur un changement de courant d'injection. Le concepteur du laser doit minimiser ce temps en minimisant le Spatial-Hole Burning.

On a donc proposé un laser multi-section dans le but de réduire au maximum l'effet du Spatial-Hole burning. Dans la section suivante, nous allons présenter la structure du laser multi-section proposée.

4.3 Présentation de la structure

La figure 4.1 montre la représentation schématique du laser proposé. Il est composé de trois sections actives de la même longueur intégré d'une manière monolithique, deux lasers

DFB gain-couplé uniforme sans saut de phase situées aux facettes d'extrémités, et au milieu un laser Fabry-Pérot. Les trois sections sont alimentées par le même courant d'injection. Les facettes d'extrémité sont partiellement réfléchissantes. La couche active de ce laser est à puits quantiques multiples (MQW). Le dispositif est nommé le laser (M3-As) abréviation de (the monolithic three active-section). La liste des paramètres matériels et structuraux du laser (M3-As) sont énumérés dans le tableau 4.1. Les pertes par réflexion et absorption entre les trois sections doivent être pris en considération dans la modélisation.

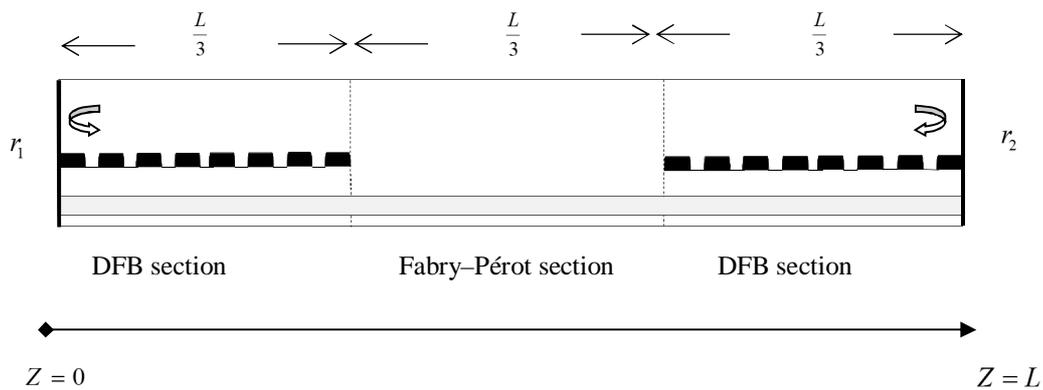


Figure 4.1 : Représentation schématique du Laser (M3-As : monolithic three active-section).

Avant de simuler les performances du laser (M3-As), nous allons d'abord définir le laser DFB gain-couplé utilisé dans la structure du laser (M3-As), ensuite nous allons comparer ces performances avec les lasers DFB indice-couplé.

4.4 Les lasers DFB à gain-couplé

4.4.1 Spécificité des lasers DFB à gain-couplé

Les lasers DFB gain-couplé ont un intégré périodique longitudinal de modulation dans leur gain optique net [9]. Cette modulation produit un couplage entre les ondes optiques aller et retour, cela permet de fournir un mécanisme de rétroaction pour une longueur d'onde déterminé par la période de la modulation. Comme était montré par Kogelnik et Shank [10], cette rétroaction préfère un mode unique d'oscillation. Cette préférence pour un seul mode est en contraste dans les lasers DFB indice-couplé, lequel avoir deux modes dégénérer d'oscillation sauf si le guide d'ondes à une perturbation comme les sauts de phase

(chapitres 2 section 2.7). Pour cette raison, il y a actuellement beaucoup d'intérêt dans les lasers DFB à gain-couplé.

4.4.2 Modélisation numérique des lasers DFB gain-couplé utilisés dans la structure du laser (M3-As)

Les performances statiques des lasers DFB gain-couplé avec coefficient de couplage purement complexe peuvent être simulées numériquement de la même manière qu'aux chapitres 2 et 3 pour les dispositifs avec coefficient de couplage purement réel. Les dispositifs à couplage de gain ont un coefficient de couplage qui dépend de la densité de porteurs dans la région active et cela complique l'analyse, avec à la fois le gain et la rétroaction répartie dépend de la densité de porteurs qui varie aussi généralement avec l'espace dans la direction longitudinale. Mathématiquement, le coefficient de couplage est un nombre imaginaire, $\kappa = j\kappa_j$, avec κ_j défini par :

$$\kappa_j = \frac{1}{2} \int_{\text{grating}} \varepsilon(x) g E^2(x) dx \quad (4.1)$$

Où : $E(x)$ est le champ optique transverse normalisé, g est le gain matériel. $\varepsilon(x)$ est la composante de Fourier du réseau le long de la direction longitudinale est pris comme : $1/\pi$ pour un réseau rectangulaire avec un cycle de 50% utilisé dans la structure du laser pour les lasers (DFB) gain-couplé dans la structure (M3-As), par conséquent, l'équation (4.1) devient :

$$\kappa_j = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_g G_N \{N(z,t) - N_0\}}{(1 + \varepsilon S(z,t))} \quad (4.2)$$

Avec : Γ_g étant le facteur de confinement du réseau de gain.

4.5 Comparaison des performances des lasers DFB gain-couplé et indice-couplé

Afin de comparer les performances des lasers DFB gain-couplé et indice-couplé, nous allons utiliser la méthode de matrice de transfert (en anglais TMM : Transfer-Matrix Method) dans un réseau de Bragg uniforme qui permet de décrire l'évolution des champs optiques dans un réseau de Bragg fini, avec un coefficient de couplage uniforme et

revêtement anti-reflet aux facettes. Les équations des ondes couplées en régime stationnaire (chapitre 2 équations (2.4) et (2.5)), peuvent être résolues analytiquement et directement avec une formulation matricielle où les champs aller E^+ et retour E^- sont disposés comme un vecteur avec :

$$E^+(z) = \begin{bmatrix} E^+(z) \\ E^-(z) \end{bmatrix} = M(z) \begin{bmatrix} E^+(0) \\ E^-(0) \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

Les champs à n'importe quelle position z peuvent être mis en termes de champs à $z=0$ à $M(z)$ est défini comme suit :

$$M(z) = \cos(\beta_\rho z) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} + \frac{\sin(\beta_\rho z)}{\beta_\rho} \left\{ (g(z) - j\delta(z)) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} - \kappa(z) \begin{bmatrix} 0 & -j \\ j & 0 \end{bmatrix} \right\} \quad (4.4)$$

Où : β_ρ est le coefficient de propagation décalé de la valeur de Bragg donnée par :

$$\beta_\rho = \mp \left\{ (\delta + jg)^2 - \kappa^2 \right\}^{0.5} \quad (4.5)$$

et δ donne le décalage de la fréquence.

Pour un dispositif à revêtement antireflet aux facettes ou $E^+(0) = 0$ et $E^-(L) = 0$, alors le résultat simplifier pour exiger que :

$$E^+(z) = \left(\frac{j\kappa}{\beta_\rho} \right) \sin(\beta_\rho z) E^-(0) \quad (4.6)$$

$$E^-(z) = \left[\cos(\beta_\rho z) - \left\{ \frac{(g - j\delta)}{\beta_\rho} \right\} \sin(\beta_\rho z) \right] E^-(0) \quad (4.7)$$

$$\tan(\beta_\rho L) = \left\{ \frac{\beta_\rho}{(g - j\delta)} \right\} \quad (4.8)$$

Plus généralement, les champs peuvent également être réarrangés pour donner les champs de sortie à chaque extrémité d'un laser de longueur L en fonction des champs d'entrée. Il est montré que, sur l'écriture :

$$a = \cos(\beta_\rho z) ; d = \left\{ \frac{(g - j\delta)}{\beta_\rho} \right\} \sin(\beta_\rho z) ; b = \left(\frac{\kappa}{\beta_\rho} \right) \sin(\beta_\rho z) \quad (4.9)$$

On peut obtenir :

$$a^2 - d^2 - b^2 = 1 \quad (4.10)$$

Cela permet d'effectuer l'inversion de la matrice de manière analytique, et on peut écrire :

$$\begin{bmatrix} E^+(L) \\ E^-(0) \end{bmatrix} = \frac{1}{a-d} \begin{bmatrix} 1 & jb \\ jb1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^+(0) \\ E^-(L) \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

Notez que la condition d'oscillation mathématique idéalisée est donnée quand il peut y avoir une sortie significative dans les termes de gauche, même bien qu'il y ait une contribution négligeable (zéro) (termes de droite), c'est-à-dire : $a - d = 0$, où :

$$\tan(\beta_\rho L) / (\beta_\rho L) = 1 / \{(g - j\delta)L\} \quad (4.12)$$

En utilisant ces résultats on peut explorer la relation entre le champ entrée et le champ de sortie : $\rho = E^- / E^+$ dans les lasers DFB indice-couplé et gain-couplé. Les figures 4.2 et 4.3 montrent l'amplitude et la phase de réflectivité pour un laser DFB indice-couplé avec $\kappa L = 2$ et un laser DFB gain-couplé avec $\kappa L = j$ pour des valeurs normalisées du gain matériel g et de δ .

Sur la figure 4.2 (A), pour un laser DFB indice-couplé on peut voir comment l'amplitude de la réflectivité chute à mesure que δL diverge de zéro parce que les équations d'onde couplées donnent une solution évanescence et le réseau de Bragg a une forte réflectivité, cette région est connue sous le nom de la "région de la bande d'arrêt" (en anglais: stopband). Dans cette région, toute onde incidente est réfléchi efficacement et les réflexions empêchent la propagation et provoquent plutôt une décroissance de l'amplitude avec la distance du réseau. Inversement, en dehors de la bande d'arrêt, l'accord de phase du réseau est trop faible pour donner une réflexion constructive/destructive et la propagation se produit avec un amplitude nette oscillatoire pour les ondes (aller + retour). La figure 4.2 (A) avec un gain normalisé de 0.5 et $\kappa L = 2$ montre que l'un des deux pics commence tout juste à émerger autour de $\delta L \sim 2$, en dehors du strict bande d'arrêt mathématique. L'autre

pic serait avec une valeur négative $\delta L \sim 2$. En pratique, le terme bande d'arrêt est utilisé pour la séparation spectrale entre les deux pics de réflexion qui deviennent beaucoup plus grands qu'unité juste avant l'émission de laser. Pour un réseau de Bragg uniforme, ces pics sont situés symétriquement juste en dehors du strict bande d'arrêt d'une valeur qui dépend du coefficient de couplage et de la longueur du réseau.

Une situation complètement différente se présente pour un laser DFB gain-couplé. Si le gain moyen g est nul alors il y a une solution de propagation pour toutes les δ (toutes les fréquences), et il n'y a pas de bande d'arrêt comme le montre la figure 4.2 (B). Il est également intéressant de voir que, lorsque l'amplitude du gain dépasse l'amplitude de κ , une bande d'arrêt se produit à nouveau autour de la fréquence de Bragg ; par conséquent, les lasers DFB gain-couplé ne souffrira pas de la dégénérescence des modes.

En comparant l'amplitude et la phase de réflectivité dans les figures 4.2(B) et 4.3 (B), On peut constater qu'en dehors de la bande d'arrêt, le taux de changement de phase par unité de longueur augmente quand la réflectivité réduit. Inversement, en se déplaçant vers la bande d'arrêt la réflectivité augmente et la propagation change à l'évanescence donc le taux de changement de phase par unité de longueur devient négligeable.

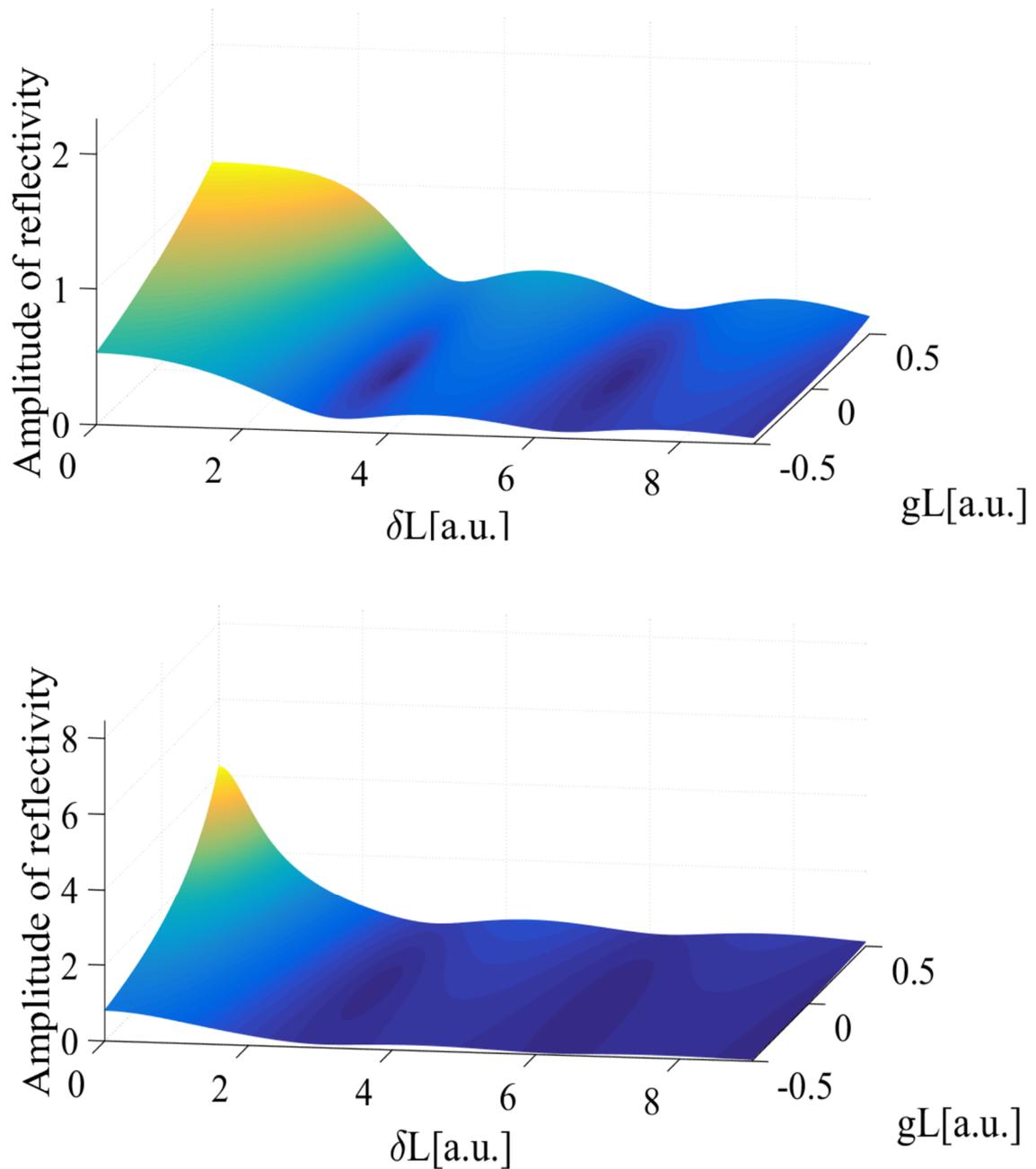


Figure 4.2: Amplitude de la réflectivité dans un réseau uniforme avec coefficient de couplage normalisée (A) Laser DFB indice-couplé $\kappa L = 2$, (B) Laser DFB gain-couplé $\kappa L = j$, en fonction du gain et écart de fréquence

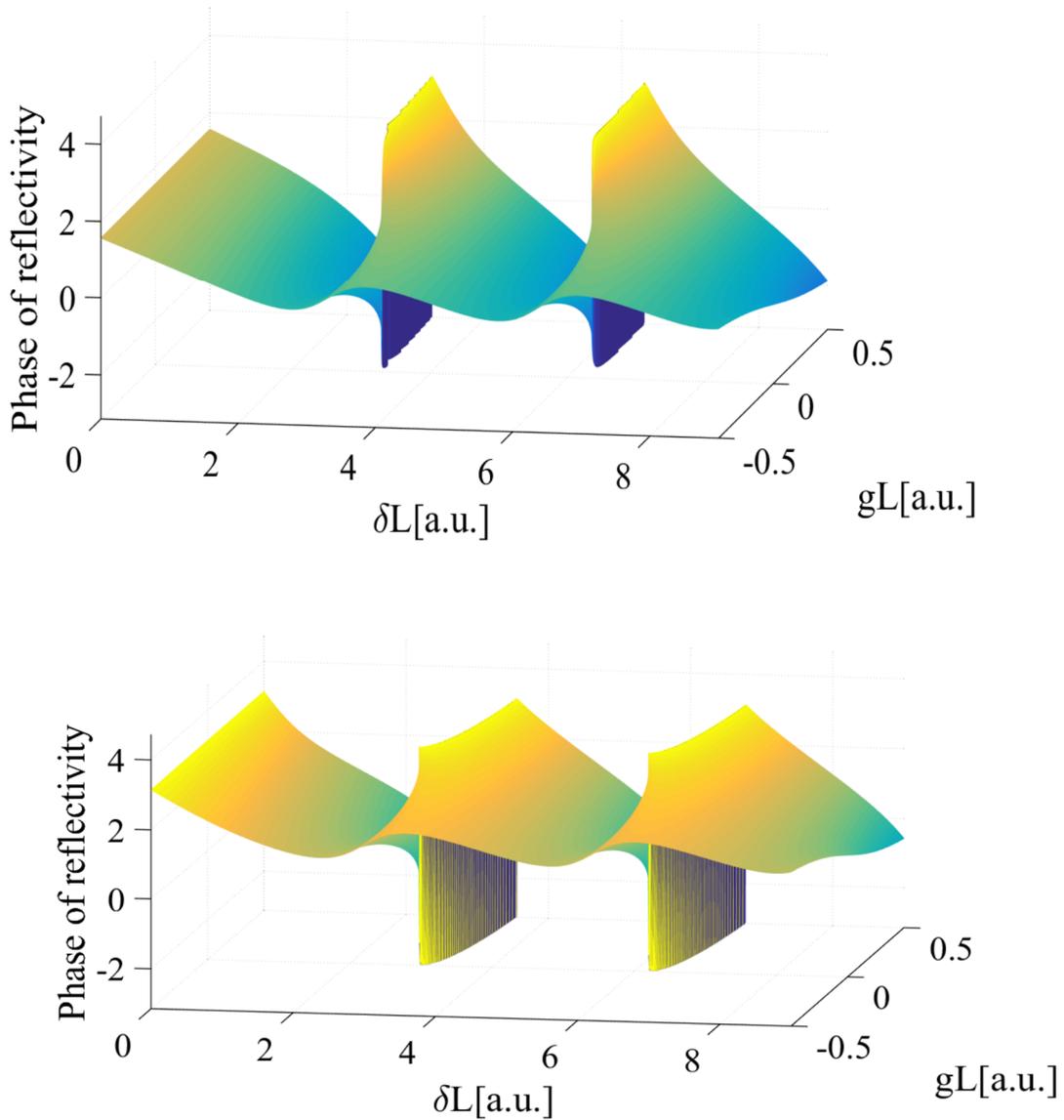


Figure 4.3: Phase de la réflectivité dans un réseau uniforme avec coefficient de couplage normalisée (A) Laser DFB indice-couplé $\kappa L = 2$, (B) Laser DFB gain-couplé $\kappa L = j$, en fonction du gain et écart de fréquence

La différence majeure entre les lasers DFB gain-couplé et indice-couplé est la largeur de la bande d'arrêt, ces résultats montrent que les lasers DFB gain-couplé ont une largeur de bande d'arrêt plus étroite ce qui entraîne sélectivité en fréquence plus efficace, par conséquent les lasers à gain-couplé sont plus performants que les lasers à indice-couplé

dans la plupart des situations. Ces résultats montrent l'avantage d'utilisation des lasers DFB gain-couplé plutôt que des lasers DFB indice-couplé dans notre laser M3-As.

Tableau 4.1: Paramètres utilisés dans les simulations des lasers DFB indice- et gain-couplé et le laser (M3-As).

Parameter	Value	Description	Unit
B_{spont}	1	Bimolecular coefficient	$10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
C_{Aug}	3	Auger coefficient	$10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$
G_N	3	Differential field gain	10^{-16} cm^2
α_m	40	Waveguide loss	cm^{-1}
N_0	1.5	Transparency carrier density	10^{18} cm^{-3}
$n_{eff 0}$	3.27	Effective phase refractive index	
n_g	3.7	Effective group refractive index	
L	400	Total cavity length	μm
w	3.5	Active layer width	μm
d	0.47	Active layer thickness	μm
Γ	0.35	Confinement factor	
R_2, R_1	0.32	Right and left facet power reflectivity	
λ_0	1550	Wavelength	nm
α_H	4.86	Linewidth enhancement factor	
ε	1	Gain compression factor	10^{-17} cm^3
β	10^{-4}	Spontaneous emission coefficient	

4.6 Résultats de Simulation et discussion

Un modèle numérique basé sur le modèle temporel à ondes progressives a été développé et implémenté pour la simulation des lasers DFB indice-et gain-couplé et le laser M3-As. Pour la résolution numérique de ce modèle nous avons utilisé la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD: finite-difference time-domain) montrer dans les équations (2.23), (2.32), dans le deuxième chapitre basant sur une approximation explicite FTBS. La cavité du laser est divisée en 100 sous-sections de longueur égale avec tous les paramètres matériel et structural sont constants. On a choisi ce nombre de sections parce qu'il compromet entre l'exactitude des résultats et le temps CPU.

Nous traçant dans la figure 4.4 le spectre d'émission d'un laser DFB indice-couplé , DFB gain-couplé, et le laser M3-As polarisé par un courant d'injection au-dessus du seuil égale à: 51.15 mA, le spectre d'émission est calculé en appliquons la transformation de Fourier rapide (FFT: fast Fourier transform) sur les valeurs temporelles discrètes calculer par le modèle temporel à ondes progressives de la réponse du champ à la sortie du laser après l'établissement du régime permanent, la puissance optique fournit par les trois dispositifs est respectivement 2.4830 mW, 4.3650 mW, and 5.0556 mW.

Le taux de rejection des modes secondaires (SMSR:Side-Mode Suppression Ratio) caractérise la monochromaticité du laser. Il est ainsi obtenu à partir du spectre de l'émission en calculant la différence entre la densité de puissance du mode laser P_{Laser} et du mode secondaire principal P_{Sec} ayant les pertes les plus faible. Il est donné par :

$$SMSR = 10 \log_{10} \left(\frac{P_{Laser}}{P_{Sec}} \right) \quad (4.13)$$

Pour les trois lasers le SMSR est respectivement : 47.01dB, 54.93dB, 33.26dB. Nous remarquons que le laser (M3-As) n'est pas adapté aux plages de puissance faibles ou les lasers DFB indice et gain-couplé montrent des meilleures performances.

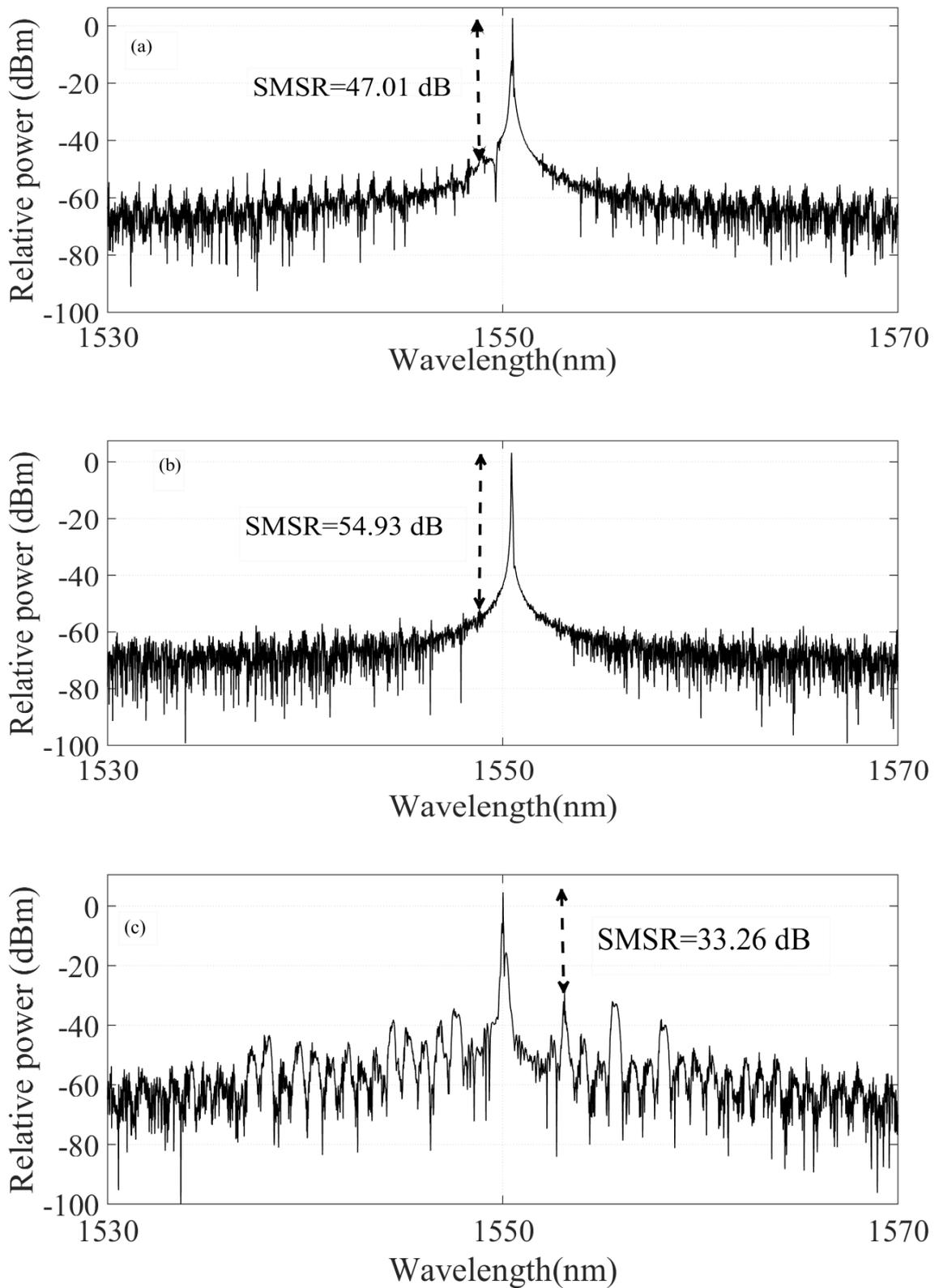


Figure 4.4: Spectre d'émission des lasers : (a) DFB indice-couplé ($\kappa L = 2$), (b) DFB gain-couplé, (c) M3-As

La figure 4.5 montre le spectre d'émission des lasers DFB indice-couplé et gain-couplé, et le laser (M3-As), pour un courant d'injection égale à 250.78mA. La puissance optique émet à chaque facette des trois lasers est respectivement : 25.4032 mW, 34.9140 mW, et 37.2348 mW. On peut le remarquer que les lasers DFB indice-couplé et gain-couplé ont des performances similaires sous un courant d'injection fort ou la largeur du spectrale du mode laser est drastiquement élargie et les lasers montrent un comportement multimode. Lorsque ces lasers sont allumés par un courant d'injection fort, la densité des porteurs est uniforme et les deux modes de chaque côté de la bande d'arrêt peut commencer à osciller. Comme la puissance optique accumule, l'intensité optique est la plus élevée au milieu du laser cela augmente l'effet du Spatial-hole burning avec la réduction de la densité de porteurs et donc l'indice de réfraction augmente au centre du dispositif [13,14]. En revanche, le laser M3-As génère une spectre d'émission monomode avec une excellente stabilité de longueur d'onde pour une puissance de sortie élevée: 37.2348 mW avec un SMSR amélioré égale à 56.08 dB.

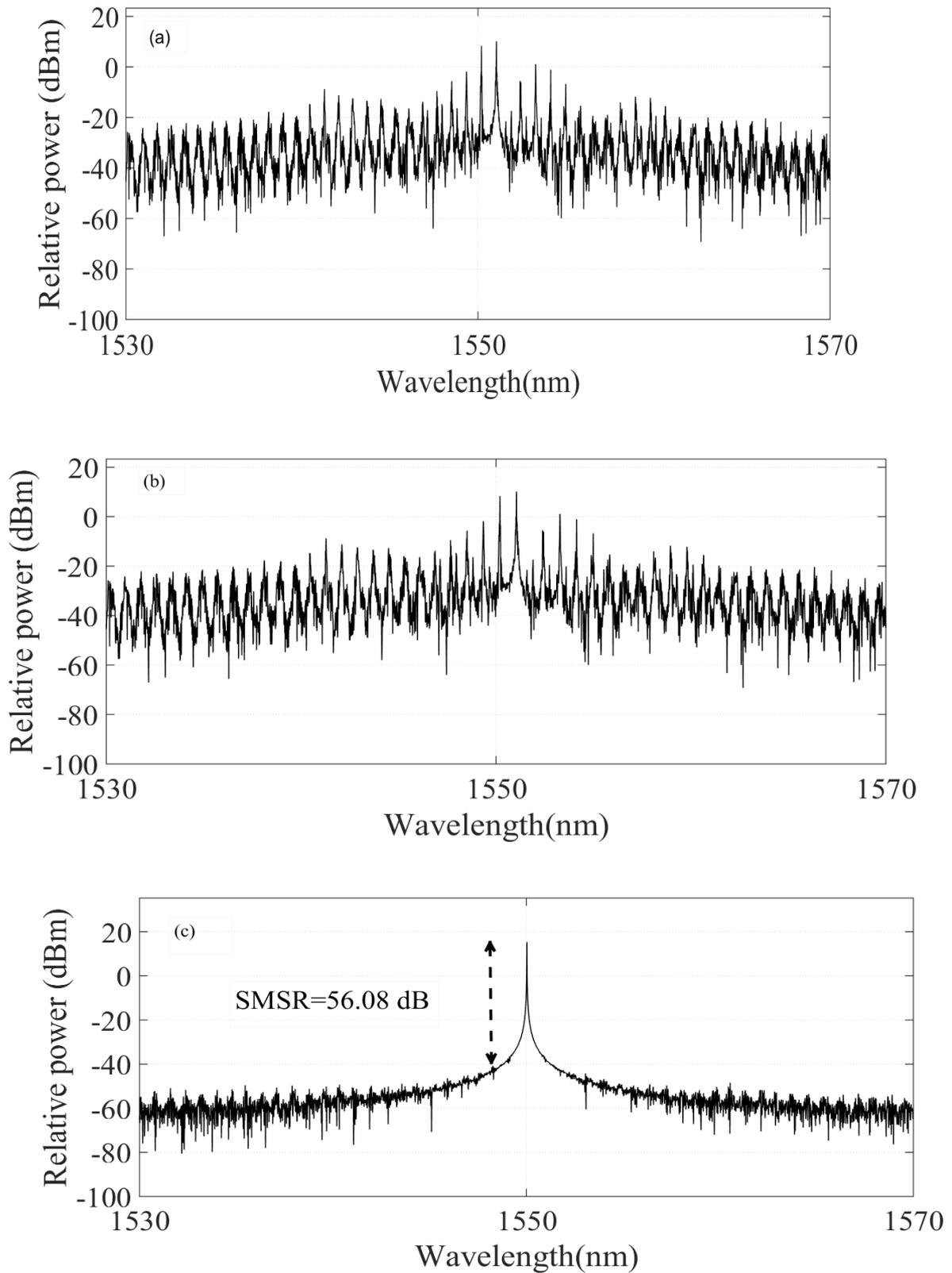


Figure 4.5: Spectre d'émission des lasers : (a) DFB indice-couplé ($\kappa L = 2$), (b) DFB gain-couplé, (c) M3-As.

Afin de confirmer ces résultats, nous illustrons sur la figure 4.6 la distribution spatiale interne de l'intensité optique à l'intérieur de la structure des lasers DFB indice-couplé et gain-couplé, et le laser M3-As, (cavité). Toutes les distributions de champ optique ont été normalisées de manière que l'intensité aux facettes des lasers est égale à l'unité. Comme on peut le voir sur la figure 4.6, l'intensité optique dans les lasers DFB indice et gain-couplé construit pour atteindre le maximum autour du centre du laser, ce qui signifie que le champ est très non-uniforme ce qui induit une escalade de porteur local près du centre de la cavité après que la condition seuil du laser est atteinte, affectant par conséquent la stabilité monomode du dispositif laser. D'autre part, le laser (M3-As) a presque une distribution uniforme ou la distribution d'intensité s'étend et la distribution globale devient plus uniforme entraîne une réduction significative de l'effet du Spatial-Hole Burning. La description et la physique de la Spatial-Hole Burning est considérablement renforcée par le concept du profil longitudinal de bande d'arrêt, nos résultats montrent que si la densité d'électrons était uniforme alors il y aurait un arrêt uniforme à l'intérieur de la cavité du laser, cette uniformité de la distribution du champ optique est obtenue par la section non-ondulée qui représente la section laser F-P qui crée un profil de bande d'arrêt de champ longitudinal.

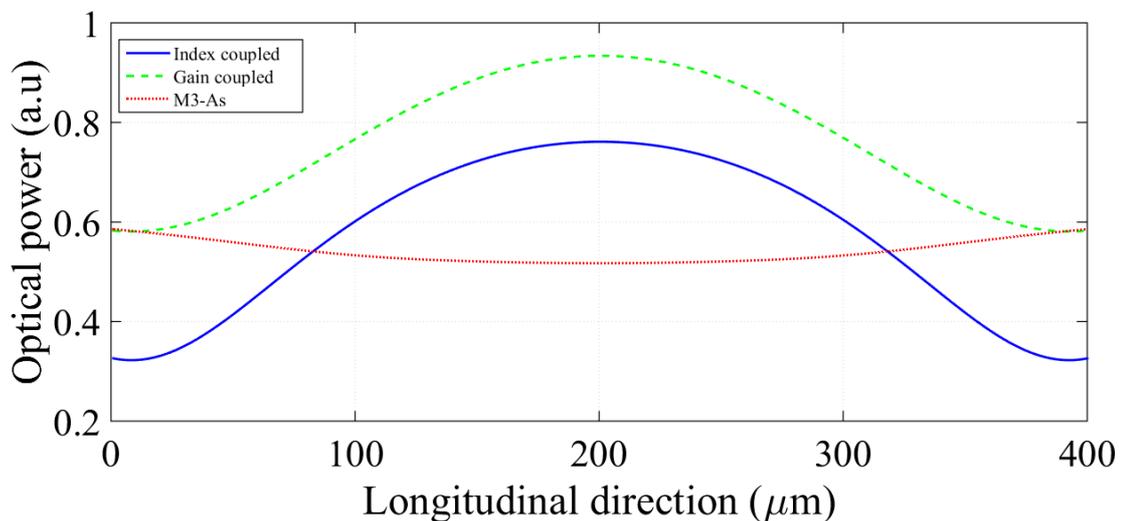


Figure 4.6: Distribution spatiale interne de la puissance optique le long de la direction longitudinale des lasers DFB indice- et gain-couplé et du laser M3-As.

Conclusion du chapitre 4

Dans ce chapitre, nous avons étudié théoriquement une nouvelle structure d'un laser multisection monolithique à semi-conducteur fonctionnant autour de la longueur d'onde de 1,55 μm qui fournit un spectre monomode pour une puissance de sortie relativement élevée avec une excellente efficacité énergétique par rapport aux lasers DFB mono-section. Les résultats suggèrent que le laser M3-As pourrait être utilisé dans différentes applications qui nécessitent une puissance de sortie élevée avec un seul mode d'oscillation comme par exemple : la détection, les systèmes LIDAR/DIAL, et les horloges atomiques.

Bibliographie du Chapitre 4

- [1] Coldren, Larry. "Monolithic tunable diode lasers." : IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 6, no. 6 (2000), 988 - 999. doi:10.1109/2944.902147.
- [2] Kuznetsov, M. "High-speed frequency modulation and switching of tunable distributed feedback lasers with two active segments." IEEE Journal of Quantum Electronics 27, no. 3 (1991), 668-677. doi:10.1109/3.81375.
- [3] Lau, K. Y. "Broad wavelength tunability in gain-levered quantum well semiconductor lasers." Applied Physics Letters 57, no. 25 (1990), 2632-2634. doi:10.1063/1.103830.
- [4] Griffel, G., R.J. Lang, and A. Yariv. "Two-section gain-levered tunable distributed feedback laser with active tuning section." IEEE Journal of Quantum Electronics 30, no. 1 (1994), 15-18. doi:10.1109/3.272055.
- [5] Griffel, G., and Chih-Hsiao Chen. "Static and dynamic analysis of tunable two-section high-speed distributed feedback laser utilizing the gain lever effect." IEEE Journal of Quantum Electronics 32, no. 1 (1996), 61-68. doi:10.1109/3.481921.
- [6] Dzurko, K.M., R. Parke, J.S. Osinski, S. O'Brien, J.-M. Verdiell, R.J. Lang, and D.F. Welch. "Operating characteristics of high-power, diffraction-limited MOPAs." Proceedings of LEOS'94 (n.d.). doi:10.1109/leos.1994.586634.
- [7] Kim, Namje, Jaeheon Shin, Eundeok Sim, Chul W. Lee, Dae-Su Yee, Min Y. Jeon, Yudong Jang, and Kyung H. Park. "Monolithic dual-mode distributed feedback semiconductor laser for tunable continuous-wave terahertz generation." Optics Express 17, no. 16 (2009), 13851. doi:10.1364/oe.17.013851.
- [8] Wallace, M.J., R. O'Reilly Meehan, R. Enright, F. Bello, D. McCloskey, B. Barabadi, E.N. Wang, and J. F. Donegan. "Athermal operation of multi-section slotted tunable lasers." Optics Express 25, no. 13 (2017), 14414. doi:10.1364/oe.25.014414.
- [9] Luo, Y., Y. Nakano, K. Ikeda, K.T. Inoue, H. Hosomatsu, and H. Iwaoka. "Low threshold CW operation in a novel gain-coupled distributed feedback semiconductor laser."

12th IEEE International Conference on Semiconductor Laser (n.d.).
doi:10.1109/islc.1990.764432.

[10] Kogelnik, H., and C. V. Shank. "Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers." *Journal of Applied Physics* 43, no. 5 (1972), 2327-2335. doi:10.1063/1.1661499.

[11] David, K., J. Buus, G. Morthier, and R. Baets. "Coupling coefficients in gain-coupled DFB lasers: inherent compromise between coupling strength and loss." *IEEE Photonics Technology Letters* 3, no. 5 (1991), 439-441. doi:10.1109/68.93871.

[12] Zhang, L.M., J.E. Carroll, and C. Tsang. "Dynamic response of the gain-coupled DFB laser." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 29, no. 6 (1993), 1722-1727. doi:10.1109/3.234427.

[13] Henry, C. "Theory of the linewidth of semiconductor lasers." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 18, no. 2 (1982), 259-264. doi:10.1109/jqe.1982.1071522.

[14] Takaki, K., T. Kise, K. Maruyama, N. Yamanaka, M. Funabashi, and A. Kasukawa. "Reduced linewidth re-broadening by suppressing longitudinal spatial hole burning in high-power 1.55- μm continuous-wave distributed-feedback (CW-DFB) laser diodes." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 39, no. 9 (2003), 1060-1065. doi:10.1109/jqe.2003.816102.

Conclusion générale

Le travail présenté dans cette thèse porte sur la modélisation et la simulation des lasers à semi-conducteur avec et sans rétroaction optique externe. Les principales contributions développées dans cette thèse sont résumées comme suit et les publications et les communications correspondantes peuvent être trouvées en annexe.

- Nous avons simulé la réponse transitoire à large signal d'un laser Fabry-Pérot en utilisant deux modèles mathématique différent, à savoir le modèle temporel à ondes progressives et le model des équations d'évolution. Le temps de mise en marche, la relaxation d'oscillations, et la transition vers l'état stationnaire sont discutés et comparés.
- Nous avons développé une nouvelle méthode de simulation pour le spectre d'émission d'un laser Fabry-Pérot en utilisant une approche basée sur le filtrage dans le domaine temporel qui permet de filtrer la forme spectrale du spectre de gain agissant sur les champs optiques, et la mise en forme du d'émission spontanée. Les effets du courant d'injection et les réflectivités en facettes sur les caractéristiques spectrales de ce type du laser sont discutés.
- Nous avons présenté une approche rigoureuse pour la simulation des caractéristiques statiques des lasers DFB à saut de phase multiple avec des coefficients de couplage distribuer en utilisant un algorithme modifier de la méthode SS-TDM pour résoudre les équations d'ondes couplées dépendantes du temps. Nous avons démontré que les sauts de phases et les coefficients de couplage peuvent affecter le courant de seuil et l'efficacité énergétique du laser. D'autre part, nous avons démontré que l'utilisation d'un traitement hautement-réfléchissante (HR) sur la facette arrière et anti-réfléchissante (AR) sur la facette avant peut réduire considérablement le courant de seuil à et augmente l'efficacité énergétique.
- Nous avons présenté une nouvelle approche pour décrire le comportement des lasers DFB avec une faible rétroaction optique externe. La rétroaction introduit des déviations des champs optique aller et retour ce qui change champ total à

l'intérieur de la cavité du laser. Les nouveaux champs sont modélisés par deux équations différentielles aux dérivées partielles dépendantes du temps. Le modèle développé est un modèle complet pour les lasers DFB ou les paramètres de la cavité externe telle que le temps de retard dans la cavité externe est le niveau de rétroaction sont pris en compte dans les conditions aux limites. En revanche, et à l'inverse de modèle de Lang et Kobayashi, le réseau de Bragg, les uniformités de la densité de porteurs et la densité de photons, la phase des champs optique, les sauts de phases, les coefficients de couplage, le bruit d'émission spontanée et le comportement multimode du laser sont prise en compte d'une manière implicite dans notre modèle. Nous avons utilisé la méthode FDTD (Finite-difference time-domain) pour la résolution numérique du modèle proposé. Nous avons appliqué notre modèle sur un laser DFB avec un seul saut de phase $\lambda/4$ et un réseau de Bragg à pas uniforme soumis à une faible rétroaction optique. Nous avons obtenu les caractéristiques statiques, dynamiques et du bruit du laser avec différents paramètres de la cavité externe et pour valider notre modèle nous avons comparé nos résultats avec d'autres résultats théoriques et expérimentaux dans la littérature et elles monteront clairement un excellent d'accord. Nos résultats démontrent que notre modèle peut servir comme un cadre de simulation avec plein de promesse dans la modélisation des différents types des lasers DFB avec une faible rétroaction optique externe.

- Nous avons proposé une nouvelle structure d'un laser multi-section à semiconducteur avec une configuration monolithique. Ce laser est composé de trois sections actives, deux lasers DFB gain-couplé aux facettes d'extrémités, et un laser de type Fabry-Pérot au milieu. Le laser proposé montre une très bonne cohérence spectrale avec des puissances d'émission relativement élevée qui ouvre la porte à une multitude d'applications et des perspectives intéressantes faisant suite à ce travail.

Sur la base du travail de recherche effectué dans cette thèse, en ouvrant des perspectives ambitieuses pour des travaux futurs méritent plus de recherche comme par exemple :

- Une étude plus approfondie comme des lasers DFB à semiconducteur avec rétroaction optique externe en utilisant le modèle théorique développé, par exemple : l'analyse de bifurcations.
- Modélisation et conception des lasers a semiconducteur ayant une grande tolérance a la rétroaction optique externe.

Liste des Publications

I. Revues

- **Bouchene Mohammed Mehdi**, “Comparison between rate equations model and traveling wave model in large signal transient response of FabryPérot Laser diodes,” CiiT international journal of Digital Signal Processing, Vol 9, No 8 2017.
- **Bouchene Mohammed Mehdi**, Hamdi Rachid, Qin Zou, “Theoretical analysis of monolithic all-active three-section semiconductor laser,” Photonics Letters of Poland, Vol 9, No 4 2017.
- **Bouchene Mohammed Mehdi**, Hamdi Rachid, Qin Zou, “Time Domain Traveling Wave Model of Distributed Feedback semiconductor Lasers with weak external optical feedback,” (Submitted to Current optics and photonics).

II. Communications internationals:

- Hamdi Rachid and **Bouchene Mohammed Mehdi**, “ Analysis of Relative Intensity Noise in Fabry-Pérot Laser Diodes using Traveling Wave Model,” in Proc. first International Conference OPAL 2015(Optics and Photonics Algeria),14 - 15 December 2015, Algiers, Algeria.
- **Bouchene Mohammed Mehdi** and Hamdi Rachid, “Study of Fabry-Pérot laser oscillation field spectrum using Traveling Wave Model“ 3rd International Conference on Embedded Systems in Telecommunications and Instrumentation (ICESTI'16), October 24 – 26, 2016, Annaba, Algeria.
- **Bouchene Mohammed Mehdi** and Hamdi Rachid , “ Effects of structural parameters on the Light-Current characteristics of multiple-phase-shift DFB semiconductor laser with distributed coupling coefficient,” in Proc.second International Conference OPAL2018 (Optics and Photonics Algeria), USTO 5 - 7 May 2018, Oran, Algeria.