tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

N° d'ordre : 957 Année 2003

THESE

présentée à

L'U.F.R. DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITE DE FRANCHE-COMTE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE FRANCHE-COMTE

Discipline : Sciences pour l'Ingénieur

Lasers monomodes à faible sensibilité à la rétroaction optique pour les transmissions à 2,5 GBit/s sans isolateur

---

par

Frédéric GRILLOT

JURY

Président	Abderrahim Ramdane	Directeur de Recherche CNRS	LPN Marcoussis
Rapporteurs	Philippe Gallion	Professeur	ENST Paris
	Pascal Besnard	Professeur	ENSSAT Lannion
Examinateurs	Daan Lenstra	Professeur	Université libre d'Amsterdam
	Bruno Thedrez	Ingénieur de Recherche	Alcatel Marcoussis
Directeur de Thèse	Michel de Labachelerie	Directeur de Recherche CNRS	LPMO Besançon

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

A Sophie,

A mes parents,

Et à une intention particulière.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Remerciements

≪ L'innovation est une alliance entre recherche, marketing, instinct, imagination, produit et courage industriel≫.
Antoine Riboud, Industriel français

Il est bien connu que l'incontournable partie consacrée aux remerciements est souvent celle sur laquelle se ruent les personnes qui sont en possession d'un manuscrit de thèse. Aussi, je pense que je ne serai pas d'une grande originalité aux yeux de certains en écrivant les quelques lignes qui suivent. Ce travail de doctorat a été entièrement accompli au sein de la branche Alcatel *Research and Innovation* et plus particulièrement dans l'unité de recherche Opto+ dont le nom originel est issu d'un rapprochement avec l'*ex*-CNET de Bagneux. De manière plus spécifique, cette unité a pour vocation d'étudier et de concevoir des composants opto-électroniques pour les télécommunications optiques. A ce propos, je tiens à remercier **Mr. François Brillouet**, *Directeur de l'unité* pour la confiance qu'il m'a témoigné en me donnant l'opportunité, à l'automne 1999, de rejoindre les laboratoires de Marcoussis. La thèse en milieu industriel restera pour moi, à la fois une fantastique aventure et aussi ma première grande expérience professionnelle. En effet, pendant ces années passées à Opto+, j'ai pu non seulement acquérir d'abondantes connaissances scientifiques et techniques mais aussi comprendre les dures et parfois cruelles réalités du monde du *business*. D'une manière plus locale, il est important de signaler que l'ensemble du travail présenté dans ce manuscrit n'aurait jamais pu être mené à bien sans cet incommensurable esprit d'équipe. En effet, le jeune récipiendaire qui à ses débuts est vif, vigoureux, rempli d'une motivation inébranlable et d'une imagination sans commune limite s'aperçoit à bride abattue que la physique dessèche rapidement la motivation du chercheur et que la réussite de son travail est indubitablement liée au degré d'interaction et à la qualité des discussions menées avec l'ensemble des ingénieurs et techniciens du laboratoire. Aussi, je tiens à adresser ces remerciements à toutes les personnes qui m'ont apporté leurs collaborations, leurs conseils ou tout simplement leur soutien moral pendant ces années passées à Opto+. Dans un premier temps, je souhaiterais gratifier les promoteurs de ce sujet ainsi que les membres du jury de thèse :

-**Mr. Bruno Thedrez**, responsable du groupe au sein duquel j'ai travaillé pendant plus de trois

ans à Alcatel. Je tiens à le remercier vivement pour la qualité de son encadrement et sa disponibilité permanente malgré un emploi du temps qui s'est densifié au fil des mois. De plus, je tiens à souligner que j'ai été particulièrement fier d'être *coaché* par une personne dotée d'un excellent sens physique et dont les qualités de physicien sont irréprochables. Qu'il sache combien j'ai apprécié ces longues discussions techniques (parfois tardives !) que nous avons eues. Elles ont toujours été fructueuses et associées à de précieux conseils (sévères mais justes).

-**Mr. Michel de Labachelerie**, *Directeur de Recherche* au CNRS qui a été le responsable et un des garants de la qualité scientifique de la thèse. De part notre éloignement géographique, l'interaction n'a certes pas été continue dans le temps mais ce fut un réel plaisir pour moi de venir à Besançon, ville fortifiée et voisine de ma *Chère Bourgogne*, pour discuter de l'avancée des travaux. A ce titre, je pense sincèrement que la fréquence régulière de nos rencontres a permis de mener à bien ce travail. Aussi, je lui exprime ma gratitude pour l'ensemble des conseils qu'il m'a prodigué au cours de la thèse.

-**Mr. Pascal Besnard**, *Professeur* à l'ENSSAT de Lannion qui a accepté le travail délicat d'être rapporteur de ce manuscrit. Nous nous étions déjà rencontrés auparavant à Marcoussis pour discuter des effets de la réalimentation optique dans les structures lasers semi-conductrices. Je le remercie donc pour ses précieux conseils et explications qu'il m'a apporté pendant la thèse et la correction du manuscrit.

-**Mr. Philippe Gallion**, *Professeur* à l'ENST Paris qui a également accepté la difficile tâche de rapporter ce travail. Sa notoriété incontestée fait que j'ai été particulièrement honoré qu'il fasse partie intégrante du jury de thèse.

-**Mr. Daan Lenstra**, *Professor* of Quantum Electronics at the VRIJ University in Amsterdam, The Netherlands and head of the group of theoretical physics. I would like to say that I have been very proud and happy to encounter Prof.dr. Lenstra one year ago. I am very grateful to him for all of his precious advice and explanations about the maximum gain mode stability and the bifurcations theory. I enjoyed our fruitful discussions we had and his cheerfulness was inspiring. Special thanks also to him for always supporting me and giving me a great opportunity to visit his group. I sincerely hope we can keep in touch in the future and continue working together.

-**Mr. Abderrahim Ramdane**, *Directeur de Recherche* au CNRS que j'ai rencontré, à mes débuts, lors des Journées Nationales d'Optiques Guidées (JNOG) à Toulouse. Je me souviens plus particulièrement de ce jour difficile au cours duquel le *chairman* (c'était lui !!) est venu me secourir devant une assemblée austère ne comprenant décidément pas pourquoi j'avais oublié mes courants de seuil. Eh oui ! *C'est en forgeant que l'on devient forgeron* ! Bien évidemment, je le remercie pour tous ses conseils et en particulier pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider le jury de thèse.

-**Bertrand Riou** *alias* Caliméro pour les intimes. Ce petit bonhomme est incontestablement un professionnel du laser à semi-conducteur à qui l'air de la Californie (*Sea, Sex and Sun* !) et les parties de *freesbee* sur les plages du *Pacific Ocean* manquent de temps en temps. Je le remercie vivement pour

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

ses précieux conseils notamment sur la structure verticale du laser ainsi que pour avoir supporté ma mauvaise humeur (matinale uniquement) pendant ces années. Alors Bertrand, *let's go back to California* !

-**Luis Lucatero** qui est arrivé en même temps que moi à Opto+ et qui compte aujourd'hui parmi mes amis. Je l'ai très souvent dérangé pour des traductions ou des corrections d'anglais. Aussi, je le remercie pour les nombreuses fois où il m'a accordé de son temps avec la patience et la gentillesse qui est la sienne. Luis, n'oublie surtout pas de regarder "*La Grande Vadrouille*" et "*Les Tontons Flingueurs*" pour parfaire ta culture française.

-**Guang-Hua Duan** ou tout simplement Duan, Maître spirituel incontesté du laser à semi-conducteur à Alcatel. J'ai particulièrement apprécié ses conseils, remarques ou commentaires qu'il m'a fait pendant la thèse. Je le remercie vivement pour son aide précieuse lors de la mise au point du calcul numérique du seuil d'effondrement de la cohérence ainsi que pour la collaboration intensive que nous avons eu lors de la rédaction de mon premier *Journal of Quantum Electronics*.

-**Jean-Guy Provost** à qui j'exprime ma plus vive reconnaissance pour son aide précieuse lors de mes nombreuses campagnes de mesures. Il fait partie intégrante des personnes qui ont apporté leurs pierres à l'édifice final. Rigueur, minutie, précision et *Tintin* sont des termes qui qualifient parfaitement Jean-Guy et qui en font quelqu'un avec qui j'ai apprécié de travailler. En tant que confrère tintinophyle, *Mille milliards de mille sabords*, je te remercie vivement.

-**Chafik Méliani** et **Abed-Elhak Kasbari**, l'Universitaire et le Normalien (non ce n'est pas *Laurel et Hardy*!!) et plus simplement mes collègues thésards du bureau 108 Docteurs ès-Sciences et Docteurs ès-rédaction d'article. Nous avons commencé notre thèse pratiquement ensemble et ce fut vraiment un bonheur immense de partager le même bureau pendant toutes ces années. Si vous les rencontrez, ne leurs demandez pas comment va Frédéric Grillot, ils vous répondront : "On ne le connaît pas !" Demandez leurs plutôt : comment va *Equationman* ? En tout cas, encore merci à eux et j'espère qu'ils continueront à promulguer la réflexion physique au profit des lois de la statistique. Encore une chose, Chafik, n'oublie pas que tu n'as jamais été dans l'*ambiance du diviseur statique*!

-**Jean-Luc Lafragette** l'expert des traitements miroirs qui mérite bien son titre. Même s'il a rejoint le bureau 108 plus tard, j'ai particulièrement apprécié sa disponibilité et sa bonne humeur permanente. Alors Jean-Luc, sportif accompli, j'espère que *Mister Power Point* comme tu l'as si bien baptisé ne te laissera pas un mauvais souvenir.

-**Bruno Fernier** qui fut mon chef de groupe au moment où je suis arrivé à Opto+. J'ai sincèrement apprécié de travailler avec lui pendant un an et je le remercie également pour la confiance qu'il m'a témoigné en me permettant d'intégrer son groupe de recherche.

-**Philippe Brosson** et **Jean-François Palmier**, les deux théoriciens d'Opto+. J'ai vraiment apprécié leurs disponibilités permanentes ainsi que leurs humilités au vue de l'immensité de leurs connaissances (certains peuvent en prendre de la graine !). Merci à tous deux pour votre aide précieuse en calcul analytique et analyse numérique.

-Olivier Gauthier-Lafaye qui m'a beaucoup aidé notamment pour la mise en oeuvre du protocole de réglage de la polarisation de l'onde retour. Je lui exprime aussi ma vive reconnaissance pour m'avoir initié et formé à ces mesures difficiles et étranges que sont les mesures de taux d'erreurs.

-Mmes Bernadette Duval, Colette Delavault et Pascale Téfaine les secrétaires avec qui j'ai eu l'occasion d'interagir à moultes reprises. Je les remercie sincèrement pour leur aide et disponibilité précieuse qu'elles m'ont apporté car je les ai très souvent sollicitées.

-Sophie, qui est devenue *ma femme* au cours de la thèse (*quelle chance pour elle*!) et qui a eu l'immense plaisir de corriger mes fautes d'orthographe (*pas de chance pour elle*!). Le parcours du thèsard étant parfois long et difficile, je la remercie sincèrement de m'avoir toujours supporté et encouragé y compris dans les moments de déprime. Depuis notre rencontre à la Faculté des Sciences de Dijon en 1995, je sais combien son désir d'effectuer une thèse était important pour elle. A ce titre, je suis certain qu'elle serait devenue une excellente chimiste. L'avenir en ayant décidé autrement, ce manuscrit lui est complètement dédié accompagné de mes pensées les plus respectueuses et les plus profondes.

-Mes parents, mon frère, ma soeur et ma grand-mère, sans qui je ne serais jamais arrivé jusque là. Depuis le début de mes études, ils ont toujours été là quand il le fallait aussi bien dans les jours fastes que dans les moments de crise. Comme je leur dois tout, je leur exprime ma plus profonde gratitude en employant le mot le plus simple du monde: *merci* !! Et pour finir, ma chère Isabelle *alias* Dr. Lewis, c'est à mon tour d'attendre maintenant ta soutenance de thèse.

et aussi,

François Favre, Guy Debarge, Jean-Claude Simon, Frank Mallecot, Aurélien Bergonzo, Cornélia Cuisin, Elizabeth Boer, Véronique Colson, Joël Jacquet, Hélène Sillard, Sylvain Blayac, Alain Carenco, Stéphane Demiguel, Isabelle Guillemot, Jean-Yves Gourmond, Hakon Helmers, Milton, Alexandra Labrousse, Jean Landreau, Arnaud Leroy, Marie-France Martineau, Michel Matabon, Christophe Ougier, Pascal Pecci, Antonina Plais, Louisette Roux, Alexandre Shen, Vincent Voiriot, Joël Py, Mohand Achouche, Sabine Louis, Nicolas Trénado, Murielle Muller, Fabrice Devaux, Philippe Jarry...et à toutes celles et ceux que j'ai oubliés.

Marcoussis, mai 2003

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Table des matières

Remerciements V

Liste des figures XIII

Liste des tableaux XIX

Introduction Générale 1

Théorie du laser à semi-conducteur et de la réalimentation optique externe 9

1 Les lasers à semi-conducteur 9

1.1 Introduction . . . 9
1.2 Structure élémentaire . . . 10
1.3 Description statique d'un laser à semi-conducteur . . . 12
1.3.1 La condition d'oscillation . . . 12
1.3.2 Le rendement externe . . . 14
1.3.3 Les équations d'évolution . . . 15
1.3.4 Le flux énergétique . . . 16
1.4 Modulation d'un laser à semi-conducteur . . . 17
1.4.1 Linéarisation des équations d'évolution . . . 17
1.5 Le facteur de couplage phase-amplitude . . . 20
1.6 Synthèse du chapitre . . . 21

Bibliographie 23

2 Théorie de la rétroaction optique 25

2.1 Origine et définition . . . 25
2.2 Les régimes de fonctionnement . . . 26
2.3 Définition de la réflectivité équivalente . . . 28

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

2.4 Modification de la condition de seuil 30
2.5 Modifications des caractéristiques statiques et dynamiques 31
2.5.1 Le modèle de Lang *et* Kobayashi 31
2.5.2 Analyse à l'équilibre 32
2.5.3 Analyse de la stabilité 35
2.6 Le régime d'effondrement de la cohérence 41
2.6.1 Introduction 41
2.6.2 Effet de la longueur de la cavité externe 42
2.6.3 Interprétation théorique 43
2.6.4 Le modèle de Helms *et* Petermann 43
2.7 Synthèse du chapitre 46

Bibliographie **49**

Etude théorique et expérimentale des lasers DFB AR/HR **55**

3 Etude théorique des lasers DFB AR/HR **55**
3.1 Introduction 55
3.2 Théorie du laser DFB 57
3.2.1 Equation de Helmoltz 58
3.2.2 Solutions de l'équation de Helmoltz 59
3.3 DFB et réalimentation optique 63
3.3.1 Problématique 63
3.3.2 Détermination analytique des coefficients C_k 64
3.3.3 Conséquences des coefficients C_k 66
3.4 Etude numérique 67
3.4.1 Signature des effets de phases sur les coefficients C_k 67
3.4.2 Effet du coefficient C_1 sur le seuil d'effondrement de la cohérence . . . 69
3.4.3 Optimisation du coefficient C_1 et du rapport $\frac{C_1}{C_2}$ 73
3.5 Synthèse du chapitre 75

Bibliographie **77**

4 Etude expérimentale des lasers DFB AR/HR **79**
4.1 Introduction 79
4.2 Les mesures de taux d'erreurs binaires 80
4.3 Transmission et réalimentation optique 82
4.3.1 Généralités 82

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

4.3.2 Description du montage expérimental 83
4.4 Structures des lasers 86
4.5 Effet des phases aux facettes et seuil d'effondrement de la cohérence 88
4.6 Rendement externe et seuil d'effondrement de la cohérence 93
4.7 Analyse des résultats de transmission 95
4.7.1 Condition sur la puissance d'émission 96
4.7.2 Pénalité et seuil d'effondrement de la cohérence 97
4.7.3 Effet du coefficient de couplage du laser 101
4.7.4 Effet des paramètres de la cavité externe 103
4.7.5 Conclusion : vers un module sans optique 109
4.8 Comparaison par rapport à l'état de l'art 110
4.9 Synthèse du chapitre 112

Bibliographie **115**

Etude théorique et expérimentale des lasers DFB AR/AR à réseau à pas variable **121**

5 Les lasers DFB AR/AR **121**
5.1 Introduction 121
5.2 Lasers DFB sans effets de phase 122
5.2.1 Introduction 122
5.2.2 Lasers DFB à saut de phase 124
5.3 Lasers DFB à réseau à pas variable 125
5.3.1 Principe physique 125
5.3.2 Description des structures 127
5.4 Méthode des matrices de transfert 129
5.5 Introduction aux effets *non-linéaires* 132
5.6 Comparaison théorie-expérience 135
5.6.1 Résultats numériques 135
5.6.2 Résultats expérimentaux 142
5.7 Etude de la sensibilité à la réalimentation optique 153
5.7.1 Etude numérique 153
5.7.2 Quid du rapport des puissances $\frac{P_1}{P_2}$? 164
5.7.3 Etude du comportement dynamique 166
5.7.4 Conclusions 169
5.8 Comparaison par rapport à l'état de l'art 170

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

5.9 Synthèse du chapitre 171

Bibliographie **173**

Conclusion générale **177**

Annexe **185**

A Le théorème de Wiener-Kintchine **185**

A.1 Les transformations intégrales de Fourier 185

A.2 La fonction d'auto-corrélation 185

A.3 La densité spectrale de puissance 186

Publications et communications de l'auteur **187**

Glossaire **203**

Curriculum vitae **207**

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Liste des figures

≪ Papa est un petit mot d'amitié que les enfants donnent aux maris de leurs mères ≫.
Curnonsky, Romancier, humoriste et gastronome français

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

Introduction :
Fig. 1 : représentation schématique d'un module optique.

Chapitre 1 :
Fig. 1.1 : représentation schématique des niveaux d'énergie en fonction de la position dans un laser à semi-conducteur ; l'émission laser est associée à la recombinaison électron-trou induite lorsqu'une tension positive est appliquée entre la zone p et la zone n.
Fig. 1.2 : représentation des principales couches matériaux d'un laser à semi-conducteur.
Fig. 1.3 : condition d'oscillation : le champ optique est inchangé après un aller-retour dans la cavité.
Fig. 1.4 : parties réelle et imaginaire de la fonction de transfert courant/intensité.

Chapitre 2 :
Fig. 2.1 : les différents régimes de rétroaction optique (-100 dB $< \Gamma <$ 0 dB et 0 cm $< L_e <$ 500 cm).
Fig. 2.2 : cavité laser perturbée par une réflexion d'amplitude γ produite par un miroir distant.
Fig. 2.3 : variation de la condition $f(\omega\tau)$ en fonction de ξ - $\alpha_H = 3$ et $\omega_0\tau = 0°$.
Fig. 2.4 : variation du gain optique en fonction de $\Delta\omega\tau$ - $\xi > 1$, $\alpha_H = 3$ et $\omega_0\tau = 0°$.
Fig. 2.5 : ellipse d'Henry *et* Kasarinov pour $\alpha_H = 0$ et $\alpha_H \neq 0$ - Localisation de quelques solutions particulières.
Fig. 2.6 : représentation de la fonction potentielle $U(\eta)$ pour la condition particulière $\omega_0\tau +$

$\arctan \alpha_H = 0$.
Fig. 2.7 : localisation du régime d'effondrement de la cohérence par rapport à la valeur du produit $f_r\tau$.
Fig. 2.8 : analogie électronique fondée sur un quadripôle soumis à une contre-réaction.
Fig. 2.9 : lois de Helms *et* Petermann donnant la variation du seuil d'effondrement de la cohérence avec le facteur de Henry α_H.

Chapitre 3 :
Fig. 3.1 : laser DFB : le réseau de diffraction est gravé proche de la couche active.
Fig. 3.2 : laser DBR : la région contenant le réseau de diffraction est passive.
Fig. 3.3 : représentation schématique du système d'ondes contra-propagatives $E^+(z)$ et $E^-(z)$ dans un laser DFB de longueur L.
Fig. 3.4 : effet des phases aux facettes sur la distribution spectrale de laser d'une même barrette.
Fig. 3.5 : variation des pertes normalisées en fonction de l'écart au mode de Bragg normalisé.
Fig. 3.6 : représentation schématique d'un laser DFB soumis à une réalimentation optique externe d'amplitude γ à travers les facettes 1 et 2.
Fig. 3.7 : variation du coefficient C_1 et du rapport $\frac{C_1}{C_2}$ avec δL.
Fig. 3.8 : variation du seuil d'effondrement de la cohérence en fonction de δL.
Fig. 3.9 : effet du facteur de Henry α_H sur le seuil d'effondrement de la cohérence.
Fig. 3.10 : variation du rapport $\frac{P_1}{I-I_{th}}$ en fonction de C_1.

Chapitre 4 :
Fig. 4.1 : représentation de courbes de taux d'erreurs TEB = f(<P>) typiques respectivement en *back-to-back* (trait pointillé) et après transmission (trait plein).
Fig. 4.2 : schéma du montage expérimental utilisé pour les mesures de transmission sous réalimentation optique.
Fig. 4.3 : représentation schématique des différents types de structures étudiées - la présence du réseau de diffraction est symbolisé par les traits verticaux.
Fig. 4.4 : représentation schématique de structure à ruban enterré (BRS) : laser AR/HR droit (à gauche) et laser AR/HR avec biseau (à droite).
Fig. 4.5 : variations expérimentales des seuils d'effondrement de la cohérence sur des lasers droits à 25°C et à 85°C (famille C).
Fig. 4.6 : variation expérimentale du seuil d'effondrement de la cohérence avec la température.
Fig. 4.7 : variation expérimentale du seuil d'effondrement de la cohérence sur des lasers avec biseau actif avec réseau de diffraction (a) et sans réseau de diffraction (b).
Fig. 4.8 : impact du réseau de diffraction dans le biseau sur le seuil d'effondrement de la

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

cohérence.
Fig. 4.9 : évolution expérimentale du seuil d'effondrement de la cohérence avec le rendement externe sur tous les lasers étudiés (famille A,B, C et D) et émettant à 1,3 μm.
Fig. 4.10 : évolution théorique du seuil d'effondrement de la cohérence avec le rendement externe pour différentes valeurs des pertes normalisées $\alpha_i L = 0{,}35$ et $\alpha_i L = 0{,}70$.
Fig. 4.11 : variation du seuil d'effondrement de la cohérence *versus* la puissance d'émission du laser.
Fig. 4.12 : diagramme de l'oeil expérimental correspondant à un taux d'extinction ER = 5 %.
Fig. 4.13 : courbes de taux d'erreurs binaires obtenues sur des laser droits AR/HR (famille B) en présence de réalimentation optique (-50 dB < RL < -8 dB) à 2,5 GBit/s (P = 10 mW, ER = 5 % et T = 25°C).
Fig. 4.14 : variation de la pénalité *versus* le taux de retour optique -50 dB < RL < -8 dB (P = 10 mW, ER = 5 % et T = 25°C) sur les lasers droits AR/HR issus de la famille B ($\kappa L = 0{,}35$ et $\alpha_H = 2{,}4$).
Fig. 4.15 : origine de la dégradation de la pénalité en transmission : influences respectives des bruits de phase et d'intensité.
Fig. 4.16 : évolution du diagramme de l'oeil en fonction du taux de retour optique : (a) RL = -50 dB ; (b) RL = -25 dB ; (c) RL = -15 dB et (d) RL = -8 dB.
Fig. 4.17 : (a) effet du coefficient de couplage normalisé sur le mécanisme de dégradation de la pénalité en transmission - (b) résultats de transmission à 2,5 GBit/s sur le laser avec $\kappa_2 L = 1{,}4$.
Fig. 4.18 : effet d'une modification de la phase de l'onde retour ϕ_0 sur la transmission suivant les valeurs du nombre réel p=0, 1/4, 1/2, 1 (P = 10 mW, ER = 5 %, T = 25°C et RL = -15 dB).
Fig. 4.19 : indépendance du seuil d'effondrement de la cohérence avec la longueur de la cavité externe.
Fig. 4.20 : transmission à 2,5 GBit/s : variation en fonction de la longueur de la cavité externe (P = 10 mW, ER = 5 %, T = 25°C et RL = -13 dB).
Fig. 4.21 : transmission à 2,5 GBit/s et à 85°C au seuil d'effondrement de la cohérence (RL_c = -19 dB, P = 10 mW, ER = 5 %).
Fig. 4.22 : transmission à 2,5 GBit/s et à 85°C au seuil d'effondrement de la cohérence sur des lasers avec biseau actif (famille C) et biseau passif (famille D) - Les conditions de transmission sont toujours P = 10 mW et ER = 5 %.
Fig. 4.23 : structure laser DFB AR/HR avec biseau actif | adaptateur de mode (à gauche) - Résultats de transmission à 2,5 GBit/s et à 85°C en présence de rétroaction optique externe (à droite, P = 10 mW, ER = 5 %).

Chapitre 5 :

Fig. 5.1 : lasers DFB droits traités anti-reflet sur les deux facettes (AR/AR).
Fig. 5.2 : lasers DFB AR/AR : les largeurs de ruban sont différentes et sont notées h_1 et h_2.
Fig. 5.3 : évolution de la longueur d'onde de Bragg λ_B en fonction de la largeur du ruban h pour les structures expérimentales utilisées dans la thèse.
Fig. 5.4 : lasers DFB AR/AR constitués de deux sections droites - Interprétation de la résonance de mode selon Agrawal.
Fig. 5.5 : représentation schématique des lasers DFB AR/AR à réseau à pas variable de type *chianti* et *perrier*.
Fig. 5.6 : représentation en élément à deux ports de la relation liant un milieu physique aux sections élémentaires k et $k+1$.
Fig. 5.7 : représentation schématique du réseau et du profil d'indice moyen dans la structure DFB *chianti*.
Fig. 5.8 : caractéristiques P(**I**) et **I**(V) d'un laser DFB présentant une *non-linéarité*.
Fig. 5.9 : simulation d'un laser DFB présentant une *non-linéarité* dans le P(**I**)- Mise en évidence de l'impact du facteur de Henry α_H sur la présence ou non d'un épaulement (i.e *kink*) dans la caractéristique courant/puissance.
Fig. 5.10 : comparaison entre les spectres simulés et mesurés d'un laser DFB présentant une *non-linéarité* dans le P(**I**) : (a) et (b) avant la non-linéarité ; (c) et (d) après la *non-linéarité*.
Fig. 5.11 : laser DFB AR/AR de type *perrier* et de longueur 550 μm - l'extrémité du biseau est utilisée comme paramètre variable de manière à évaluer la résistance du laser aux fluctuations technologiques.
Fig. 5.12 : superposition de spectres calculés sur le laser *perrier* pour différentes largeurs de pointe (a) p = 1,5 μm, (b) p = 1,7 μm, (c) p = 1,4 μm.
Fig. 5.13 : laser DFB AR/AR de type *chianti* et de longueur 470 μm.
Fig. 5.14 : simulation au-dessus du seuil du spectre optique du laser *chianti*.
Fig. 5.15 : *chirp* adiabatique mesuré sur des lasers DFB émettant à 1,55 μm [19] - Les différences entre les courbes à basses puissances sont attribuées aux effets de phases aux facettes.
Fig. 5.16 : représentation schématique du phénomène d'élargissement (respectivement contraction) du bit optique induit par le *chirp* rouge (respectivement *chirp* bleu).
Fig. 5.17 : *chirps* simulés sur lasers *perrier* (a) et *chianti* (b).
Fig. 5.18 : représentation schématique de la structure élémentaire à ruban enterré du laser *chianti*.
Fig. 5.19 : superposition de 12 spectres optiques d'une structure semi-conductrice AR/AR *perrier* à 6 mW - Probabilité d'obtenir un SMSR minimal en fonction du SMSR mesuré à 10 mW sur une série de 75 lasers.
Fig. 5.20 : superposition de six spectres optiques d'une structure semi-conductrice AR/AR

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

chianti à 6 mW.
Fig. 5.21 : spectres optiques expérimentaux au-dessus du seuil (I ≈ 200 mA) de plusieurs lasers *chianti* différents.
Fig. 5.22 : caractéristiques courant/puissance des lasers *chianti* et *perrier* - les spectres optiques ont été insérés pour des puissances de 3 mW (a), 10 mW (b) et 15 mW (c).
Fig. 5.23 : interféromètre de Mach-Zendher (a) - fonction de transfert du Mach-Zendher (b).
Fig. 5.24 : montage général utilisé pour les mesures AM et FM.
Fig. 5.25 : évolution expérimentale du *chirp* à 25°C sur les lasers *perrier* et *chianti*.
Fig. 5.26 : mesures de transmission sur 90 km à 2,5 GBit/s obtenues sur un laser *chianti* (P = 10 mW, ER = 8% et ER = 5%).
Fig. 5.27 : algorithme utilisé pour le calcul du coefficient C_1.
Fig. 5.28 : laser DFB droit AR/HR soumis à une contre-réaction optique d'amplitude γ à travers la facette AR.
Fig. 5.29 : évolution de la variation de phase $\Delta\omega\tau_i$ en fonction de la phase φ pour différentes valeurs de κL.
Fig. 5.30 : comparaison des valeurs du coefficient C_1 entre la méthode de Favre et la méthode générale dite de la variation de pulsation ($\varphi_2 = \pi$ ou $\varphi_2 = \pi/2$).
Fig. 5.31 : représentation schématique de la structure *chianti* étudiée.
Fig. 5.32 : variation de la phase $\Delta\omega\tau_i$ en fonction de la phase φ dans le cas du laser *chianti* (κ = 20, 50 et 80 cm^{-1}) - la largeur du ruban en face avant est notée p et est telle que 1,0 μm$\leq p \leq$1,7μm.
Fig. 5.33 : évolution théorique du taux de retour optique critique RL_c en fonction de κ et p.
Fig. 5.34 : évolution expérimentale du seuil d'effondrement de la cohérence pour quelques lasers *chianti* AR/AR de la Fig. 5.31.
Fig. 5.35 : représentation schématique de la structure *perrier*.
Fig. 5.36 : évolution théorique de la phase $\Delta\omega\tau_i$ en fonction de la phase φ pour le laser *perrier* AR/AR-la largeur du biseau en face avant est notée p.
Fig. 5.37 : évolution théorique de la densité de photons (i.e *spatial hole burning*) en fonction de la position z dans la cavité pour les lasers *chianti* et *perrier*.
Fig. 5.38 : transmissions à 2,5 GBit/s et à 25°C sur des lasers *chianti* (1) et (2) en présence de réalimentation optique externe (P = 5 mW, ER = 5 %, d = 300 ps/nm).
Fig. 5.39 : transmissions à 2,5 GBit/s et à 25°C sur un laser *chianti* (3) en présence de réalimentation optique externe (P = 5 mW, ER = 5 %, d = 300 ps/nm).
Fig. 5.40 : évolution de la pénalité à 25°C en fonction du taux de retour optique sur les lasers *chianti* (1), (2) et (3) (P = 5 mW, ER = 5 %, d = 300 ps/nm).

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Liste des tableaux

≪ Nous comprenons la nature en lui résistant ≫.
Gaston Bachelard, Philosophe bourguignon
Extrait de *La formation de l'esprit scientifique*

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

Chapitre 3 :
Tab. 3.1 : caractéristiques principales du laser DFB.

Chapitre 4 :
Tab. 4.1 : caractéristiques principales des lasers DFB étudiés.
Tab. 4.2 : comparaisons théorie/expérience entre les seuils d'effondrement de la cohérence.
Tab. 4.3 : comparaisons des pénalités mesurées à 10^{-10} pour différentes longueurs de cavité externe.

Chapitre 5 :
Tab .5.1 : comparaison théorie/expérience entre les valeurs asymptotiques.
Tab. 5.2 : valeurs des pénalités mesurées à 10^{-10} lors des mesures de transmission à 2,5 GBit/s sur des lasers *chianti*.
Tab. 5.3 : coefficients C_1 calculés pour différentes valeurs de κ et p.
Tab. 5.4 : seuils d'effondrement de la cohérence calculés pour différentes valeurs de κ et p.
Tab. 5.5 : données théoriques et expérimentales obtenues sur les lasers *perrier* et *chianti*.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Introduction Générale

≪ La télévision, c'est le monde qui s'effondre sur le monde, une brute geignarde et avinée, incapable de donner une seule nouvelle claire et compréhensible ≫.
Christian Bobin, Ecrivain français, *L'inespérée*

Les télécommunications optiques ont connu depuis une dizaine d'années un essor considérable dont une des motivations principales est la course vers le haut débit (applications au multimédia). En effet, grâce à la large bande passante des fibres optiques (quelques dizaines de THz), les transmissions optiques bénéficient d'une position privilégiée. De part l'évolution rapide des technologies, la qualité des réseaux de télécommunications par fibre optique a été considérablement améliorée. Pour exemple, il convient de citer les pertes de propagation dans les fibres optiques n'excédant pas aujourd'hui 0,2 dB/km à la longueur d'onde de 1,55 μm ainsi que l'avènement des amplificateurs à fibre appelés EDFA (i.e *Erbium Doped Fiber Amplifier*) permettant d'augmenter considérablement les distances de transmission. Concernant la croissance régulière des débits de transmission, ceux-ci ont été obtenus à partir des techniques dites de multiplexage. Ainsi, la technique la plus utilisée aujourd'hui par les industriels est celle dite du multiplexage en longueur d'onde WDM (i.e *Wavelength Division Multiplexing*) qui exploite la large bande passante des fibres optiques dans le but de superposer sur une même fibre plusieurs longueurs d'onde (ou canaux) modulées en intensité. Comme le débit total est égal au débit de chaque canal multiplié par le nombre de canaux, il devient *in fine* intéressant de densifier les longueurs d'onde dans le but d'obtenir des débits de plus en plus élevés. De manière parallèle, les composants opto-électroniques, réalisés à base de matériaux semi-conducteurs ont également connu des sauts technologiques importants. En effet, de par une meilleure maîtrise des procédés de fabrication (notamment de la technologie 2" sur InP), un accroissement des performances (rendement, courant de seuil,...) a été obtenu dans la dernière décennie.
Une liaison de télécommunication par fibre optique requiert trois fonctions fondamentales qui sont respectivement : la génération du signal (émetteur), la propagation (transmission, amplification et routage des données) et la détection en réception. Dans le cadre de cette

thèse, nous nous sommes uniquement intéressés à la partie émettrice, c'est-à-dire à la source optique localisée en amont de la chaîne de transmission. Ainsi, la génération de lumière cohérente est obtenue *via* un laser à semi-conducteur dont le rôle est d'émettre des bits optiques. Pour mémoire, on rappelle que les bits optiques sont constitués d'une série aléatoire de 0 et de 1 correspondant à deux états distincts de la puissance émise par le composant. Les avantages des lasers à semi-conducteur sont particulièrement nombreux. Ainsi, l'un des intérêts de ces structures est indubitablement leur petite taille permettant une intégration facile dans un module optique. Ce dernier, élément de base du système de transmission est constitué du laser, d'un contrôleur de température (maintenant constante la température du composant pour des températures de l'environnement extérieur comprises entre -20°C et +85°C), de lentilles (favorisant un bon couplage dans la fibre optique) et d'un isolateur optique (cf. Fig. 1). Comme le laser est particulièrement sensible aux réflexions parasites issues du système de transmission, l'insertion d'un isolateur optique dans le module est particulièrement importante. Les effets de la réalimentation optique externe sur les lasers à semi-conducteur ont suscité de nombreuses investigations théoriques et expérimentales ces dernières années. Plus particulièrement, il a été montré que des effets physiques complexes induits par la réflexion perturbent le fonctionnement dynamique du laser à semi-conducteur à un point tel que dans certains cas, aucune transmission ne peut être réalisée. Ainsi, l'insertion d'un isolateur dans le module optique s'avère une solution permettant de conserver la stabilité du composant. Toutefois, il convient de noter que cette solution a un coût. En effet, la réalisation d'un isolateur optique n'est pas aisée puisque ce dernier repose sur l'utilisation des propriétés magnéto-optiques de matériaux dia- et para-magnétiques (effet Faraday). D'autre part, l'isolateur optique doit, dans le module, être intercalé entre des optiques de couplage, l'ensemble devant être aligné rigoureusement (cf. Fig. 1). Une autre façon de protéger le système des réflexions externes consiste à concevoir directement une structure semi-conductrice peu sensible à la réalimentation optique. La conception d'un tel laser permettra de supprimer *de facto* l'isolateur du module optique, soit une diminution du coût de mise en boîtier d'environ 1/3. Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés à la réalisation d'une telle structure semi-conductrice. Le travail réalisé et présenté s'inscrit donc clairement dans une politique de réduction des coûts. Examinons maintenant les grandes lignes définies pour mener à bien ce travail de recherche.

L'objectif de la thèse est de développer une source monomode DFB ayant une grande résistivité à la rétroaction optique externe pour les transmissions à 2,5 GBit/s. La résistivité des composants à la réalimentation optique sera évaluée à partir des performances en transmission. Plus précisément, des transmissions sur des lasers directement modulés en présence de réalimentation optique, sans isolateur optique et dans les conditions définies par les normes

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

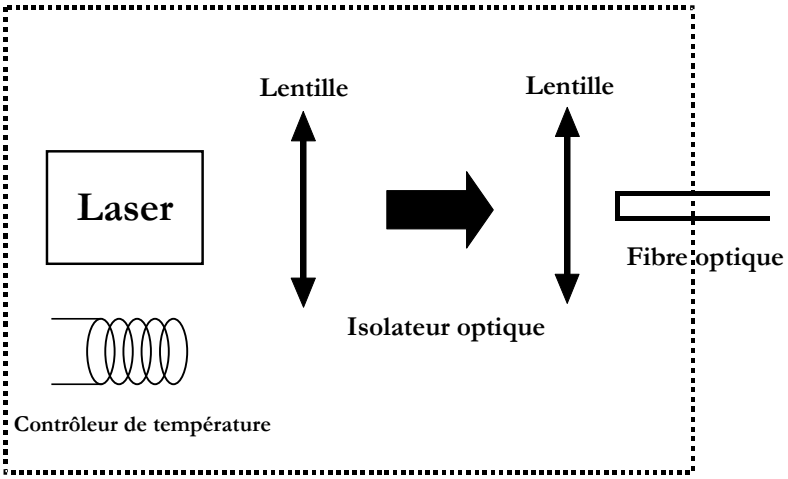

FIG. 1 – *Représentation schématique d'un module optique*

internationales ITU (i.e *International Telecommunication Union*) seront réalisées. D'une manière générale, la recherche s'est développée autour de deux axes majeurs :

- *a*) l'étude des lasers DFB conventionnels ayant respectivement un traitement anti-reflet et hautement réfléchissant sur les faces avant et arrière. Comme il le sera montré au cours de la thèse, ces composants souffrent d'une forte inhomogénéité nécessitant la mise en place d'un tri à l'échelle industrielle.

- *b*) l'étude des lasers DFB à réseau à pas variable sur lesquels un traitement anti-reflet est apposé sur les deux faces. Dans ces conditions, nous montrerons qu'un remarquable degré d'uniformité est obtenu et que l'opération de triage des composants n'est plus une nécessité.

Comme le lecteur pourra le constater, la thèse s'articule autour des cinq chapitres suivants :

-le **chapitre 1** rappelle les fondements essentiels à la compréhension du laser à semi-conducteur. Ce chapitre qui est principalement destiné au non-spécialiste a pour but d'introduire la structure élémentaire des lasers, la condition de seuil, les équations d'évolutions dynamiques, les caractéristiques statiques, les propriétés de modulation de fréquence et d'amplitude ainsi que le facteur de couplage phase-amplitude.

-le **chapitre 2** brosse la théorie générale d'un laser à semi-conducteur de type Fabry-Perot travaillant en régime de rétroaction optique externe. Ainsi, les différents régimes de rétroaction optique seront analysés et discutés. Plus particulièrement, à l'aide du modèle de Lang *et* Kobayashi, une analyse de stabilité sera conduite dans certains de ces régimes en utilisant une fonction potentielle. Puis, le régime d'effondrement de la cohérence correspondant à une perte de la cohérence du laser sera introduit au lecteur et analysé d'un point de vue théorique. A ce titre, il sera montré comment le seuil de déclenchement de ce régime, prépondérant dans l'étude des transmissions, peut être calculé de manière analytique.

-le **chapitre 3** applique la théorie du chapitre 2 au cas d'un laser DFB conventionnel soumis à une contre-réaction optique externe. Plus spécialement, la dépendance avec les différents cas de phases aux facettes du seuil d'effondrement de la cohérence sera étudiée théoriquement. A ce titre, il sera montré que le régime d'effondrement de la cohérence apparaît comme une donnée fondamentale pour quantifier la sensibilité des lasers à la réalimentation optique externe. Puis, l'impact sur le seuil d'effondrement de la cohérence des paramètres internes au laser tels que le coefficient de couplage normalisé et le facteur de couplage phase-amplitude sera évalué numériquement. Enfin, l'évolution du rapport de la puissance avant à la puissance arrière sera analysée et optimisée dans le but de conserver un seuil d'effondrement de la cohérence élevé c'est-à-dire une forte résistivité à la réalimentation optique.

-le **chapitre 4** est principalement dédié à l'analyse expérimentale des effets physiques induits par la réalimentation optique sur les transmissions à 2,5 GBit/s des lasers DFB conventionnels. Plus spécialement, la dépendance du seuil d'effondrement de la cohérence avec les phases aux facettes et avec le rendement externe sera étudiée expérimentalement et comparée aux résultats de simulation du chapitre 3. A ce titre, nous verrons que l'optimisation d'un laser faiblement sensible à la réalimentation optique conduit systématiquement à un compromis entre un fort rendement externe et un fort seuil d'effondrement de la cohérence. Dans une deuxième partie, les effets physiques induits sur la diode par la réflexion externe seront étudiés en détail et reliés aux dégradations des performances en transmission. Ainsi, l'impact du seuil d'effondrement de la cohérence dans le mécanisme de dégradation de la pénalité en transmission sera analysé et discuté qualitativement. Les effets des phases aux facettes, du coefficient de couplage du laser, de la longueur de la cavité externe, de la phase de l'onde retour ainsi que d'une réalimentation optique *incohérente* sur la transmission seront également pris en compte. En raison de la dispersion induite par les effets de phase sur le seuil d'effondrement de la cohérence, il sera montré que la mise en place d'un tri est une nécessité sur les lasers DFB conventionnels. Outre la suppression de l'isolateur optique, il sera enfin

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

montré comment une bonne divergence associée à une bonne stabilité en température des composants peuvent être obtenues afin de retirer tout optique de couplage du module.

-le **chapitre 5** est consacré à l'étude des composants à réseau à pas variable réalisés dans le cadre de la thèse. Plus spécialement, il sera démontré qu'à partir de ces structures, il est possible de par la suppression des effets de phase aux facettes, d'obtenir des lasers présentant un comportement spectral monomode ainsi qu'une faible sensibilité à la réalimentation optique. Aussi, dans ce chapitre, la physique du composant ainsi que la méthode numérique mise en oeuvre pour les simulations seront introduites au lecteur. De nombreuses caractéristiques (spectre, caractéristique courant-puissance, dérive de fréquence) seront étudiées théoriquement et comparées avec les résultats expérimentaux. Puis, la sensibilité des composants à la réalimentation optique sera étudiée et discutée. A ce titre, une nouvelle technique de calcul du seuil d'effondrement de la cohérence sera proposée. Enfin, les résultats de transmission obtenus à 2,5 GBit/s sur ces composants sans et avec réalimentation optique seront présentés. Il sera plus particulièrement démontré comment et pourquoi, à partir des structures à réseau à pas variable réalisées, un tri des composants n'est plus nécessaire à l'échelle industrielle.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Première partie
Théorie du laser à semi-conducteur et de la réalimentation optique externe

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Chapitre 1

Les lasers à semi-conducteur

≪ Quiconque mène une discussion avec autorité ne fait pas preuve d'intelligence mais se sert simplement de sa mémoire≫.
Léonard de Vinci, Peintre et savant italien

Ce chapitre donne une description générale du fonctionnement d'un laser à semi-conducteur. Il est principalement destiné à introduire, au lecteur néophyte, quelques notions fondamentales liées aux structures semi-conductrices. Ainsi, après avoir rappelé les atouts principaux ainsi que la structure élémentaire des lasers à semi-conducteur, une analyse statique sera effectuée à partir d'un modèle simple d'équations d'évolution. Plus précisément, les caractéristiques fondamentales en régime statique (rendement externe, puissance, courant de seuil...) seront introduites au lecteur. Les propriétés de modulation ainsi que leur impact sur la dynamique du laser seront ensuite étudiés. Enfin, le dernier paragraphe brosse les caractéristiques et propriétés du facteur de couplage phase-amplitude. En effet, comme nous le verrons au cours de cette discussion, ce paramètre fondamental intervient à de nombreuses reprises dans la physique du laser à semi-conducteur.

1.1 Introduction

L'évolution des structures semi-conductrices s'est faite de manière parallèle aux autres types de lasers. Les avantages des lasers à semi-conducteur sont particulièrement nombreux. En effet, ceux-ci présentent une couverture spectrale importante (0,4 μm $\leq \lambda \leq$30 μm), un bon rendement énergétique, une excellente capacité de modulation, un faible volume (typiquement 1,5.10^{-3} mm^3) ainsi qu'une puissance pouvant atteindre plusieurs Watts en continu. D'autre part, les lasers à semi-conducteur permettent, en général d'associer un faible coût de fabrication à une très bonne fiabilité. Par ailleurs, le principe d'alimentation est très

commode puisqu'une simple source de courant est suffisante pour enclencher le processus d'émission stimulée. Enfin, il est important de signaler que ces structures peuvent être intégrées facilement avec d'autres composants optoélectroniques. Le principe de fabrication des diodes lasers repose sur une technologie complexe pouvant faire appel à des hétérostructures sophistiquées. Ainsi, les premiers composants furent réalisés dans le domaine du rouge et du proche infra-rouge. D'une manière générale, les longueurs d'onde visées pour les applications *télécom* correspondent aux minima d'absorption des fibres optiques, soit $\lambda = 1{,}3$ μm et $\lambda = 1{,}5$ μm. Les lasers à semi-conducteur sont fabriqués à partir de matériaux solides, cristallins et semi-conducteurs incluant principalement:
- a) les composés binaires tels que GaAs, InP,
- b) les composés ternaires tels que $Ga_{1-x}Al_xAs$, $Ga_{1-x}In_xP$,
- c) les composés quaternaires tels que $Ga_{1-x}In_xAs_yP_{1-y}$.

Tous ces matériaux appartiennent aux colonnes **III**-V du tableau périodique des éléments. Dans le paragraphe suivant, on se propose maintenant de décrire qualitativement la structure interne d'un laser à semi-conducteur.

1.2 Structure élémentaire

Les lasers à semi-conducteur sont constitués, à l'*instar* de tous les lasers, d'une cavité résonante et d'un milieu amplificateur. L'amplification optique est obtenue *via* le processus d'inversion de population. Plus particulièrement cette condition d'amplification dite de Bernard *et* Duraffourg est réalisée lorsque la séparation des quasi-niveaux de Fermi (qui caractérisent l'état d'occupation des niveaux) est supérieure à l'énergie du photon émis [1]. Dans les lasers à semi-conducteur, l'inversion de population est directement produite par injection de porteurs. L'énergie électrique est alors convertie en énergie optique. Les transitions optiques s'effectuent entre deux *continuum* d'énergie (relatifs aux électrons libres du cristal) appelés respectivement *bande de valence* et *bande de conduction*. Ces deux états sont séparés par une bande interdite appelée *gap* dont l'énergie E_g est dépourvue de niveaux électroniques (cf. Fig. 1.1). La Fig. 1.2 montre la structure typique d'un laser à semi-conducteur. La couche amplificatrice (ou couche active) est entourée de deux zones en matériau InP dopées respectivement p (matériau accepteur d'électrons) et n (matériau donneur d'électrons). Ces deux régions présentent l'avantage d'avoir une énergie de bande interdite importante permettant ainsi le confinement des porteurs dans la couche active. Pour les applications aux télécommunications optiques, des matériaux quaternaires tels que InGaAsP sont utilisés pour réaliser la couche active. L'amplification est alors produite sur une plage de longueur d'onde proche de la longueur d'onde de bande interdite $\lambda = \frac{hc}{E_g}$ avec h la constante de Planck et c la célérité de la lumière dans le vide. Ainsi, lorsque les électrons et les trous sont respectivement

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

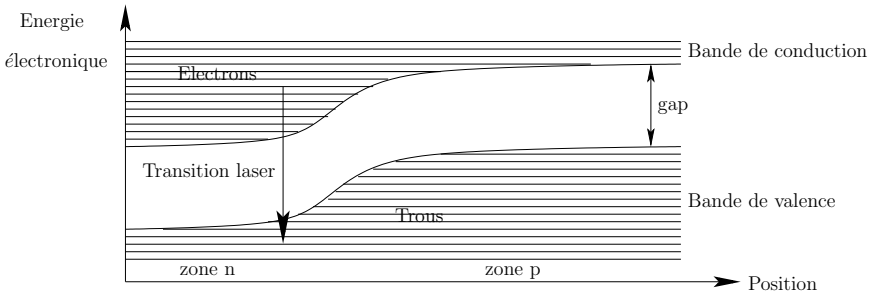

FIG. 1.1 – *Représentation schématique des niveaux d'énergie en fonction de la position dans un laser à semi-conducteur : l'émission laser est associée à la recombinaison électron-trou induite lorsqu'une tension positive est appliquée entre la zone p et la zone n*

injectés du côté InP-n et InP-p, ceux-ci rencontrent une *barrière de potentiel* au niveau de l'hétérojonction InGaAsP/InP-p et InP-n/InGaAsP. Les porteurs restent donc confinés dans la couche en InGaAsP où se produira le processus de génération et d'amplification de la lumière. L'indice de réfraction du matériau actif, supérieur à celui des couches adjacentes, assure quant à lui le confinement de la lumière dans la couche active (loi de Snell-Descartes). La couche active a une épaisseur usuelle variant de 0,1 μm à 0,3 μm. La structure transverse

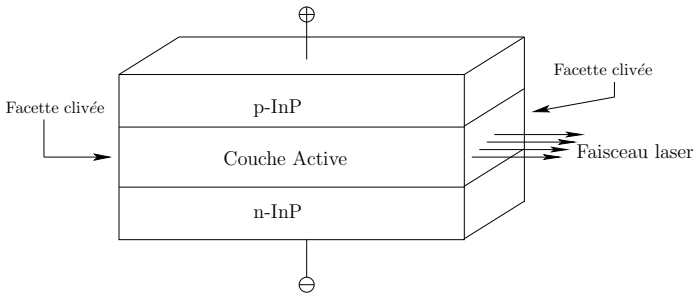

FIG. 1.2 – *Représentation des principales couches matériaux d'un laser à semi-conducteur*

et latérale est typiquement celle d'un guide optique unimodal. Parmi les structures les plus utilisées, la plus connue est celle dite à ruban enterré ou *buried heterostructure* [2]. Cette structure (utilisée dans le cadre de cette thèse pour la fabrication des composants) permet de concentrer efficacement les porteurs dans la couche active afin d'obtenir un faible courant de seuil. Par ailleurs, les techniques actuelles d'épitaxie (à jet moléculaire ou en phase vapeur aux organométalliques) permettent, aujourd'hui, de diminuer l'épaisseur de la couche active jusqu'à 100 Å[3]. Dans ces conditions, la dimension du matériau devient, dans une direction de l'espace donnée, comparable à la longueur d'onde de de Broglie $\lambda_B = \frac{h}{p}$ (avec h la constante de Planck et p la quantité de mouvement). Des effets de quantification apparaissent alors sur

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

la quantité de mouvement et sur l'énergie cinétique des porteurs conférant au matériau des propriétés optiques intéressantes. Aujourd'hui, les structures quantiques utilisées sont, soit à deux dimensions (puits quantiques ou *quantum wells*), soit à une dimension (fils quantiques ou *quantum wires*)[4][5] ou bien encore à zéro dimension (boîtes quantiques ou *quantum dots*). Dans le cas des structures à puits quantiques, les plus couramment utilisées aujourd'hui, la densité d'état des électrons prend la forme d'une marche d'escalier [6]. Les électrons et les trous se trouvent donc, pour une énergie donnée, avec une densité d'état plus faible comparativement au matériau massif. A même densité de porteurs, le gain du matériau d'une structure à puits quantiques est donc plus important que celui du matériau massif. Le gain différentiel, le courant de seuil ainsi que la température caractéristique se trouvent donc très nettement améliorés [7]. Dans le cadre de ce travail, les structures réalisées contiennent six ou neufs puits quantiques contraints en compression. La contrainte en compression appliquée sur un puit quantique permet de réduire les densités de courant de seuil et de favoriser l'émission en mode Transverse Electrique (T.E) [8]. Des informations complémentaires relatives aux différentes structures développées seront données dans les chapitres concernés.

1.3 Description statique d'un laser à semi-conducteur

1.3.1 La condition d'oscillation

De nombreuses approches décrivant le fonctionnement d'un laser à semi-conducteur sont disponibles dans la littérature. Dans ce paragraphe, la physique du laser est fondée sur une méthode *semi-classique*. Le champ électrique est calculé de manière classique tandis que l'émission spontanée est traitée de manière purement quantique. Le milieu actif est caractérisé par une constante diélectrique ϵ dont les parties réelle et imaginaire sont respectivement proportionnelles à l'indice de réfraction n (puisque $n = \sqrt{\epsilon}$) et au gain (cf. Chap. 3). Considérons un laser Fabry-Perot de longueur L, dont les réflectivités en amplitude sur les faces avant et arrière sont respectivement $\widetilde{\rho_1}$ et $\widetilde{\rho_2}$ (cf. Fig. 1.3). Une condition d'oscillation stable est obtenue si le champ optique reste inchangé après un aller-retour dans la cavité laser [9]. Ceci se traduit mathématiquement par la relation :

$$\widetilde{\rho_1}\widetilde{\rho_2}e^{(g-\alpha_i)L}e^{2ikL} = 1 \tag{1.1}$$

avec g le gain du matériau, α_i les pertes internes et k la constante de propagation réelle dans le milieu actif définie par la relation :

$$k(\omega) = \frac{n\omega}{c} \tag{1.2}$$

Dans l'équation (1.2), c est la célérité de la lumière dans le vide, n l'indice de réfraction et ω la fréquence d'émission. Le gain optique du matériau est une fonction de la densité de

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

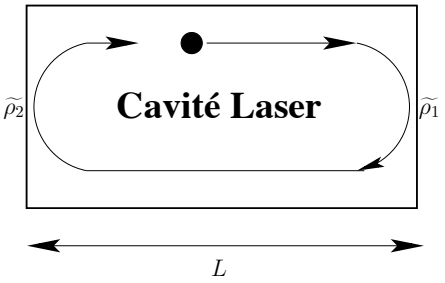

FIG. 1.3 – *Condition d'oscillation : le champ optique est inchangé après un aller-retour dans la cavité*

porteurs N et se met sous la forme :

$$g(N) = \frac{\partial g}{\partial N}(N - N_t) \tag{1.3}$$

avec N_t la densité de porteurs à la transparence c'est-à-dire la densité de porteurs correspondant à un gain nul. La quantité $\frac{\partial g}{\partial N}$ est quant à elle appelée gain différentiel et sera notée g_d dans la suite de la discussion. Le gain différentiel contient le facteur de confinement qui prend en compte le faible recouvrement du mode optique avec la région active. L'équation (1.3) ne permet pas une bonne analyse du gain du matériau lorsque celui-ci est traversé par une forte densité de photons. Dans ces conditions, des effets de compression du gain au voisinage de la fréquence d'émission peuvent se produire et générer des effets de *spectral hole burning* [10] (creux dans la courbe de gain) et de *carrier heating* (échauffement des porteurs)[11][12]. Ceci peut être modélisé en écrivant le gain suivant la relation [6] :

$$g(N) = g_d \frac{(N - N_t)}{1 + \varepsilon P} \tag{1.4}$$

où P est la puissance optique et $\varepsilon << 1$ est le paramètre de compression du gain avec la densité de photons. Typiquement, le paramètre ε est de l'ordre de 2.10^{-17} cm^{-3} (pour une longueur d'onde de 1,55 μm) pour les lasers InGaAsP et de 4.10^{-17} cm^{-3} à 6.10^{-17} cm^{-3} pour des lasers à puits quantiques [13]. D'une manière générale, l'équation (1.4) est utilisée également pour traduire les phénomènes contribuant à l'amortissement de la fréquence de résonance. Ainsi, en séparant la partie réelle de la partie imaginaire dans l'équation (1.1), il vient :

$$g = \alpha_m + \alpha_i \tag{1.5}$$

et

$$\omega_0 = \frac{p\pi c}{nL} \tag{1.6}$$

avec α_i, α_m respectivement les pertes internes et les pertes miroirs (i.e aux facettes du laser) et $p \in Z$ un entier relatif. L'équation (1.5) traduit la condition d'émission qui est obtenue

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

lorsque le gain du matériau compense les pertes lasers. La deuxième équation (Eq. (1.6)) correspond, quant à elle, à la condition de stationnarité du champ dans la cavité laser. En outre, les pertes miroirs d'un laser Fabry-Perot s'expriment suivant la relation :

$$\alpha_m = \frac{1}{2L}\ln(\frac{1}{R_1 R_2}) \tag{1.7}$$

avec $R_i = |\widetilde{\rho}_i|^2$ (i=1,2) les réflectivités en intensité aux facettes du laser. Ainsi, lorsque $R_1 = R_2 = 1$, les pertes miroirs sont strictement nulles tandis qu'elles deviennent infinies si au moins une des deux facettes est traitée anti-reflet (i.e $R_i = 0$ avec i =1 ou 2).

1.3.2 Le rendement externe

Le rendement différentiel η traduit l'efficacité de la conversion de l'énergie apportée par l'injection électronique en flux lumineux. Il est défini comme étant le rapport du nombre de photons émis pour un accroissement donné du nombre d'électrons injectés. Ainsi, on peut écrire :

$$\eta = \frac{dP}{dI} \tag{1.8}$$

avec P la puissance d'émission et I le courant d'injection. Le rendement externe peut aussi s'écrire en fonction des pertes miroirs α_m et internes α_i du laser soit :

$$\eta = \eta_i \frac{1}{1+\varsigma} \tag{1.9}$$

avec η_i le rendement quantique interne et $\varsigma = \frac{\alpha_i}{\alpha_m}$. Comme les recombinaisons stimulées sont importantes au-dessus du seuil, la valeur du rendement quantique interne est en général proche de 1. Dans les équations (1.8) et (1.9), le rendement externe est lié au nombre de photons émis par les deux faces de la diode laser. Ainsi, le rendement externe η_1 pour la facette avant se met sous la forme :

$$\eta_1 = \eta_i \frac{1}{1+\varsigma}\frac{P_1}{P_1+P_2} \tag{1.10}$$

avec P_1 et P_2 respectivement les flux énergétiques sur les facettes avant et arrière. En utilisant les équations (1.5) et (1.7), on montre que :

$$\eta_1 = \eta_i \frac{P_1}{P_1+P_2}\frac{1}{(1-\frac{2\alpha_i L}{\ln(R_1 R_2)})} \tag{1.11}$$

L'équation (1.11) montre que le rendement différentiel sur la face avant peut être amélioré en diminuant soit la longueur de la cavité laser, soit les valeurs des réflectivités aux facettes. Pour conclure, il convient de préciser que la conclusion précédente n'est pas généralisable à tous les types de lasers [14][15].

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

1.3.3 Les équations d'évolution

Une fois la condition d'oscillation satisfaite, des mécanismes de recombinaisons stimulés apparaissent entre les porteurs injectés et les trous de la bande de conduction induisant ainsi l'émission laser. L'équation décrivant la conservation de la densité de porteurs se met alors sous la forme :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I(t)}{eV} - \frac{N(t)}{\tau_e} - v_g \frac{S}{V} g(N) \tag{1.12}$$

avec e la charge de l'électron, $I(t)$ le courant d'injection, S le nombre de photons, V le volume de la zone active, v_g la vitesse de groupe et τ_e la durée de vie des électrons. Si $E(t) = E_0(t)e^{i\varphi(t)}$ est le champ électrique dans la cavité laser d'amplitude $E_0(t)$ et de phase $\varphi(t)$, les équations d'évolution du laser se mettent sous la forme suivante [9](après avoir séparé la partie réelle de la partie imaginaire) :

$$\frac{dE_0(t)}{dt} = \frac{1}{2}(\Gamma v_g g - \frac{1}{\tau_p})E_0(t) + \frac{\beta_{sp}}{V} \tag{1.13}$$

$$\frac{d\varphi(t)}{dt} = \frac{\alpha_H}{2}(\Gamma v_g g - \frac{1}{\tau_p}) \tag{1.14}$$

avec α_H, τ_p et β_{sp} respectivement le facteur de couplage phase-amplitude (dont la signification physique sera discutée au §.1.5), la durée de vie des photons dans la cavité laser et le taux d'émission spontanée couplé au mode optique. Dans les équations (1.13) et (1.14), le coefficient Γ est le facteur de confinement prenant en compte le recouvrement optique par rapport à la zone active. Plus précisément, ce dernier correspond à la fraction de photons dans la couche active et est défini par la relation :

$$\Gamma = \frac{\int_{active} dxdydz|E(x,y,z)|^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} dxdydz|E(x,y,z)|^2} \tag{1.15}$$

avec $E(x,y,z) = U(x,y)f(z)$ le champ électrique d'amplitude transverse $U(x,y)$. En négligeant la contribution due à l'émission spontanée et sachant que $S(t) = E(t)E^*(t)$, la densité de photons dans la cavité peut se mettre sous la forme (en utilisant l'équation (1.13)) :

$$\frac{dS(t)}{dt} = (\Gamma v_g g - \frac{1}{\tau_p})S(t) \tag{1.16}$$

A l'équilibre thermodynamique, c'est-à-dire lorsque $\frac{d}{dt} = 0$, on montre facilement les relations de seuil suivantes :

$$I_{th} = \frac{eVN_{th}}{\tau_e} \tag{1.17}$$

et

$$N_{th} = N_t + \frac{1}{\Gamma v_g g_d \tau_p} \tag{1.18}$$

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

avec $\tau_p = \frac{1}{v_g(\alpha_m+\alpha_i)}$. Les équations (1.17) et (1.18) donnent respectivement les valeurs du courant de seuil et de la densité de porteurs au seuil. Le courant de seuil correspond physiquement à la quantité de courant d'injection nécessaire à la diode laser pour que le processus d'émission stimulée soit généré [16][17]. Le nombre de photons moyen S peut être également déduit des équations d'évolution à l'équilibre thermodynamique. Celui-ci se met sous la forme (lorsque $I > I_{th}$) :

$$S = \frac{\tau_p}{e}(I - I_{th}) \tag{1.19}$$

1.3.4 Le flux énergétique

Le flux énergétique émis pour un courant d'injection donné est déterminé par le nombre de photons qui parcourent la cavité, leurs énergies et le temps de traversée de la cavité. Ainsi, dans ce paragraphe, il sera montré que le flux énergétique total P disponible sur les deux faces du laser se met sous la forme :

$$P = \eta(I - I_{th}) \tag{1.20}$$

avec I, I_{th} et η respectivement le courant d'injection, le courant de seuil (cf. Eq. (1.17)) et le rendement différentiel externe (cf. Eq. (1.9)). Lorsque les deux faces du laser ont la même réflectivité, le flux énergétique émis par une cavité Fabry-Perot est identique sur les deux faces. Cependant, si les réflectivités ne sont pas identiques, le rapport des flux énergétiques devient plus complexe. L'effet des réflectivités sur le flux énergétique a été particulièrement étudié d'un point de vue théorique par Wilcox *et al.* [18]. Ce modèle fondé sur l'hypothèse d'ondes multiples a de plus été validé expérimentalement. Ainsi, le flux énergétique émis sur la face avant P_1 est donné par l'équation :

$$P_1 = h\nu \frac{1 - R_1}{(1 + \sqrt{\frac{R_1}{R_2}})(1 - \sqrt{R_1 R_2})} \alpha_m v_g V S \tag{1.21}$$

avec h la constante de Planck, ν la fréquence d'émission du laser et S le nombre de photons moyen. L'équation (1.21) contient implicitement l'expression du rendement externe sur la facette avant défini, au paragraphe précédent, par l'équation (1.10). En injectant l'équation (1.19) dans l'équation (1.21), la dépendance linéaire du flux énergétique émis sur la facette avant avec le courant d'injection peut s'écrire sous une forme plus complète comme :

$$P_1 = \frac{h\nu}{e} \frac{1 - R_1}{(1 + \sqrt{\frac{R_1}{R_2}})(1 - \sqrt{R_1 R_2})} \frac{1}{1 + \varsigma}(I - I_{th}) \tag{1.22}$$

En transposant directement la relation (1.22) au cas de la facette arrière, on montre après quelques manipulations algébriques, en appellant P_2 le flux énergétique émis sur la face arrière que :

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{1 - R_1}{1 - R_2}\sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \tag{1.23}$$

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Enfin, en utilisant l'équation (1.23) ainsi que la définition de la puissance totale $P = P_1 + P_2$, il vient :

$$P = \frac{h\nu}{e}(1 + \frac{1-R_2}{1-R_1}\sqrt{\frac{R_1}{R_2}})\frac{1-R_1}{(1+\sqrt{\frac{R_1}{R_2}})(1-\sqrt{R_1R_2})}\frac{1}{1+\varsigma}(I - I_{th}) \tag{1.24}$$

En posant $C_i = \frac{1-R_i}{2\sqrt{R_i}}$ (avec $i = 1,2$ selon la facette considérée), les relations (1.21), (1.22) et (1.23) peuvent se réécrire sous la forme :

$$P_1 = h\nu\alpha_m v_g V S \frac{C_1}{C_1 + C_2} \tag{1.25}$$

$$P_1 = \frac{h\nu}{e}\frac{C_1}{C_1 + C_2}\frac{1}{1+\varsigma}(I - I_{th}) \tag{1.26}$$

$$\frac{P_1}{P_2} = \mid \frac{C_1}{C_2} \mid \tag{1.27}$$

Dans les équations (1.25), (1.26) et (1.27) le coefficient C_i quantifie le couplage de la facette i avec une cavité externe. C'est pourquoi, il sera montré dans les chapitres suivants, que ces coefficients sont fondamentaux pour quantifier la sensibilité d'un laser à semi-conducteur soumis à une contre rétroaction optique. Ainsi, en utilisant la définition des coefficients C_i, la relation (1.24) s'écrit directement comme :

$$P = \frac{h\nu}{e}\frac{1}{1+\varsigma}(I - I_{th}) \tag{1.28}$$

L'équation (1.28) correspond à la puissance totale disponible dans le laser. Comme il l'a été annoncé au début du paragraphe (cf. Eq. (1.20)), celle-ci est directement proportionnelle au courant d'injection.

1.4 Modulation d'un laser à semi-conducteur

Pour pouvoir transmettre de l'information, l'un des paramètres de l'onde optique doit être modulé. La méthode la plus couramment utilisée est celle consistant à moduler l'intensité $I(t)$. Cette technique engendre simultanément une modulation en puissance et en fréquence. Aussi, dans ce paragraphe, on se propose d'en déterminer quantitativement les expressions et de discuter des conséquences élémentaires sur la dynamique du laser à semi-conducteur.

1.4.1 Linéarisation des équations d'évolution

En utilisant les équations d'évolution (1.12), (1.14) et (1.16), les fréquences de relaxation et d'amortissement du laser ainsi que la variation de la fréquence optique consécutive à une modulation directe du courant injecté peuvent être déterminées. Ce calcul est mené à bien en utilisant une technique de linéarisation des équations d'évolution du type *petit-signaux*[19].

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Ainsi, lorsque le laser est soumis à une modulation sinusoïdale, des modulations simultanées apparaissent sur les quantités $N(t)$, $S(t)$, $P(t)$ et $I(t)$. Cet effet peut être modélisé en écrivant :

$$N(t) = N_0(t) + \delta N(t) \tag{1.29}$$

$$S(t) = S_0(t) + \delta S(t) \tag{1.30}$$

$$P(t) = P_0(t) + \delta P(t) \tag{1.31}$$

$$I(t) = I_0(t) + \delta I(t) \tag{1.32}$$

avec $N_0(t)$, $S_0(t)$, $P_0(t)$ et $I_0(t)$ les valeurs à l'équilibre thermodynamique de la densité de porteurs, de la densité de photons, de la puissance optique et du courant injecté. La variation sur le gain optique déduit des équations (1.4) et (1.29) se met sous la forme :

$$g = g_0 + \frac{g_d \delta N(t)}{1 + \varepsilon P_0} \tag{1.33}$$

avec $g_0 = g_d \frac{(N_0 - N_t)}{1+\varepsilon P_0}$. En injectant (1.29), (1.30), (1.31) et (1.32) dans (1.12), (1.14) et (1.16), il vient après quelques manipulations algébriques et en négligeant les termes croisés :

$$\frac{d\delta N}{dt} = \frac{\delta I(t)}{eV} - \delta N(t)(\frac{1}{\tau_e} + \frac{v_g g_d S_0}{V(1+\varepsilon P_0)}) - \delta S(t)\frac{v_g g_0}{V} \tag{1.34}$$

$$\frac{d\delta S(t)}{dt} = (\Gamma v_g g_0 - \frac{1}{\tau_p})\delta S(t) + \Gamma v_g g_d S_0 \frac{\delta N(t)}{1+\varepsilon P_0} \tag{1.35}$$

$$\frac{d\delta\varphi(t)}{dt} = \frac{\alpha_H}{2(1+\varepsilon P_0)} \Gamma v_g g_d \delta N(t) \tag{1.36}$$

En appliquant la transformée de Fourier aux équations (1.34), (1.35) et (1.36), il vient :

$$\delta\widetilde{N(\omega)}(i\omega + \frac{1}{\tau_e} + \frac{v_g g_d S_0}{V(1+\varepsilon P_0)}) = \frac{\delta\widetilde{I(\omega)}}{eV} - \delta\widetilde{S(\omega)}\frac{v_g g_0}{V} \tag{1.37}$$

$$i\omega\delta\widetilde{S(\omega)} = (\Gamma v_g g_0 - \frac{1}{\tau_p})\delta\widetilde{S(\omega)} + \Gamma v_g g_d S_0 \frac{\delta\widetilde{N(\omega)}}{1+\varepsilon P_0} \tag{1.38}$$

$$i\omega\delta\widetilde{\varphi(\omega)} = \frac{\alpha_H}{2(1+\varepsilon P_0)} \Gamma v_g g_d \delta\widetilde{N(\omega)} \tag{1.39}$$

La résolution du système décrit par les équations (1.37), (1.38), (1.39) permet de déterminer explicitement la modulation de fréquence et d'intensité. Ainsi, on montre en utilisant la technique de substitution que la modulation d'intensité se met sous la forme [20][21] :

$$\frac{\delta\widetilde{S(\omega)}}{\delta\widetilde{I(\omega)}} = \frac{\Gamma\tau_p}{e} \frac{1}{1 - (\frac{\omega}{\omega_r})^2 + i\frac{\omega}{\omega_d}} \tag{1.40}$$

avec w_r et ω_d respectivement les fréquences de relaxation et d'amortissement (en général,

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

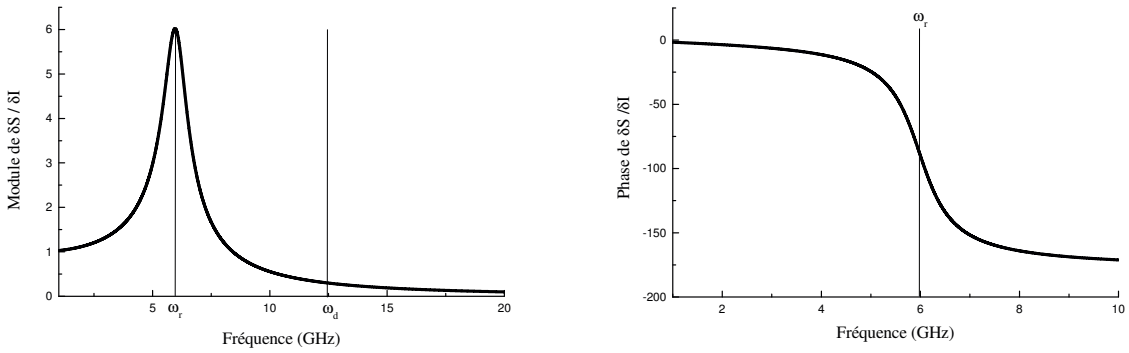

FIG. 1.4 – *Module et phase de la fonction de transfert courant/intensité*

$\omega_r < \omega_d$) du laser dont les expressions peuvent s'écrire :

$$\omega_r = \sqrt{\frac{v_g g_d S_0}{\tau_p V(1+\varepsilon P_0)}} \tag{1.41}$$

$$\omega_d = \frac{\omega_r^2}{\Gamma_d} \tag{1.42}$$

avec,

$$\Gamma_d = \frac{1}{\tau_e} + \frac{v_g g_d S_0}{V(1+\varepsilon P_0)} \tag{1.43}$$

L'équation (1.41) montre que la fréquence de résonance est proportionnelle au courant d'injection *via* le nombre de photons moyen S_0 (cf. Eq. (1.19)). En conséquence, la fréquence de relaxation du laser augmente avec le courant d'injection. Toutefois, la structure verticale du composant jouant le rôle d'une résistance série avec la diode et d'une capacité en parallèle implique une augmentation continue de la fréquence de relaxation qui peut être limitée. Ainsi, des bandes passantes de 10 GHz sont parfois limitées à quelques GHz par la structure verticale. L'équation (1.40) représente la fonction de transfert courant/intensité du laser induite par la modulation du courant. Sur la Fig. 1.4, le module et la phase de cette équation sont représentés dans le cas d'un laser Fabry-Perot. Qualitativement, la réponse est presque plate à basse-fréquence et atteint son *maximum* à la fréquence de relaxation du laser (ce *maximum* n'est plus localisé à la fréquence de relaxation si $\omega_d < \omega_r$). L'amplitude décroît ensuite très rapidement avec la fréquence de modulation lorsque $\omega >> \omega_r$. La phase quant à elle varie de 0° à basse fréquence ($\delta S(\omega)$ et $\delta I(\omega)$ sont en phase) pour atteindre -180° ($\delta S(\omega)$ et $\delta I(\omega)$ sont en opposition de phase) à haute fréquence. A la fréquence de relaxation, cette dernière est égale à -90° : les réponses $\delta S(\omega)$ et $\delta I(\omega)$ sont alors en quadrature. De manière parallèle, en combinant maintenant les équations (1.37) et (1.39), la modulation de fréquence se met

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

sous la forme :

$$\frac{\delta\omega}{\widetilde{\delta I(\omega)}} = \frac{iS_0\alpha_H\tau_p\Gamma}{2e}\frac{\omega}{1-(\frac{\omega}{\omega_r})^2+i\frac{\omega}{\omega_d}} \tag{1.44}$$

Comme le montre l'équation (1.44), l'efficacité de modulation augmente avec la fréquence de modulation et atteint son *maximum* à la fréquence de relaxation du laser. La modulation de fréquence d'un laser n'est pas *a priori* envisageable aux basses fréquences en raison des effets thermiques et non-linéaires.

1.5 Le facteur de couplage phase-amplitude

Dans ce paragraphe, on se propose de sensibiliser le lecteur à un paramètre fondamental de la physique du laser à semi-conducteur. Ce facteur noté α_H, qui a déjà été introduit précédemment, intervient dans de nombreux processus physiques complexes et est défini par la relation :

$$\alpha_H = \frac{-4\pi\frac{\partial n}{\partial N}}{\lambda\frac{\partial g}{\partial N}} \tag{1.45}$$

avec λ, $\frac{\partial n}{\partial N}$, $\frac{\partial g}{\partial N}$ respectivement la longueur d'onde d'émission, l'indice différentiel et le gain différentiel du laser à semi-conducteur. Dans la littérature, ce facteur est régulièrement appelé facteur de couplage *phase-amplitude* ou facteur *d'élargissement spectral* et peut varier de 1 à 10 pour des lasers à semi-conducteur. Physiquement, il traduit explicitement le couplage entre l'amplitude et la phase du champ optique dans la cavité laser mais aussi de manière plus générale la dissymétrie de la courbe de gain [17]. Comme il l'a été mentionné au début de ce paragraphe, le facteur α_H intervient dans de nombreux mécanismes physiques tels que (cette liste est non-exhaustive) :

- *a*) le *spatial hole burning* [22] induit par la variation de l'indice optique $n(P)$ avec la puissance P. Cet effet provoque une distribution inhomogène des porteurs dans la cavité optique et devient inexistant lorsque $\alpha_H = 0$ (indice optique n constant puisque $\frac{\partial n}{\partial N} = 0$).

- *b*) le *chirp* ou la dérive de fréquence [23] induit lorsque la puissance du champ optique dévie de sa position d'équilibre P_0. En conséquence, une oscillation de la densité de porteurs ΔN (oscillations de relaxation) autour de sa valeur d'équilibre N_{th} apparaît. Ainsi, comme $\alpha_H \neq 0$, cette déviation de la densité de porteurs induit une variation de l'indice optique Δn et donc *in fine* une dérive de fréquence $\Delta\nu$. Cette variation de la fréquence optique qui peut être, soit vers le bleu (courte longueur d'onde), soit vers le rouge (grande longueur d'onde) parasite le comportement du laser en transmission.

- *c*) le degré de sensibilité d'un laser à la réalimentation optique externe. En effet, comme

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

nous le verrons dans les chapitres suivants, tout laser soumis à une réflexion externe exhibe un régime particulier dont le principal effet est une augmentation importante de la largeur de raie. Aussi, il sera montré que le niveau de déclenchement de ce régime peut être contrôlé suivant les valeurs prises par le facteur de couplage *phase-amplitude*.

- *d*) la largeur de raie $\Delta\nu$ du laser dont la valeur est directement dépendante du facteur α_H. Celle-ci s'exprime par la relation [24] :

$$\Delta\nu \propto (1 + \alpha_H^2) \tag{1.46}$$

Dans l'équation (1.46), le terme 1 est la contribution *directe* du bruit d'émission spontanée tandis que α_H^2 représente la contribution *indirecte* due au couplage *phase-amplitude*. L'analyse théorique la plus complète décrivant l'impact du facteur α_H sur la largeur de raie d'un laser à semi-conducteur fut réalisée par Henry. En effet, en 1982, celui-ci est le premier à avancer l'idée que les variations de la largeur de raie sont principalement dues aux changements de l'indice de réfraction avec la densité de porteurs [24][25]. On comprend alors que l'augmentation de la largeur de raie du laser est attribuée en partie à des fluctuations de fréquence intervenant lorsque l'intensité du champ optique est perturbée par de l'émission spontanée. Ce processus physique est indubitablement associé aux oscillations de relaxation et conduit *via* le facteur α_H à des fluctuations de fréquence additionnelle. C'est pourquoi, dans la littérature, le facteur α_H est très souvent appelé *facteur d'élargissement spectral* ou plus directement *facteur de Henry*.

Le lecteur pourra, s'il le désire, acquérir des informations complémentaires en consultant la référence [26] brossant un portrait général de ce paramètre fondamental du laser. Dans les chapitres suivants, l'importance du facteur de Henry sur la sensibilité des lasers à la réalimentation optique ainsi que sur la dérive de fréquence sera discutée et analysée.

1.6 Synthèse du chapitre

Dans la suite de la discussion, la majeure partie des définitions et des résultats présentés dans ce chapitre seront utilisés. Pour conclure, dans cette section, les principaux avantages des diodes lasers ainsi que leurs structures élémentaires ont été présentés. Les caractéristiques élémentaires (rendement externe, puissance, pertes, courant de seuil, ...) ont été introduites au lecteur à l'aide d'un modèle simple des équations d'évolution. Il a également été montré que la bande passante de modulation est limitée par la fréquence des oscillations de relaxation et que la modulation de courant d'injection provoque une modulation simultanée de la puissance émise et de la fréquence. Enfin, l'importance et la signification physique du facteur de couplage

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

phase-amplitude ont été discutées. En particulier, il a été mentionné que ce facteur permet de comprendre l'augmentation de la largeur de raie d'un laser, la dérive de fréquence (i.e *chirp*), les effets du *spatial hole burning*, la sensibilité à la réalimentation optique,...
Dans la suite de la discussion, on se propose d'étendre la théorie de base développée dans ce chapitre au cas d'un laser Fabry-Perot soumis à une contre rétroaction optique.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Bibliographie

[1] M. Bernard and G. Duraffourg, "Laser conditions in semiconductors", *Phys. Stat. Sol.*, Vol. 1, pp. 699, 1961.

[2] J. J. Hsieh and C. C. Shen, "Room-temperature CW operation of buried-stripe double heterostructure GaInAsP/InP diode lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 30(**8**), pp. 429-431, 1977.

[3] N. Holonyak, R. M. Kolbas, R. D. Dupuis and P. D. Dapkus, "Quantum well heterostructure lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 16(**2**), pp. 170-185, 1980.

[4] Y. Miyamoto, Y. Mirake, M. Asada and Y. Sumatsu, "Threshold current density of GaInAsP/InP quantum-box lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 25(**9**), pp. 2001-2006, 1989.

[5] K. Vahala, "Quantum box fabrication tolerance and size limits in semiconductors and their effect on optical gain", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 24(**3**), pp. 523-530, 1988.

[6] A. Yariv, "Quantum electronics", Third Edition, Ed. *Wiley*, 1989.

[7] Y. Arakawa and A. Yariv, "Quantum well lasers : gain, spectra, dynamics", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 22(**9**), pp. 1887-1899, 1986.

[8] C. S. Chang and S. L. Chuang, "Modeling of strained quantum well lasers with spin-orbit coupling", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 1(**2**), pp. 218-229, 1995.

[9] K. Petermann, "Laser diode modulation and noise", *Kluwer Academic Publisher*, 1988.

[10] R. Olshansky, C. B. Su, J. Manning and W. Powazinik, "Measurement of radiative and nonradiative recombinaison rates in InGaAsP and AlGaAs light sources", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 20(**8**), pp. 838-854, 1984.

[11] M. Willatzen et al., "Nonlinear gain suppression in semiconductor lasers due to carrier heating", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 3(**7**), pp. 606-609, 1991.

[12] V. **I.** Tolstikhin and M. Willander, "Carrier heating effects in dynamic single frequency GaInAsP-InP laser diodes", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 31(**5**), pp.814-833, 1995.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

[13] A. Olivier, "Contribution à l'étude des propriétés dynamiques des lasers semi-conducteur 1,55 μm à multipuits quantiques", *Thèse de Doctorat*, Université de Lille, 1990.

[14] W. W. Rigrod, "Gain saturation and output power of optical lasers", *Journal of Applied Physics*, Vol. 36, pp. 2487-2490, 1965.

[15] W. W. Rigrod, "Homogeneously broadened CW lasers with uniform distributed loss", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 5, pp. 377-381, 1978.

[16] R. Gabet, "Etude expérimentale et théorique de l'injection optique dans un laser à semi-conducteurs : application à la détection de faibles signaux cohérents à 1,55 μm", *Thèse de Doctorat ENSSAT*, Université de Rennes 1, 2000.

[17] E. Rosenchair and B. Vinter, "Optoelectronics", *Ed. Dunod.*

[18] J. Z. Wilcox and L. W. Casperson, "Power characteristics of single-mode semiconductor lasers", *Journal of Applied Physics*, Vol. 56 **(1)**, pp. 57-63, 1984.

[19] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, "Long wavelength semiconductor lasers", Ed. *Van Nostrand Reinhold Company.*

[20] R. S. Tucker, "High-speed modulation of semiconductor lasers", *Journal of Ligthwave Technology*, Vol. LT-3**(6)**, pp. 1180-1192, 1985.

[21] C. B. Su and V. A. Lanzisera, "Ultra-high speed modulation of 1.3μm InGaAsP diode lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 22**(9)**, pp. 1568-1578, 1986.

[22] W. S. Rabinovich and B. J. Feldman, "Spatial hole burning effects in distributed feedback lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 25**(1)**, pp. 20-29, 1989.

[23] B. Thedrez *et al.*, "Power and facet phase dependence of chirp for index and gain-coupled DFB lasers", *Semiconductor Laser Conference* , TuE41, pp.175-176, 1998.

[24] C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 18**(2)**, pp. 259-264, 1982.

[25] C. H. Henry, "Theory of the phase noise and power spectrum of a single-mode injection laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 19**(9)**, pp. 1391-1397, 1983.

[26] M. Osinski and J. Bluus, "Linewidth broadening factor in semiconductor laser : an overview", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 23 **(1)**, pp. 9-29, 1987.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Chapitre 2

Théorie de la rétroaction optique

« Il n'existe que deux choses infinies, l'univers et la bêtise humaine...
mais pour l'univers, je n'ai pas de certitude absolue ».
Albert Einstein, Physicien allemand, *Nobel de Physique 1921*

Dans ce chapitre, on se propose de décrire, théoriquement, le fonctionnement d'un laser à semi-conducteur en présence de rétroaction optique externe. Ainsi, après en avoir rappelé l'origine et la définition, nous verrons que plusieurs régimes de fonctionnement peuvent être distingués. Plus particulièrement, après avoir introduit le modèle de Lang *et* Kobayashi, une analyse de stabilité dans certains de ces régimes sera réalisée. Enfin, nous montrerons qu'il existe un régime de fonctionnement *incohérent* appelé régime d'effondrement de la cohérence. Nous nous concentrerons alors sur l'étude théorique de ce régime et montrerons que son seuil de déclenchement peut être calculé de manière analytique.

2.1 Origine et définition

L'insertion d'une diode laser dans une liaison par fibre optique nécessite un bon couplage du flux énergétique émis par le laser dans la fibre. Néanmoins, lors de la propagation, l'onde émise par le laser est soumise à de nombreuses variations d'indice optique entre les différents milieux (interfaces) engendrant ainsi des réflexions parasites : on parle alors de rétroaction optique externe ou de réalimentation optique externe (i.e *feedback light*). Ainsi, si l'on considère le cas d'un laser à semi-conducteur dont les puissances optiques émises et réfléchies sont respectivement P_e et P_r, le taux de retour optique Γ correspondant à la quantité de lumière renvoyée dans la cavité laser peut être facilement déterminé. Ce dernier est défini comme le

rapport de la puissance réfléchie à la puissance émise, soit :

$$\Gamma = \frac{P_r}{P_e} \tag{2.1}$$

Si C représente le coefficient de couplage entre le laser et la fibre optique et γ le coefficient de réflexion (en champ) générée en un point aléatoire du système, la puissance P_r renvoyée dans le laser peut s'écrire selon la relation :

$$P_r = \gamma^2 C^2 P_e \tag{2.2}$$

Dans l'équation (2.2), le terme en C^2 tient compte d'un aller-retour dans la cavité externe (défini comme la distance entre la facette de sortie du laser et le point de l'espace où a lieu la réflexion). En injectant (2.2) dans (2.1), le taux de retour optique peut s'écrire en fonction des paramètres "physiquement contrôlables" du système, soit :

$$\Gamma = \gamma^2 C^2 \tag{2.3}$$

D'une manière générale, le décibel (dB) est très souvent utilisé pour quantifier le taux de retour optique. En appliquant la fonction logarithme décimale à l'équation (2.3), la relation précédente s'écrit directement comme la somme de deux termes :

$$\Gamma_{dB} = RL + 2C_{dB} \tag{2.4}$$

Dans l'équation (2.4), le premier terme $RL = 10\log(\gamma^2)$ correspond au *return loss* c'est-à-dire au taux de retour optique renvoyé dans la fibre. Dans le cadre des applications systèmes, cette dernière définition est très souvent utilisée. Dans la suite de cette dissertation, seule l'approche système définie par le *return loss* sera utilisée pour quantifier les transmissions en présence de réalimentation optique. Enfin, il est important de préciser que les équations précédentes ne sont valables que dans le cadre d'une réalimentation optique localisée. En revanche, pour des puissances de travail supérieures, les effets de la réalimentation optique *délocalisée* (dus notamment à la *rétrodiffusion Rayleigh*) doivent être pris en compte. Le lecteur est incité pour plus de renseignements à consulter la littérature et plus particulièrement les références [1] et [2].

2.2 Les régimes de fonctionnement

Lorsqu'un laser à semi-conducteur est soumis à une contre rétroaction optique externe, cinq régimes de fonctionnement, indépendants de la longueur d'onde, peuvent être observés expérimentalement [3]. A ce titre, il convient de préciser que Besnard *et al.* [4] ont montré que les problèmes d'alignement entre le laser et la cavité externe ont un impact sur les différents

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

régimes de fonctionnement et *in fine* sur les différentes caractéristiques du laser (spectre, caractéristique courant-puissance,...). Plus généralement, il sera montré que certains régimes peuvent dépendre, soit de la longueur de la cavité externe L_e, soit de la phase de l'onde retour ϕ_e. Nous montrerons également qu'il existe des régimes de fonctionnement complètement indépendants des paramètres liés à la cavité externe (L_e,ϕ_e). Expérimentalement, ces états engendrés par la réalimentation optique sont facilement observables et localisables. Par exemple, sur la Fig. 2.1, une représentation schématique montrant la localisation des différents régimes avec la longueur de la cavité externe L_e et la force du retour optique (-100 dB $< \Gamma <$ 0 dB) est présentée au lecteur. Ainsi, comme le montre la Fig. 2.1, différentes régions distinctes apparaissent. Décrivons-les maintenant qualitativement :

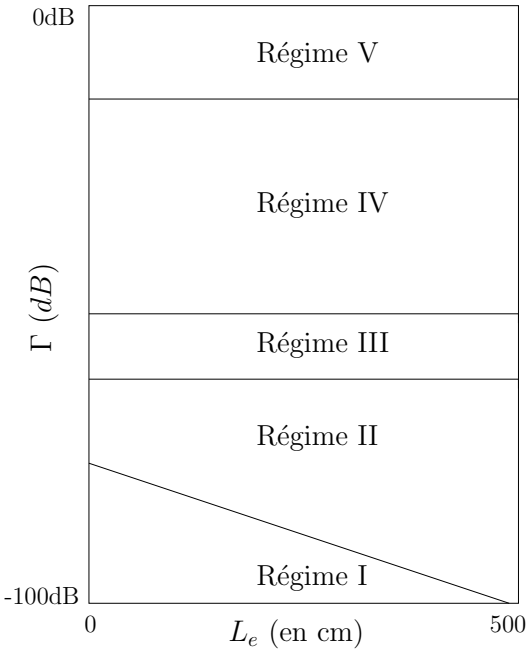

FIG. 2.1 – *Les différents régimes de rétroaction optique (-100 dB $< \Gamma <$ 0 dB et 0 cm $< L_e <$ 500 cm)*

- *a*) **Régime I** : cet état est obtenu pour de faibles taux de retour optique et dépend fortement des valeurs données au couple (L_e,ϕ_e). Expérimentalement, ce régime se traduit soit par un élargissement, soit par un rétrécissement du mode principal [5]. Dans ce régime, difficile à observer si de longues cavités externes (cas des fibres optiques) sont utilisées, une solution unique (mode de la cavité externe) est admise dans le domaine des fréquences.

- *b*) **Régime II** : selon les valeurs données au couple (L_e,ϕ_e), le mode principal peut se décomposer en plusieurs solutions distinctes. Ainsi, le système oscille de manière *stochastique* entre plusieurs modes de cavité externe mais émet toujours sur un seul mode longitudinal de

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

cavité interne. Ce régime traduit donc l'apparition de sauts de mode (i.e *mode hopping*)[6]. Néanmoins, il apparaît que la solution privilégiée par le système soit celle du mode ayant la plus faible largeur de raie, c'est-à-dire le plus faible bruit de phase [7][8].

- *c*) **Régime III** : cet état est indépendant du couple (L_e,ϕ_e) et se traduit par la fin des instabilités générées par les sauts de mode. Nous verrons plus tard que, dans ce régime, le laser se verrouille sur le mode de plus faible largeur de raie [7].

- *d*) **Régime IV** : ce régime complètement *incohérent* est appelé régime d'effondrement de la cohérence (i.e *Coherence Collapse*)[9]. Lorsque la diode semi-conductrice atteint cet état, sa largeur de raie subit une augmentation drastique pouvant aller jusqu'à plusieurs dizaines de GHz. Précisons également que du bruit basse fréquence, dont l'effet principal est une chute brutale de la trace temporelle, accompagne l'apparition de ce régime de fonctionnement [10][11][12]. Dans la suite de cette dissertation, nous montrerons que cet état particulier du laser permet de comprendre et d'analyser rigoureusement les mécanismes de dégradation des performances en transmission.

- *e*) **Régime V** : aux forts taux de retour optique, le laser contient la cavité externe et devient *in fine* insensible à la réalimentation optique externe. Expérimentalement, ce régime, difficile à atteindre si le laser n'est pas traité anti-reflet, se traduit par l'apparition d'un mode stable et de faible largeur de raie [13][14][15].

La physique de ces différents régimes conduit en général à des phénomènes particulièrement diversifiés et complexes. Dans la suite de la dissertation, on se propose de discuter de manière quantitative les principaux régimes de fonctionnement. Plus particulièrement, les régimes **II** et **III** (relatifs aux sauts de mode) ainsi que le régime d'effondrement de la cohérence seront analysés en détail.

2.3 Définition de la réflectivité équivalente

Considérons le cas d'un laser à semi-conducteur perturbé par une rétroaction optique d'amplitude γ produite par un miroir distant de L_e (cf. Fig. 2.2). Afin que l'hypothèse d'un système cohérent soit valable, le taux de retour optique est supposé faible ($\gamma <$ -30 dB). On appelle $E(t)$, $E(t-\tau)$ et ρ_i (avec i = 1,2) respectivement le champ optique dans la cavité laser, le champ optique réfléchi (avec $\tau = \frac{2n_eL_e}{c}$ le temps aller-retour dans la cavité externe d'indice optique n_e et c la célérité de la lumière dans le vide) et les coefficients de réflexion en amplitude aux facettes. On note également ζ le coefficient de transmission en amplitude de la facette soumise à la réflexion externe. En régime stationnaire, l'ensemble {laser | cavité externe} peut être vu comme un système composé respectivement d'une réflectivité ρ_2 (facette arrière) et d'une réflectivité équivalente $\widetilde{\rho_1}$ (facette avant) [16]. Ainsi, en appliquant le principe

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

de superposition, la relation entre champ émis et champ réfléchi peut s'écrire comme :

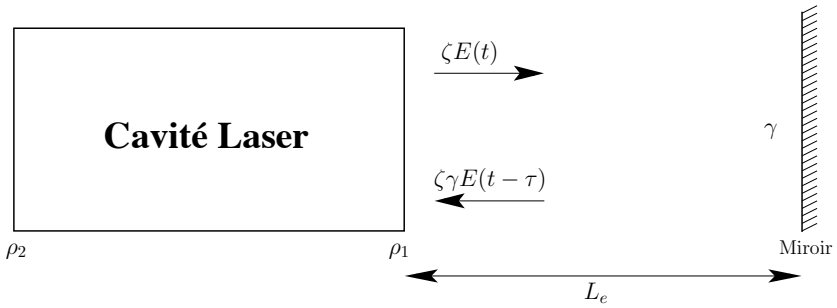

FIG. 2.2 – *Cavité laser perturbée par une réflexion d'amplitude γ produite par un miroir distant*

$$\widetilde{\rho_1}E(t) = \rho_1 E(t) + \gamma\zeta^2 E(t-\tau) \tag{2.5}$$

Le système étant supposé cohérent, les champs électriques peuvent être assimilés à des ondes planes d'amplitude E_0 oscillant à la pulsation ω i.e $E(t) = E_0 e^{-i\omega t}$. En injectant cette définition dans l'équation (2.5), la réflectivité équivalente en amplitude à la facette de sortie du laser peut s'écrire comme :

$$\widetilde{\rho_1} = \rho_1 + (1 - |\rho_1^2|)\gamma e^{i\omega\tau} \tag{2.6}$$

Dans l'équation (2.6), le coefficient de transmission en amplitude ζ a été substitué par le coefficient de réflexion en amplitude *via* la relation de conservation de l'énergie $\rho_1^2 + \zeta^2 = 1$. Il est important de souligner que l'équation (2.6) ne peut être utilisée que dans le cadre d'une seule réflexion (cas d'un taux de retour optique faible). Le traitement mathématique relatif à un fort taux de retour optique doit nécessairement prendre en compte plusieurs réflexions de sorte que la réflectivité équivalente en amplitude puisse s'écrire comme une somme d'ondes réfléchies cohérentes selon la relation [17] :

$$\widetilde{\rho_1} = \rho_1 + \sum_{k>1} \rho_1^{k-1}(1 - |\rho_1^2|)^k \gamma^k e^{ik\omega\tau} \tag{2.7}$$

Dans la suite de la discussion, l'hypothèse de faible taux de retour optique est supposée valable afin que la variation de réflectivité soit toujours décrite par l'équation (2.6). Ainsi, l'expression de la réflectivité équivalente en intensité peut maintenant être déterminée en utilisant la forme complexe conjuguée de l'équation (2.6). Il vient donc après quelques manipulations algébriques et en négligeant les termes du deuxième ordre ($\gamma^2 \ll 1$) :

$$\widetilde{R_1} = R_1(1 + \frac{2(1-R_1)}{\sqrt{R_1}}\gamma\cos(\omega\tau)) \tag{2.8}$$

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

avec $R_1 = |\rho_1|^2$ la réflectivité en intensité et $\phi_e = \omega\tau$ la phase de l'onde retour. L'équation (2.8) montre clairement que la réalimentation optique induit, selon les valeurs données au couple de paramètre (γ,ϕ_e), une variation sinusoïdale de la réflectivité du laser. Bien que celle-ci soit en générale faible ($10^{-6} < \gamma < 10^{-3}$), des conséquences sur les caractéristiques statiques et dynamiques du laser apparaissent. Discutons maintenant de ces variations dans le paragraphe suivant.

2.4 Modification de la condition de seuil

Dans le cas d'un laser Fabry-Perot, les pertes aux miroirs α_m s'expriment selon la relation :

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_2 R_1} \tag{2.9}$$

avec R_i ($i = 1,2$) les réflectivités en intensité aux facettes et L la longueur de la cavité laser. Lorsque le laser est perturbé par une réflexion externe, nous avons vu dans le paragraphe précédent qu'une variation sinusoïdale de la réflectivité de la facette concernée était à prévoir. En conséquence, toutes les caractéristiques statiques (et même dynamiques comme nous le verrons plus tard) du laser vont être modifiées à commencer par la condition de seuil (c'est-à-dire les pertes et le gain optique). Ainsi, en utilisant la notion de réflectivité équivalente introduite au paragraphe précédent, les pertes miroirs en intensité en présence de la contre-réaction deviennent :

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_2 \widetilde{R_1}} \tag{2.10}$$

En injectant l'équation (2.8) dans (2.10), il vient en se limitant au premier ordre ($\gamma^2 \ll 1$) :

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_2 R_1} - \frac{(1-R_1)}{L\sqrt{R_1}} \gamma \cos(\omega\tau) \tag{2.11}$$

De la même manière, en utilisant l'équation (2.10) ainsi que la définition de la vitesse de groupe $v_g = \frac{c}{n_g}$ (avec n_g l'indice de groupe), les fluctuations sur le gain Δg [18] peuvent s'écrire comme :

$$\Delta g = v_g \Delta\alpha = -2K \cos(\omega\tau) \tag{2.12}$$

avec

$$K = \frac{2C_r\gamma}{\tau_i} \tag{2.13}$$

Dans l'équation (2.13), $C_r = \frac{1-R_1}{2\sqrt{R_1}}$ est le coefficient de couplage entre la cavité laser et la cavité externe (cf. Chap. 1), τ_i le temps aller-retour dans la cavité interne et γ l'amplitude de la réflexion. Il est important de noter que le coefficient K a la dimension d'une fréquence et correspond au paramètre de rétroaction optique ; il est abondamment utilisé dans la littérature [8]. Les équations (2.11) et (2.12) traduisent les fluctuations sinusoïdales induites par

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

la réalimentation optique sur la condition de seuil c'est-à-dire sur les pertes en transmission et le gain optique. Le couple de paramètre (γ,ϕ_e) lié à la cavité externe apparaît donc encore une fois important dans le contrôle de l'amplitude de ces fluctuations. Dans le cas d'un laser DFB, il conviendra de remplacer le coefficient C_r par un coefficient *ad hoc* prenant en compte les paramètres internes du laser (pertes, coefficient de couplage, écart au mode Bragg, réflectivité...) [19]. Nous reviendrons sur ce point au chapitre suivant, lors de l'étude des lasers DFB en présence de réalimentation optique. Bien évidemment, d'autres caractéristiques statiques telles que le courant de seuil, la densité de porteurs au seuil ou le flux énergétique émis peuvent être également modifiées en présence de réalimentation optique externe [15][18][20].

2.5 Modifications des caractéristiques statiques et dynamiques

2.5.1 Le modèle de Lang *et* Kobayashi

Les équations d'évolution du laser à semi-conducteur en présence de rétroaction optique externe se déduisent directement de celles définies au chapitre 1 à condition toutefois de rajouter la condition liée à la modification de la durée de vie des photons. Le modèle retenu comporte un champ optique composé d'un seul mode longitudinal de la cavité laser [21][22]. La réalimentation optique est introduite en utilisant un champ retardé de τ dont la phase ϕ_e est égale à $\omega\tau$. Le système le plus couramment utilisé est celui introduit par Lang *et* Kobayashi [16] où le champ électrique complexe $E(t)$ est décrit par une formule issue d'une équation d'Alembert. Ainsi, en posant $E(t) = E_0(t)e^{i(\varphi(t)+\omega_0 t)}$ avec $E_0(t)$, $\varphi(t)$ respectivement l'amplitude et la phase du champ électrique et ω_0 la pulsation du laser sans rétroaction optique (i.e *solitary laser pulsation* ou $free-running\ pulsation$), l'équation dynamique décrivant l'évolution de $E(t)$ en présence de rétroaction optique peut se mettre sous la forme :

$$\frac{dE}{dt} = [i\omega + \frac{1}{2}(G - \frac{1}{\tau_p})(1 + i\alpha_H)]E(t) + \frac{\beta_{sp}}{2E_0(t)V} + KE(t-\tau) \tag{2.14}$$

Dans l'équation (2.14), τ_p représente la durée de vie des photons, α_H le facteur d'élargissement spectral ou facteur de couplage phase-amplitude, ω la fréquence d'émission en présence de rétroaction optique, G le gain optique en intensité dans la zone active de volume V et β_{sp} le taux d'émission spontanée couplé au mode. En séparant la partie réelle de la partie imaginaire de l'équation (2.14), les évolutions dynamiques de la phase $\varphi(t)$ et de la densité de photons $S(t)$ (avec $S(t) = E(t)E^*(t) = |E_0(t)|^2$) en présence de réalimentation optique, s'expriment à l'aide du système d'équations différentielles non linéaires couplées suivant :

$$\frac{dS}{dt} = (G - \frac{1}{\tau_p})S(t) + \frac{\beta_{sp}}{V} + 2K\sqrt{S(t)S(t-\tau)}\cos(\omega\tau + \varphi(t) - \varphi(t-\tau)) \tag{2.15}$$

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

$$\frac{d\varphi}{dt} = [(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}(G - \frac{1}{\tau_p})\alpha_H] - K\frac{E_0(t-\tau)}{E_0(t)}\sin(\omega\tau + \varphi(t) - \varphi(t-\tau)) \tag{2.16}$$

avec $\omega\tau = \omega_0\tau$ la phase associée à la longueur de la cavité externe. Le traitement complet de la dynamique du laser inclut également la variation de la densité de porteurs $N(t)$. Celle-ci est décrite par l'équation différentielle :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I(t)}{eV} - GS(t) - \frac{N(t)}{\tau_e} \tag{2.17}$$

avec $I(t)$, e et τ_e respectivement le courant d'injection (ou courant de pompe), la charge de l'électron et la durée de vie des électrons.

2.5.2 Analyse à l'équilibre

A l'équilibre thermodynamique, l'étude des équations d'évolution (2.15) et (2.16) permet de déterminer les modifications générées par la réalimentation optique sur la pulsation et le gain optique. En appliquant la condition stationnaire à (2.15) i.e $\frac{dS}{dt} = 0$, la variation de la densité de photons à l'équilibre se met sous la forme :

$$S_{eq} = \frac{-\beta_{sp}V^{-1}}{G - \frac{1}{\tau_p} + 2K\cos\omega\tau} \tag{2.18}$$

Ainsi, l'expression de la variation du gain net obtenue au paragraphe 2.4 (cf. Eq. (2.12)) se retrouve au dénominateur de l'équation (2.18). De la même manière, en appliquant la condition stationnaire à l'équation (2.16) i.e $\frac{d\varphi}{dt} = 0$ et en négligeant le terme lié à l'émission spontanée $\frac{\beta_{sp}}{V}$, la variation de la pulsation du laser peut s'écrire suivant la relation :

$$f(\omega\tau) = 0 \tag{2.19}$$

avec

$$f(\omega\tau) = \Delta\omega\tau + \xi\sin(\omega\tau + \arctan\alpha_H) \tag{2.20}$$

Dans l'équation (2.20), $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ et $\xi = K\tau\sqrt{1+\alpha_H^2}$ est un coefficient souvent utilisé dans la littérature pour délimiter les frontières entre les différents régimes de fonctionnement. Sur la Fig. 2.3, la variation de la condition $f(\omega\tau)$ est représentée pour différentes valeurs du coefficient ξ. Les valeurs du facteur d'élargissement spectral et de la phase de l'onde retour sont respectivement $\alpha_H = 3$ et $\omega_0\tau = 0°$. La condition décrite par l'équation (2.20) traduit l'interaction entre les champs électriques incident et réfléchi oscillants respectivement aux pulsations ω_0 et ω. Aussi, comme l'amplitude des oscillations augmentent avec la valeur de ξ, la fonction $f(\omega\tau)$ coupe la droite d'équation $f(\omega\tau) = 0$ en plusieurs points pour un taux de retour optique donné (généralement $\xi > 1$). Ces points d'intersection sont appelés *points fixes* et correspondent à des états stationnaires du système. Si l'on utilise une description

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

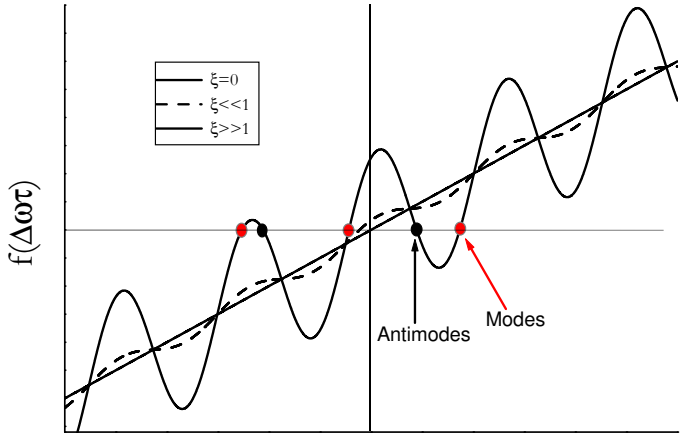

FIG. 2.3 – *Variation de la condition $f(\omega\tau)$ en fonction de ξ - $\alpha_H = 3$ et $\omega_0\tau = 0°$*

fondée sur la dynamique non-linéaire, ces *points fixes* correspondent (pour de faibles taux de retour optique) à des *attracteurs* de stabilité et peuvent être reliés, soit à des systèmes d'interférences constructives (i.e *modes* représentés en rouge, $\frac{df}{d\omega} > 0$), soit à des systèmes d'interférences destructives (i.e *antimodes* représentés en noir, $\frac{df}{d\omega} < 0$) [23]. Une analyse similaire peut être faite en utilisant l'équation (2.12) décrivant la variation sinusoïdale du gain optique en présence de réalimentation optique. Par exemple, la Fig. 2.4 montre une telle variation en fonction de la phase $\Delta\omega\tau$ dans le cas où α_H=3, $\omega_0\tau$ =0° et $\xi > 1$. Par ailleurs, en reportant les valeurs respectives des *modes* et des *antimodes* sur la Fig. 2.4, c'est-à-dire en appliquant la condition (2.20), un comportement elliptique est obtenu. Le système d'équation paramétrique régissant l'ellipse s'obtient en rassemblant les équations (2.12) et (2.20) soit :

$$\Delta\omega\tau = -\xi \sin(\omega\tau + \arctan\alpha_H) \tag{2.21}$$

$$\Delta g = -2K\cos(\omega\tau) \tag{2.22}$$

Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, cette représentation géométrique est fondamentale pour l'analyse de la stabilité du système. Du fait de la variation de fréquence optique imposée par l'équation (2.20), des modifications de la largeur de raie $\Delta\nu$ du laser en présence de réalimentation optique sont également à prévoir. Le calcul de la largeur de raie d'un laser perturbé par une réflexion externe a d'abord été effectué sans tenir compte du facteur d'élargissement spectral [5] puis plus rigoureusement en introduisant ce dernier [24][25][26]. La largeur de raie du laser en présence de réalimentation optique se calcule donc en réutilisant l'équation d'évolution de la phase (donnée par l'équation (2.16)) à condition

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

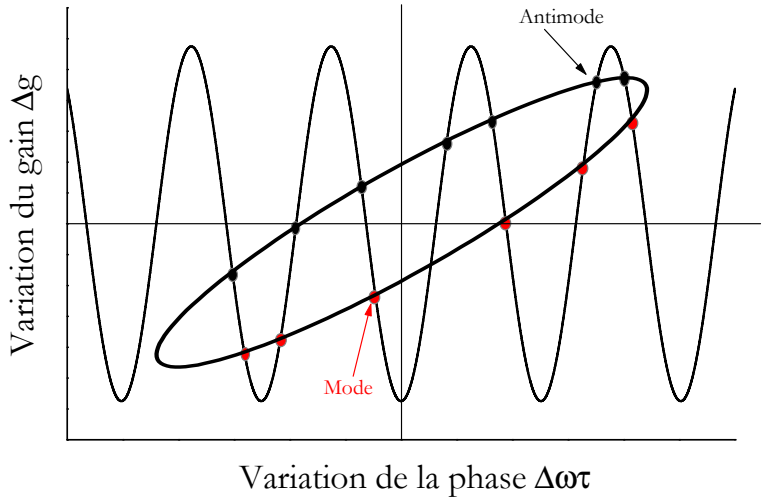

FIG. 2.4 – *Variation du gain optique en fonction de* $\Delta\omega\tau$ - $\xi > 1$, $\alpha_H = 3$ *et* $\omega_0\tau = 0°$

toutefois d'y introduire un terme de bruit c'est-à-dire :

$$\frac{d\varphi}{dt} = [(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}(G - \frac{1}{\tau_p})\alpha_H] - K\sin(\omega\tau + \varphi(t) - \varphi(t-\tau)) + F_\varphi(t) \tag{2.23}$$

avec $F_\varphi(t)$ une force de *Langevin* delta-corrélée [27] telle que :

$$< F_\varphi(t)F_\varphi(t') >= \pi\Delta\nu_0\delta(t-t') \tag{2.24}$$

Dans l'équation (2.24), $\Delta\nu_0$ représente la largeur de raie du laser sans rétroaction optique. En injectant la modification de gain net donnée par l'équation (2.12) dans (2.23), il vient :

$$\frac{d\varphi}{dt} = (\omega - \omega_0) - K\sqrt{1+\alpha_H^2}\sin(\omega\tau + \varphi(t) - \varphi(t-\tau) + \arctan(\alpha_H)) + F_\varphi(t) \tag{2.25}$$

En supposant que le temps aller-retour dans la cavité externe reste inférieur au temps de cohérence du laser, l'approximation $\varphi(t-\tau) - \varphi(t) = \tau\frac{d\varphi(t)}{dt}$ peut être effectuée en utilisant un développement de *Taylor* au premier ordre. Ainsi, en injectant cette condition dans l'équation (2.25), il vient après quelques manipulations algébriques :

$$\frac{d\varphi(t)}{dt} = \frac{F_\varphi(t)}{(1 + \xi\cos(\phi_e + \arctan(\alpha_H)))} \tag{2.26}$$

L'équation (2.26) montre une réduction de la force de *Langevin* associée à la phase $\phi_e = \omega\tau$. Cette réduction dépend de la longueur de la cavité externe L_e à travers le paramètre ξ ainsi que du facteur d'élargissement spectral α_H. Soit $\phi_f(t')$ la fonction d'auto-corrélation associée à la fonction $f(t) = \frac{d\varphi}{dt}$ telle que :

$$\phi_f(t') =< f(t+t')f^\star(t) >= \lim_{T\to\infty}\frac{1}{2T}\int_{-T}^{+T} f(t+t')f^\star(t)dt \tag{2.27}$$

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

En injectant les équations (2.24) et (2.26) dans (2.27), il vient :

$$\phi_f(t') = \frac{\pi \Delta\nu_0 \delta(t')}{(1 + \xi \cos(\phi_e + \arctan(\alpha_H)))^2} \tag{2.28}$$

La largeur de mode du laser se calcule en appliquant le théorème de *Wiener-Kintchine* (cf. Annexe A) à l'équation (2.28). Ce théorème permet d'accéder à la densité spectrale de bruit *via* la transformée de *Fourier* de la fonction d'auto-corrélation ce qui se traduit mathématiquement par la relation :

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\pi \Delta\nu_0 \delta(t')}{(1 + \xi \cos(\phi_e + \arctan(\alpha_H)))^2} e^{-i\omega t'} dt' \tag{2.29}$$

Sachant que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t') e^{-i\omega t'} dt' = 1 \tag{2.30}$$

la largeur de mode du laser en présence de réalimentation optique se met sous la forme :

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\nu_0}{(1 + \xi \cos(\phi_e + \arctan(\alpha_H)))^2} \tag{2.31}$$

La relation (2.31) n'est valable que dans le cas où le système est supposé cohérent ce qui n'est pas toujours le cas comme nous l'avons vu au paragraphe 2.2 lors de la description des régimes de fonctionnement. A partir de l'équation (2.31), les variations extrêmes de la largeur de raie ($\Delta\nu_{Max}$,$\Delta\nu_{Min}$) peuvent se déduire suivant que $\phi_e = 0$ ou $\phi_e = \pi$:

$$\Delta\nu_{Min} = \frac{\Delta\nu_0}{(1 + \xi)^2} \tag{2.32}$$

$$\Delta\nu_{Max} = \frac{\Delta\nu_0}{(1 - \xi)^2} \tag{2.33}$$

Par ailleurs, toujours à partir de l'équation (2.31), plusieurs situations particulières peuvent être envisagées. Ainsi, lorsque $\xi << 1$, une solution unique existe ($\Delta\nu \approx \Delta\nu_0$) confirmant ainsi ce qui a été annoncé précédemment. *A contrario*, le cas le plus défavorable est obtenu lorsque $\xi > 1$ et plus spécialement pour $\omega_0\tau = \pi - \arctan(\alpha_H)$ [3]. Dans cette dernière situation, deux solutions simultanées et de même largeur de raie existent et conduisent à un fort effet de *mode hopping* entre ces deux modes. On se propose maintenant, dans la suite de la discussion, d'analyser et de décrire qualitativement les différents mécanismes de stabilité générés par la condition (2.20) ainsi que les conséquences sur la largeur de raie du laser.

2.5.3 Analyse de la stabilité

Dans ce paragraphe, une analyse qualitative de la stabilité du laser est proposée. Il est important de préciser qu'une telle analyse ne peut s'appliquer qu'au cas des régimes de fonctionnement **I**, **II** et **III** mais en aucun cas au régime **IV** qui sera discuté plus tard.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

L'ellipse de *Henry et Kazarinov*

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, les *modes* et *antimodes* sont liés dans le plan (Δg,$\Delta\omega$) par une conique d'excentricité e. Cette représentation géométrique a été introduite par Henry *et* Kazarinov [18]. En utilisant le système d'équation paramétrique décrit par les équations (2.21) et (2.22), l'équation analytique de la conique se met sous la forme :

$$\frac{\Delta g^2}{4} + \frac{\Delta\omega^2}{1+\alpha_H^2} - \frac{\Delta g \Delta\omega}{\sqrt{1+\alpha_H^2}} \sin\Psi = K^2 \cos^2\Psi \tag{2.34}$$

avec $\Psi = \arctan(\alpha_H)$. Une analyse géométrique de l'équation (2.34) montre que le grand axe de l'ellipse dépend de K et α_H tandis que le petit axe dépend uniquement de K. Par ailleurs, on montre que la taille de l'ellipse croît avec le taux de retour optique pendant que l'excentricité est directement donnée par la valeur du facteur d'élargissement spectral α_H. L'angle d'inclinaison de la conique est donné par l'angle $\theta = \arctan(\frac{2}{\alpha_H})$ formé entre le grand axe de l'ellipse et l'axe des fréquences. Ainsi, si $\alpha_H = 0$, l'angle d'inclinaison est de $90°$ (l'ellipse est inclinée à l'horizontale) tandis qu'il est de l'ordre de $18°$ lorsque $\alpha_H = 3$. Grâce à cette représentation géométrique, l'ensemble des solutions de l'équation (2.20) peut être facilement localisé. Par exemple, sur la Fig. 2.5, une représentation schématique de l'ellipse d'*Henry et Kazarinov* est reportée pour les cas de figure $\alpha_H \neq 0$ et $\alpha_H = 0$. Dans ce dernier cas, l'équation analytique de l'ellipse se réduit à :

$$4\Delta\omega^2 + \Delta g^2 = 4K^2 \tag{2.35}$$

Sachant qu'au seuil le gain compense les pertes, cette représentation géométrique permet de déterminer rigoureusement tous les *points fixes* (i.e tous les *modes* et *antimodes*) tels que le mode de plus faible largeur de raie ($\phi_e = 2\pi - \arctan(\alpha_H)$), le mode de plus faible gain au seuil ($\phi_e = 0$) et le mode de plus fort gain au seuil ($\phi_e = \pi$). L'ellipse permet donc surtout de déterminer l'écart en fréquence entre le mode émis et le mode possible de plus faible seuil. Dans la suite de la discussion, on se propose de montrer comment à partir d'un simple modèle de potentiel, il est possible de prédire qualitativement et quantitativement la stabilité de ces *points fixes*.

Le potentiel thermodynamique

Comme nous l'avons vu précédemment, le nombre de solutions données par l'équation (2.20) est fixé par le paramètre ξ. Ainsi, lorsque $\xi < 1$, un seul mode de la cavité externe existe tandis que deux ou plusieurs modes sont possibles pour $\xi > 1$. Lorsque $\xi >> 1$, le nombre total de mode peut être approché par la relation $\frac{\xi}{\pi} + 1$. Bien qu'il soit communément admis aujourd'hui qu'un laser à semi-conducteur oscille sur le mode de plus faible gain, de nombreuses études expérimentales ont montré, que pour des taux de retour optique modérés,

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

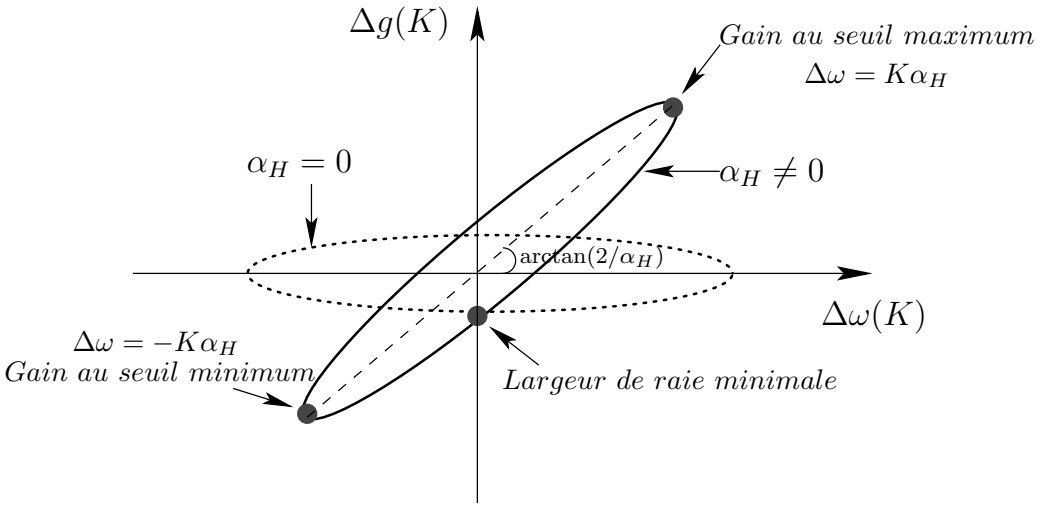

FIG. 2.5 – *Ellipse d'Henry et Kasarinov pour* $\alpha_H = 0$ *et* $\alpha_H \neq 0$ *- Localisation de quelques solutions particulières*

le laser se verrouille sur le mode de la cavité externe de plus faible largeur de raie [7][28][29]. Ce résultat pour le moins surprenant, peut s'expliquer en utilisant un modèle de fonction potentielle U [30][31]. Néanmoins, il est important de préciser que cette théorie n'est valable que dans le cadre de faibles taux de retour optique. Autrement dit, l'intensité du champ électrique est supposée constante afin que sa phase $\varphi(t)$ puisse être traitée comme une variable indépendante. Ainsi, l'équation (2.23) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{d\varphi(t)}{dt} = (\omega - \omega_0) - K\sqrt{1+\alpha_H^2}\sin(\omega\tau + \varphi(t) - \varphi(t-\tau) + \arctan(\alpha_H)) \tag{2.36}$$

La variation de fréquence $\Delta\omega$ induite par la réalimentation optique entraîne également une variation de la phase $\varphi(t)$ telle que $\varphi(t) = (\omega - \omega_0)t + \Phi(t)$. L'équation (2.36) peut alors se réécrire comme :

$$\frac{d\varphi(t)}{dt} = (\omega - \omega_0) + \frac{d\Phi}{dt} \tag{2.37}$$

Il vient donc en introduisant les bruits aléatoires de *Langevin*,

$$\frac{d\eta}{dt} = -K\sqrt{1+\alpha_H^2}\sin(\omega_0\tau + \Phi(t) - \Phi(t-\tau) + \arctan(\alpha_H)) - \frac{d\Phi(t-\tau)}{dt} + F_\eta(t) \tag{2.38}$$

où $\eta = \Phi(t) - \Phi(t-\tau)$ et $F_\eta(t) = F(t) - F(t-\tau)$ est de nouveau une force de *Langevin* delta-corrélée [27] c'est-à-dire :

$$< F_\eta(t)F_\eta(t') >= \pi\Delta\nu_0\delta(t-t') \tag{2.39}$$

Par ailleurs, en utilisant l'approximation $\frac{d\Phi(t-\tau)}{dt} \simeq \frac{\eta(t)}{\tau}$ il vient en injectant dans l'équation (2.38):

$$\frac{d\eta}{dt} = -\frac{dU(\eta)}{d\eta} + F_\eta(t) \tag{2.40}$$

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

où

$$U(\eta) = -\int d\eta[-K\sqrt{1+\alpha_H^2}\sin(\omega_0\tau + \eta + \arctan(\alpha_H)) - \frac{\eta}{\tau}] \tag{2.41}$$

est la fonction potentielle. Cette représentation, fondée sur une analogie purement mécanique est équivalente au mouvement d'une bille de masse m dans un puits de potentiel, soumise à une force δf et dont l'accélération est liée au gradient du potentiel. Ainsi, sous l'action de la force $F_\eta(t)$, un *minimum* de potentiel correspond à une condition stable ($U(\eta)$ augmente i.e $\frac{\partial U}{\partial \eta}>0$) tandis qu'un *maximum* de potentiel correspond *a contrario* à une condition instable ($U(\eta)$ diminue i.e $\frac{\partial U}{\partial \eta}<0$). Sur la Fig. 2.6, le potentiel thermodynamique décrit par l'équation (2.41) est représenté dans le cas où $\omega_0\tau + \arctan\alpha_H = 0$. Une alternance régulière de *minima* et de *maxima* (vallées du potentiel) est observée. Ces *extremums* correspondent aux différentes fréquences optiques $\frac{\eta}{\tau} = \omega_i - \omega$. La largeur de raie $\Delta\nu$ d'un mode spécifique est inversement proportionnelle à la racine carrée de la courbure du potentiel en ce point. Par ailleurs, sur la Fig. 2.6, l'ellipse d'*Henry et Kazarinov*, développée au paragraphe précédent a été rajoutée de façon à bien visualiser la correspondance des différents *points fixes* avec les *extremums* du potentiel. Comme les fluctuations de phase sont prises en compte dans l'équation (2.40) à travers le terme de bruit F_η, les effets de *mode hopping* entre les différentes vallées peuvent être prédits ainsi que leurs temps de transition respectifs. En analysant la Fig. 2.6, le mode central ($\eta = 0$) possède le gain au seuil le plus faible et oscille à la fréquence du laser sans réalimentation optique. En revanche, dans le cas où l'équation (2.20) conduit à deux solutions de même largeur de raie, la fonction potentielle devient strictement symétrique avec deux *mimima* locaux localisés de part et d'autre du point $\eta = 0$. Ce dernier cas conduit, comme nous l'avons vu au paragraphe 2.5.2, à un fort *mode hopping*. Les transitions entre les vallées sont induites par des processus purement *stochastiques* liés à l'émission spontanée et sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux [28][30]. Intuitivement, il est clair que les comportements instables sont attribués aux *maxima* du potentiel (c'est-à-dire aux *antimodes*) tandis que les comportements stables sont *a contrario* liés aux *modes* localisés aux *minima*. Un mode peut donc s'échapper vers une vallée voisine lorsque le terme de bruit devient trop important. Un bon degré de stabilité est obtenu lorsque le laser atteint le mode de plus faible largeur de raie ($\eta = 0$). En effet, dans ce cas, comme la hauteur de la barrière de potentiel est plus importante, les temps de transition vers les vallées adjacentes deviennent plus élevés. Expérimentalement, il est montré qu'à partir du régime **III**, le laser tend à se verrouiller sur le mode dont la fréquence d'oscillation est la plus proche de celle du laser sans réalimentation optique. Une analyse de la dynamique non-linéaire montre que les *points fixes* peuvent évoluer vers des attracteurs de stabilité réguliers (points d'équilibre, orbites périodiques ou quasi-périodiques,..) ou irréguliers (chaotiques). De tels processus se produisent *via* des phénomènes de bifurcations. Une bifurcation se traduit par un changement qualitatif de la dynamique donc de l'attracteur. Par exemple, il a été montré que les *modes*

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

(stables) peuvent être déstabilisés à travers une bifurcation de *Hopf* correspondant à la formation d'un *cycle limite* (processus quasi-périodique ou phénomène de doublement de période (*period-doubling*)) [32]. Chaque cycle limite peut par la suite, et sous l'influence de certains paramètres, (comme le taux de retour optique) converger vers des processus quasi-périodiques, de doublement de période ou vers un attracteur *chaotique* [33]. Concernant les *antimodes* (instables), ceux-ci sont reliés à des bifurcations $saddle - node$ (i.e *noeud-col*) correspondant physiquement à des interférences destructives. Ainsi, la dynamique non-linéaire permet donc de fournir de nombreuses réponses sur les différents mécanismes d'évolution de la stabilité. Aussi, depuis quelques années, de nombreuses discussions portant sur la stabilité du mode de plus fort gain sont venues alimenter le débat scientifique [34]. On se propose maintenant de développer ce point dans le paragraphe suivant.

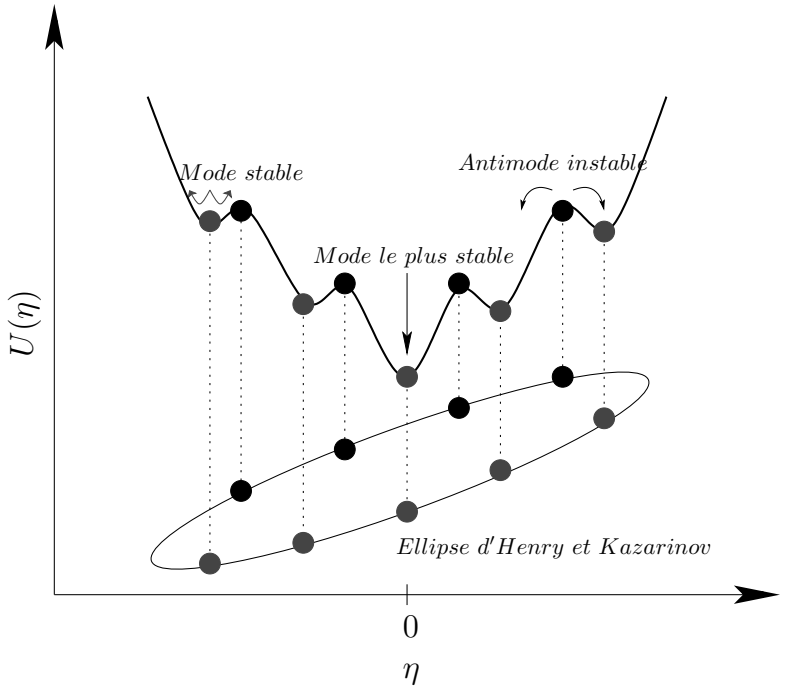

FIG. 2.6 – *Représentation de la fonction potentielle* $U(\eta)$ *pour la condition particulière* $\omega_0\tau + \arctan\alpha_H = 0$

Le mode de plus fort gain

Le mode de plus fort gain (*maximum gain mode* i.e *mgm*) est obtenu lorsque la condition $\phi_e = 0$ est appliquée à l'équation (2.12). Ainsi, les solutions relatives aux variations du gain

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

et de la fréquence optique s'expriment directement par les relations :

$$\Delta g = -2K \tag{2.42}$$

et

$$\Delta\omega\tau = -K\tau\alpha_H \tag{2.43}$$

Il a été montré numériquement qu'une grande stabilité est obtenue à travers le mode de plus fort gain [34]. Lorsque le laser atteint cet état, une puissance d'émission maximale ainsi qu'une très faible largeur de raie (plus faible que celle du laser sans réalimentation optique $\Delta\nu_0$) sont obtenues. Ainsi, on peut montrer que la largeur de raie associée au mode de plus fort gain s'exprime par la relation [35] :

$$\Delta\nu_{mgm} = \frac{\Delta\nu_0}{(1+K\tau)^2} \tag{2.44}$$

Il a été montré que le mode de plus fort gain reste toujours stable et ce quelque soit le taux de retour optique renvoyé dans le laser. En conséquence, ce mode ne peut pas être déstabilisé par un processus non-linéaire (bifurcation). Expérimentalement, cet état est particulièrement difficile à atteindre. En effet, lorsque $\xi >> 1$, plusieurs modes localisés autour du mode de plus fort gain peuvent exister (cf. ellipse d'*Henry et Kazarinov*). Ainsi, en raison du nombre important d'états possibles existants entre le mode de plus fort gain et le mode de plus faible largeur de raie, la probabilité d'atteinte devient extrêmement faible. Cependant, Lenstra *et al.* ont montré numériquement que, par un contrôle rigoureux des paramètres dynamiques K et τ, il était possible de forcer le laser à se verrouiller sur ce mode bien particulier [36]. En effet, en travaillant à de très faibles taux de retour optique, la taille de l'ellipse n'est pas importante ce qui limite le nombre d'états possibles entre le mode de plus faible largeur de raie et le mode de plus fort gain. Cette expérience est donc réalisée en augmentant progressivement le taux de retour optique (c'est-à-dire K) tout en ajustant simultanément le paramètre τ de façon à maintenir en permanence la condition $\Delta\omega \approx \Delta\omega_{mgm}$. Ainsi, lorsque K et τ atteignent leurs valeurs finales (i.e lorsque le processus de stabilisation est terminé), le laser émet *de facto* sur sa puissance de sortie maximale donc sur le mode de plus fort gain. Une preuve expérimentale a été proposée récemment dans la littérature [37] en utilisant des diodes lasers DFB émettant à la longueur d'onde de 1,55 μm. Ces travaux montrent que le mode de plus fort gain est très résistant aux perturbations externes (y compris lorsqu'un bruit blanc est rajouté au courant d'injection) et confirment donc les hypothèses théoriques. Par ailleurs, il est également démontré que la probabilité d'atteindre ce mode augmente lorsque la valeur du facteur d'élargissement spectral α_H diminue. Comme nous l'avons indiqué précédemment, la manipulation expérimentale reste délicate pour basculer le laser dans cet état. Dans le cadre de cette thèse, cet état n'a pas été observé et ne sera donc pas étudié.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

2.6 Le régime d'effondrement de la cohérence

Dans ce paragraphe, le régime d'effondrement de la cohérence introduit au paragraphe 2.2 est étudié en détail. Ainsi, après avoir rappelé le lien entre la largeur de raie du laser et la longueur de cohérence, ce régime critique sera analysé d'un point de vue qualitatif. Finalement, nous verrons comment, à partir d'une méthode analytique, le seuil de déclenchement de ce régime peut être prédit quantitativement.

2.6.1 Introduction

Le bruit de phase observé dans les lasers à semi-conducteur est principalement attribué à la présence de faibles champs électriques aléatoires dus à l'émission spontanée qui s'ajoutent aux champs générés par l'émission stimulée [38][39][40]. Une telle perturbation induit donc une largeur de raie $\Delta\nu$ non nulle sur le mode émis. Dans ces conditions, le temps de cohérence t_c du laser, correspondant à la durée pendant laquelle deux ondes peuvent interférer de manière stable en phase et en amplitude, n'est plus infini. Ainsi, la longueur de cohérence l_c qui en résulte devient plutôt faible par comparaison avec les lasers à gaz. La largeur de raie du laser s'exprime donc en fonction du temps ou de la longueur de cohérence selon la relation de définition [38][39][40] :

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi t_c} = \frac{c}{\pi l_c} \tag{2.45}$$

Pour l'utilisation des lasers dans les systèmes optiques cohérents, la largeur de mode $\Delta\nu$ est un paramètre particulièrement important. De nombreuses études expérimentales ont montré que la longueur de cohérence du laser diminuait à partir d'un certain taux de retour optique. Par exemple, Miles *et al.* [41] puis Goldberg *et al.* [42] rapportent une augmentation importante de la largeur de raie du laser pour des taux de retour optique compris entre γ = -40 dB et γ = -30 dB. Cette réaction particulière du laser à la rétroaction optique externe fut ensuite confirmée et expliquée théoriquement à l'aide d'un traitement statistique par Lenstra *et al.* [9]. En effet, pour un certain taux de retour optique $\gamma = \gamma_c$, ne dépendant ni de la longueur de la cavité externe, ni de la phase de l'onde retour, le laser tend à devenir instable et rentre dans un régime appelé communément aujourd'hui régime d'effondrement de la cohérence (i.e *Coherence Collapse*). Lorsque le laser atteint cet état instable, celui-ci voit sa longueur de cohérence décroître fortement (parfois de plusieurs centaines de mètres à quelques millimètres) provoquant ainsi un fort bruit de phase. Expérimentalement, ce régime, très facilement localisable, se traduit par une augmentation brutale de la largeur de raie du laser (de plusieurs dizaines de GHz). Par ailleurs, il a été montré que ce régime critique peut induire des non-linéarités, des fluctuations et des instabilités temporelles sur la courbe de flux énergétique ainsi qu'une réduction importante du courant de seuil et de la fréquence de relaxation dans le spectre d'énergie [15][43][44].

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

2.6.2 Effet de la longueur de la cavité externe

Des études ont montré que le seuil du régime d'effondrement de la cohérence peut être contrôlé et décalé vers de forts taux de retour optique. Ceci peut être réalisé en utilisant des longueurs de cavité externe $ultra - courtes$ (de l'ordre du millimètre)[45][46]. Par exemple, sur la Fig. 2.7, le taux de retour optique γ_c à partir duquel le laser travaille dans le régime d'effondrement de la cohérence est reporté en fonction de la quantité sans dimension $f_r\tau$ (avec f_r la fréquence de relaxation et $\tau = \frac{2n_eL_e}{c}$ le temps aller-retour dans la cavité externe). Deux régions distinctes se dégagent très nettement du graphique. Lorsque $f_r\tau >> 1$, le régime est indépendant de la longueur de la cavité externe. En effet, lorsque $f_r >> \frac{1}{\tau}$, l'effet propre de la cavité externe est minoritaire par rapport à la fréquence de relaxation du laser. En revanche, lorsque $f_r\tau << 1$ c'est-à-dire lorsque $f_r << \frac{1}{\tau}$, la longueur de la cavité externe devient le paramètre dominant. Ainsi, dans ce cas, le seuil d'effondrement de la cohérence est une fonction de la longueur de la cavité externe. Il est important de préciser qu'un tel résultat n'est pas applicable à notre cadre d'étude puisque les longueurs de cavité externe utilisées dans le cadre des mesures de transmission sont bien supérieures au millimètre.

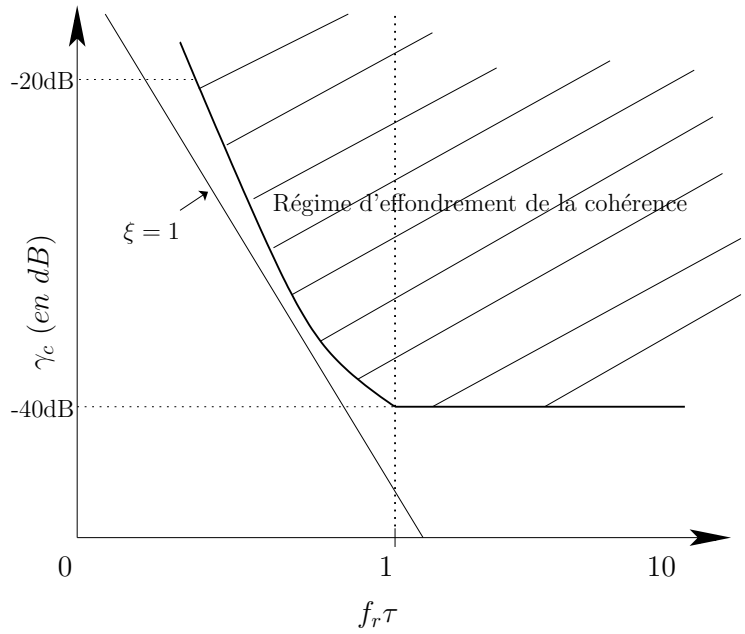

FIG. 2.7 – *Localisation du régime d'effondrement de la cohérence par rapport à la valeur du produit* $f_r\tau$

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

2.6.3 Interprétation théorique

L'interprétation quantitative du régime d'effondrement de la cohérence a toujours suscité un grand intérêt. Ainsi, de nombreux travaux, très diversifiés, ont été publiés ces dernières années. Dans la majorité des études, ce régime est assimilé à une source d'émission spontanée supplémentaire réinjectée dans la cavité laser. Ainsi, cet état critique pour le laser peut être étudié en utilisant les équations de Lang *et* Kobayashi dûment complétées par un modèle *ad hoc* de bruits aléatoires (bruits de *Langevin*) [35][47][48]. Un traitement plus perfectionné mais non moins différent a été introduit par Cohen *et al.* dans le but d'analyser la symétrie spectrale d'un laser à semi-conducteur à l'intérieur du régime d'effondrement de la cohérence [49]. Cette étude statistique dont les travaux de Lenstra *et al.* [9] sont à l'origine est fondée sur la réécriture du modèle de Lang *et* Kobayashi dans le cas complètement *incohérent*. Ainsi, les équations utilisées prennent en compte non seulement les fluctuations de phase mais aussi les fluctuations d'amplitude (ainsi que les termes croisés). Enfin, de nombreux travaux théoriques montrent une dépendance du régime d'effondrement de la cohérence avec le facteur d'élargissement spectral α_H. Par exemple, Schunk *et al.* avancent l'hypothèse que l'existence d'un tel régime est due à l'interaction entre le mode de plus faible largeur de raie et le mode de plus faible gain. Ainsi, dans le cas où $\alpha_H = 0$, les deux modes sont confondus (cf. Fig. 2.5) entraînant ainsi la suppression du régime critique [8][21]. D'une manière générale, la quantité de réalimentation optique nécessaire pour atteindre ce régime augmente lorsque α_H diminue. Précisons que ces derniers résultats furent ensuite confirmés par Tromborg *et al.* [47]. D'une manière plus précise, Cohen *et al.* montrent numériquement, que dans le régime d'effondrement de la cohérence et lorsque $\alpha_H = 0$, un changement graduel du spectre du laser est observé [50]. Enfin, il a été vu précédemment que les *modes* peuvent être déstabilisés par une bifurcation de $Hopf$, processus dynamique provoquant l'exaltation des oscillations de relaxation. Ainsi, si le taux de retour optique continue à augmenter, le comportement dynamique du laser suit un diagramme de bifurcation conduisant au régime d'effondrement de la cohérence. Ce processus complexe peut néanmoins être stoppé lorsque le laser se verrouille sur une fréquence bien précise (i.e *frequency locking*). Le régime d'effondrement de la cohérence peut donc être vu comme un *attracteur chaotique* (*chaos* optique) [29]. Cette interprétation complètement déterministe est celle qui aujourd'hui permet d'expliquer de façon rigoureuse un tel état.

2.6.4 Le modèle de Helms *et* Petermann

Dans ce paragraphe, on se propose de se focaliser sur le seuil de déclenchement du régime d'effondrement de la cohérence. Plus précisément, nous allons montrer qu'il est possible, à l'aide d'une méthode purement analytique d'évaluer le seuil de déclenchement du régime cri-

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tique. Considérons tout d'abord la fonction de transfert $H(i\omega_m)$ d'un laser à semi-conducteur sans réalimentation optique modulé à la pulsation ω_m. Celle-ci peut se mettre sous la forme bien connue [21] :

$$H(i\omega_m) = \frac{1}{1 + (\frac{i\omega_m}{\omega_d}) + (\frac{i\omega_m}{\omega_r})^2} \tag{2.46}$$

avec ω_r et ω_d respectivement les pulsations de résonance et d'amortissement du laser. La

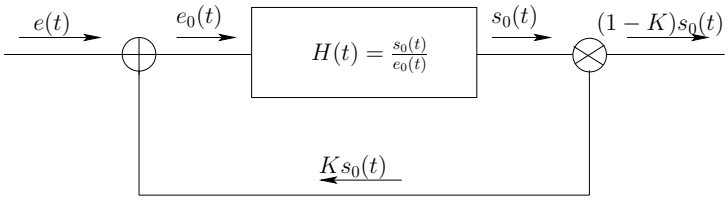

FIG. 2.8 – *Analogie électronique fondée sur un quadripôle soumis à une contre-réaction*

Fig. 2.8 montre, qu'à l'aide d'une analogie purement électronique, le laser à semi-conducteur peut être vu comme un quadripôle de fonction de transfert $H_0(t) = \frac{s_0(t)}{e_0(t)}$ avec $e_0(t)$ et $s_0(t)$ respectivement les signaux d'entrée et de sortie. Ainsi, en rajoutant une boucle de contre-réaction K au quadripôle, une nouvelle fonction de transfert $H_K(t)$ strictement équivalente à celle d'un laser soumis à une réflexion externe peut être explicitement déterminée. En appliquant les lois de base de l'électronique à la Fig. 2.8, cette nouvelle fonction se met sous la forme :

$$H_K(t) = (1 - K)\frac{H_0(t)}{1 - KH_0(t)} \tag{2.47}$$

soit en transposant au cas du laser à semi-conducteur [51] :

$$H_K(i\omega_m) = (1 - K(i\omega_m))\frac{H(i\omega_m)}{1 - K(i\omega_m)H(i\omega_m)} \tag{2.48}$$

Dans l'équation (2.48), $K(i\omega_m)$ représente le terme induit par la réalimentation optique. Celui-ci peut se mettre sous la forme plus explicite :

$$K(i\omega_m) = i\frac{\xi}{\tau\omega_m}(1 - e^{-i\omega_m\tau}) \tag{2.49}$$

Dans le cas des lasers à semi-conducteur $\omega_r < \omega_d$, la fonction de transfert $H(i\omega_m)$ est maximale lorsque $\omega_r = \omega_m$. En appliquant cette propriété à l'équation (2.48), une singularité intervient dès lors que $K(i\omega_m)H(i\omega_m) = 1$. Notons que cette singularité ne signifie pas que le laser atteint complètement le régime d'effondrement de la cohérence puisque nous avons vu précédemment que ce dernier relevait d'un processus dynamique complexe. En revanche,

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

le taux de retour optique pour lequel cette singularité intervient correspond bien au début du régime d'effondrement de la cohérence [52]. L'équation (2.49) peut se simplifier en se plaçant au cas le plus défavorable (i.e $\omega_m = \omega_r$) et en supposant une cavité externe longue soit $\omega_r\tau >> 1$ (ce qui est notre cas expérimentalement). Dans ces conditions, le *maximum* de la perturbation est obtenu lorsque $e^{-i\omega_m\tau}$ devient égal à -1 ce qui permet de réécrire $K(i\omega_m)$ sous la forme simplifiée :

$$K(i\omega_r) = 2i\frac{\xi}{\tau\omega_r} \tag{2.50}$$

En utilisant (2.13), (2.48) et (2.50), on déduit aisément la valeur du taux de retour optique

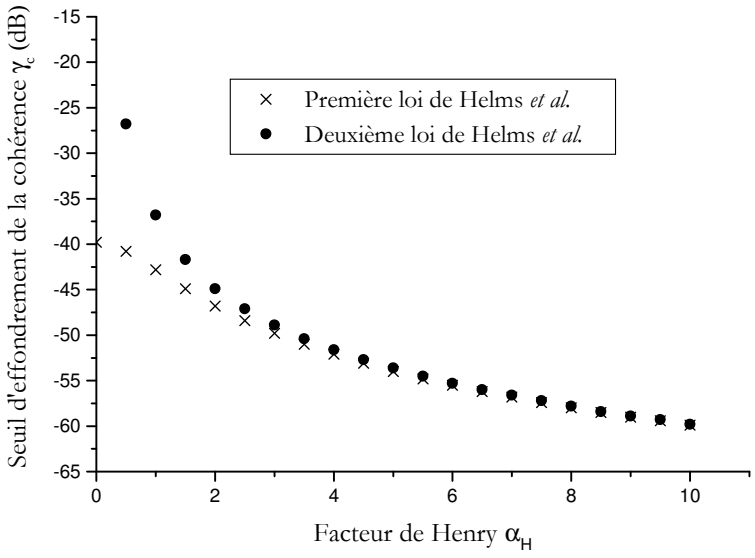

FIG. 2.9 – *Lois de Helms et Petermann donnant la variation du seuil d'effondrement de la cohérence avec le facteur de Henry* α_H

critique γ_c (en intensité) à partir duquel le laser pénètre dans le régime d'effondrement de la cohérence. Celui-ci s'exprime à travers une relation analytique introduite par Helms *et* Petermann [52]. Ainsi, pour un laser de type Fabry-Perot, il vient :

$$\gamma_c = \frac{\tau_i^2\omega_r^4}{16C_r^2\omega_d^2(1+\alpha_H^2)} \tag{2.51}$$

La relation (2.51) n'est valable que sous certaines conditions à savoir $\alpha_H > 1$, $\omega_{r,d}\tau >> 1$ et $\gamma_c < 10^{-3}$. Cette relation montre également que lorsque la valeur du facteur d'élargissement spectral tend vers zéro, le seuil d'effondrement de la cohérence du laser prend une valeur finie. Cette dernière conclusion qui est en contradiction avec les analyses théoriques de Schunk *et*

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

al. [8][21] montre que la relation (2.51) n'est pas applicable pour de faibles valeurs du facteur d'élargissement spectral. Ainsi, pour palier à ce manque, un modèle semi-empirique prenant en compte correctement la dépendance du seuil d'effondrement de la cohérence avec le couplage phase-amplitude α_H fut développé par Helms *et al.*[52]. La deuxième loi de *Helms* permettant de prédire le seuil du régime critique (en intensité) s'écrit alors comme :

$$\gamma_c = \frac{\tau_i^2 \omega_r^4}{16 C_r^2 \omega_d^2} \frac{(1+\alpha_H^2)}{\alpha_H^4} \tag{2.52}$$

Sur la Fig. 2.9, les variations simulées à partir des équations (2.51) et (2.52) du seuil d'effondrement de la cohérence avec le facteur de Henry α_H sont reportées dans le cas d'un laser Fabry-Perot *clivé/clivé*. Les caractéristiques principales sont respectivement $R_1 = R_2 = 0{,}32$ (réflectivités aux facettes en intensité), $C_r = 0{,}60$ (coefficient de couplage avec la cavité externe), $\frac{\omega_r}{2\pi} = 7$ GHz (fréquence de relaxation) et $\frac{\omega_d}{2\pi}$ =15 GHz (fréquence d'amortissement). La longueur de la cavité optique est L=350 μm ce qui correspond à un temps aller-retour d'environ $\tau_i = 7{,}5$ ps. Lorsque $\alpha_H \geq 3$, un très bon accord entre les deux courbes est obtenu. En revanche, dès que $\alpha_H \leq 3$, une séparation entre les courbes apparaît. Cette différence qui augmente lorsque α_H diminue montre clairement la limitation engendrée par l'équation (2.51). Ainsi, la seconde loi de *Helms* prédit que le seuil d'effondrement de la cohérence d'un laser à semi-conducteur est infini lorsque $\alpha_H \equiv 0$ (cas d'étude purement théorique). Notons enfin que dans le cadre d'un laser DFB, les relations (2.51) et (2.52) restent valables à condition toutefois de substituer C_r par un coefficient approprié. Nous verrons dans le chapitre suivant et ce de manière beaucoup plus précise, comment cette adaptation doit être faite.

2.7 Synthèse du chapitre

Dans ce chapitre, la théorie générale d'un laser à semi-conducteur soumis à la réalimentation optique a été présentée. Les principaux effets fondamentaux peuvent donc se résumer ainsi :

- *a*) existence de cinq régimes de fonctionnement distincts et indépendants de la longueur d'onde.

- *b*) la réalimentation optique engendre une modification des pertes miroirs, du gain optique et de la fréquence d'émission du laser.

- *c*) l'ellipse d'*Henry et Kazarinov* combinée au modèle du potentiel thermodynamique permet une analyse rigoureuse de la stabilité. Il a été montré que le mode le plus stable est celui de plus fort gain bien que très difficile à atteindre expérimentalement.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

- *d*) Le régime IV de fonctionnement ou régime d'effondrement de la cohérence a été étudié en détail. Il a été montré :

• que ce régime engendrait une augmentation de la largeur de raie du laser,

• que cet état complètement déterministe relève d'un processus dynamique complexe (attracteur *chaotique*),

• que son seuil peut être prédit grâce à la relation analytique de *Helms et Petermann*.

Il est important de signaler que la théorie de la rétroaction optique exposée dans ce chapitre est appliquée au cas du laser Fabry-Perot. C'est pourquoi, dans le chapitre suivant, ces conclusions théoriques seront reprises et adaptées à notre cadre d'étude afin de quantifier la sensibilité à la réalimentation optique des lasers DFB et plus particulièrement au niveau des transmissions. A ce titre, cette analyse sera menée à bien en utilisant des lasers DFB (émettant à 1,3 μm et à 1,55 μm) à réseau uniforme et à réseau à pas variable. Finalement, il sera montré qu'à partir de ces analyses théoriques, la résistivité des lasers à la réalimentation optique peut être améliorée et les transmissions optimisées.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Bibliographie

[1] E. Brinkmeyer, "Backscattering in single-mode fibers", *Electrical Letters*, Vol. 16(**9**), pp. 329-331, 1980.

[2] E. Brinkmeyer, "Analysis of the backscattering method for single-mode optical fibers", *Journal of Optical Society of America*, Vol. 70(**8**), pp. 1010-1012, 1980.

[3] R. W. Tkach, A.R. Chraplyvy, "Regimes of feedback effects in 1.5μm distributed feedback lasers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. LT-4(**11**), pp. 1655-1661, 1986.

[4] P. Besnard, B. Meziane and G. M. Stephan, "Feedback phenomena in a semiconductor laser induced by distant reflectors", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 29(**5**), pp. 1271-1284, 1993.

[5] K. Kikuchi and T. Okoschi, "Simple formula giving spectrum narrowing ratio of a semiconductor laser output obtained by optical feedback", *Electronics Letters*, Vol. 18(**1**), pp. 10-11, 1982.

[6] J. Biesterbos, A. J. Den Boef, W. Linders and G. A. Acket, "Low frequency mode hopping optical noise in AlGaAs channeled substrate lasers produced by optical feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-19(**6**), pp. 986-990, 1983.

[7] J. O. Binder and G. D. Cormarck, "Mode selection and stability of a semiconductor laser with weak optical feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-25(**11**), pp. 2255-2259, 1989.

[8] N. Schunk and K. Petermann, "Numerical analysis of the feedback regimes for a single-mode semiconductor laser with external feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 24(**7**), pp. 1242-1247, 1988.

[9] D. Lenstra, B. H. Verbeek, A. J. Den Boef, "Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-21(**6**), pp. 674-679, 1985.

[10] T. Sano, "Antimode dynamics and chaotic itinerancy in the coherence collapse of semiconductor lasers with optical feedback", *Physical Review A*, Vol. 50(**3**), pp. 2719-2726, 1994.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

[11] G. Huet, S. Balle, M. Giudici, C. Green, Q. Giacomelli and J. R. Tredicce, " Low frequency fluctuations and multimode operation of a semiconductor laser with optical feedback", *Optics Communications*, Vol. 149**(4-6)**, pp. 341-347, 1998.

[12] S. P. Hegarty, G. Huyet, P. Porta and J. McInerney, "Analysis of the fast recovery dynamics of a semiconductor laser with feedback in the low-frequency fluctuation regime", *Optics Letters*, Vol. 23**(15)**, pp. 1206-1208, 1998.

[13] M. W. Fleming and A. Mooradian, "Spectral characteristics of external cavity controlled semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 17**(1)**, pp. 44-59, 1981.

[14] R. Wyatt and W. J. Devlin, "10kHz linewidth 1.5 μm InGaAsP external cavity laser with 55nm tuning range", *Electronics Letters*, Vol. 19, pp. 110-112, 1983.

[15] H. Temkin, "Reflection noise in index-guided InGaAsP lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-22**(2)**, pp. 286-293, 1986.

[16] R. Lang and K. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-16**(3)**, pp.347-355, 1980.

[17] F. Favre and D. Le Guen, "Spectral properties of a semiconductor laser coupled to a single mode fiber resonator", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-21**(12)**, pp. 1937-1946, 1985.

[18] C. H. Henry and R. F. Kazarinov, "Instability of semiconductor lasers due to optical feedback from distante reflectors", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-22**(2)**, pp. 294-301, 1986.

[19] F. Favre, "Theoretical analysis of external optical feedback on DFB semiconductor laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-23**(1)**, pp. 81-88, 1987.

[20] T. Kanada and K. Nawata, "Injection lasers characteristics due to reflected optical power", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-15**(7)**, pp. 556-565, 1979.

[21] K. Petermann, "Laser diode modulation and noise", Advances in optelectronics (ADOP), Ed. *T. Okoshi.*

[22] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, "Long wavelength semiconductor lasers", Ed. *Van Nostrand Reinhold Company.*

[23] B. Tromborg, J. H. Osmundsen, H. Olesen, "Stability analysis for a semiconductor laser in an external cavity", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-20**(9)**, pp. 1023-1032, 1984.

[24] P. Spano, "Theory of noise in semiconductor lasers in the presence of optical feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-20**(4)**, pp. 350-357, 1984.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

[25] G. P. Agrawal, "Line narrowing in a single-mode injection laser due to external optical feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-20(**5**), pp. 468-471, 1984.

[26] E. Patzak, "Semiconductor laser linewidth in optical feedback configurations", *Electronics Letters*, Vol. 19(**22**), pp. 938-940, 1983.

[27] M. Lax, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 32, 1960 et Vol. 38, 1966.

[28] J. Mork and B. Tromborg, "The mechanism of mode selection for an external cavity laser", *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol. 2(**1**), pp. 21-23, 1990.

[29] J. Mork, B. Tromborg and J. Mark, "Chaos in semiconductor lasers with optical feedback : theory and experiment", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-28(**11**), pp. 93-108, 1992.

[30] J. Mork, M. Semkow and B. Tromborg, "Measurement and theory of mode hopping in external cavity lasers", *Electronics Letters*, Vol. 26(**9**), pp. 609-610, 1990.

[31] D. Lenstra, "Statistical theory of the multistable external-feedback laser", *Optics Communications*, Vol. 81(**3,4**), pp. 209-214, 1991.

[32] S. H. Strogatz, "Nonlinear dynamics and chaos", Ed. *Perseus*.

[33] P. Bergé, Y. Pommeau and C. Vidal, "Order within chaos", Ed. *Wiley*, 1984.

[34] A. M. Levine, G. H. M. van Tartwiej, D. Lenstra and T. Erneux, "Diode lasers with weak optical feedback : stability of the maximum gain mode", *Physical Review A*, Vol. 52(**5**), pp. 3436-3439, 1995.

[35] J. Mork, B. Tromborg and P. L. Christiansen, "Bistability and low-frequency fluctuations in semiconductor lasers with optical feedback: a theoretical analysis", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 24(**2**), pp. 123-133, 1988.

[36] D. Lenstra, J. Wieland and C. R. Mirasso, "Can one prevent a diode laser with optical feedback from coherence collapse operation without using optical isolator ?", *CLEO*, CThK23, 1996.

[37] T. Heil, I. Fischer and W. Elsäber, "Stabilization of feedback-induced instabilities in semiconductor lasers", *Journal of Optics B : Quantum Semiclass*, Vol. 2, pp. 413-420, 2000.

[38] C. H. Henry, "Phase noise in semiconductor lasers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 4(**3**), pp. 298-311, 1986.

[39] C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 18(**2**), pp. 259-264, 1982.

[40] C. H. Henry, "Theory of phase noise and power spectrum of a single-mode injection laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 19(**9**), pp. 1391-1397, 1983.

[41] R.O. Miles, "Feedback-induced line broadening in CW channel-substrate planar laser diodes", *Applied Physics Letters*, Vol. 37(**11**), pp. 990-992, 1980.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

[42] L. Goldberg, "Spectral characteristics of semiconductor lasers with optical feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-18**(4)**, pp. 555-564, 1982.

[43] C. Rish and C. Voumard, "Self-pulsation in the output intensity and spectrum of GaAs-AsGaAs CW diode lasers coupled to a frequency selective external optical cavity", *Journal of Applied Physics*, Vol. 48**(5)**, pp. 2083-2085, 1977.

[44] G. C. Dente, "Chaos in the coherence collapse of semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 24**(12)**, pp. 2441-2247, 1988.

[45] N. Schunk and K. Petermann, "Stability analysis for laser diodes with short external cavities", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 1**(3)**, pp. 49-51, 1989.

[46] R. J. Jones, P. S. Spencer, J. L. Lawrence and D. M. Kane, "Influence of external cavity length on the coherence collapse regime in laser diodes subject to optical feedback", *IEE Proc. -Optoelectron.*, Vol. 148**(1)**, pp. 7-12, 2001.

[47] B. Tromborg and J. Mork, "Non-linear injection locking dynamics and the onset of coherence collapse in external cavity lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26**(4)**, pp. 642-654, 1990.

[48] H. Olesen, J. H. Osmundsen and B. Tromborg, "Nonlinear dynamics and spectral behavior for an external cavity laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 22**(6)**, pp. 762-773, 1986.

[49] J. S. Cohen and D. Lenstra, "Spectral properties of the coherence collapse state of a semiconductor laser with delayed optical feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 25**(6)**, pp. 1143-1151, 1989.

[50] J. S. Cohen and D. Lenstra, "The critical amount of optical feedback for coherence collapse in semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 27**(1)**, pp. 10-12, 1991.

[51] J. Helms and K. Petermann, "Microwave modulation of semiconductor lasers with optical feedback", *Electronic Letters*, Vol. 25**(20)**, pp. 1369-1371, 1989.

[52] J. Helms and K. Petermann, "A simple analytic expression for the stable operation range of laser diodes with optical feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26**(5)**, pp. 833-836, 1990.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Deuxième partie
Etude théorique et expérimentale des lasers DFB AR/HR

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Chapitre 3

Etude théorique des lasers DFB AR/HR

≪ Dieu reste muet, si seulement nous pouvions convaincre l'être humain d'en faire autant ≫.
Woody Allen, Acteur et réalisateur américain.
Extrait de *Destins tordus.*

Dans ce chapitre, la théorie introduite au paragraphe précédent est appliquée au cas de lasers DFB droits AR/HR. Ainsi, après avoir rappelé les bases de la théorie des modes couplés, il sera montré théoriquement que les coefficients aux facettes caractérisant la sensibilité du laser à la réalimentation optique sont fortement dépendants des cas de phases induits par la réflectivité HR. Dans un deuxième temps, à partir de ces résultats de simulation, le seuil d'effondrement de la cohérence sera étudié et sa dépendance avec les phases aux facettes quantifiée. De manière parallèle, les effets du coefficient de couplage normalisé et du facteur de Henry du laser sur le seuil de déclenchement du régime critique seront analysés. Enfin, il sera montré que la réalisation d'un composant fortement résistant à la réalimentation optique conduit systématiquement à un compromis entre le seuil d'effondrement de la cohérence et le rapport des puissances entre les faces avant et arrière.

3.1 Introduction

Le développement des télécommunications optiques nécessite la mise en oeuvre de source laser ayant une très bonne cohérence spectrale. Une telle propriété peut être obtenue en ajoutant à la diode un filtre spectralement sélectif qui ne permet son oscillation que dans un domaine étroit de longueur d'onde. Le filtre utilisé est un réseau de diffraction gravé au voisinage de la couche active et suivant l'axe de propagation de la diode. L'idée d'utiliser une contre-réaction optique distribuée dans une cavité laser a été proposée en 1971 par Kogelnik

et Shank [1][2]. Dans de telles structures, un système d'ondes contra-propagatives répondant à la condition de Bragg prend naissance dans la cavité optique. Cette dernière condition qui correspond à la sélection d'un mode proche de la longueur d'onde de Bragg se déduit de la formule des réseaux [3] par la relation :

$$(\Lambda + \Lambda \sin \beta) n_{eff} = p\lambda_B \tag{3.1}$$

avec $p \in Z$ un entier relatif correspondant à l'ordre de diffraction et Λ, λ_B, n_{eff} et β respectivement le pas du réseau, la longueur d'onde de Bragg (sous-multiple de la période spatiale du réseau), l'indice effectif (i.e l'indice moyen vu par le mode optique lors de la propagation) et l'angle formé entre la normale au réseau et l'axe de propagation après diffraction. Les différentes réflexions s'ajoutent de manière constructive si la longueur d'onde de propagation est égale à la longueur d'onde de Bragg et si $\beta = \frac{\pi}{2}$, soit :

$$\lambda = \lambda_B = \frac{2n_{eff}\Lambda}{p} \tag{3.2}$$

Dans le cadre des lasers à semi-conducteur utilisés, l'indice effectif est typiquement $n_{eff} \approx 3{,}2$. Ainsi, pour une longueur d'onde de λ =1,3 μm, le pas du réseau sera respectivement de $\Lambda \approx$ 0,20 μm à l'ordre 1 et $\Lambda \approx$ 0,40 μm à l'ordre 2. Dans toute la suite de la discussion, on se limitera au premier ordre de diffraction ($p = 1$). La fabrication d'un réseau ayant un pas aussi proche de la longueur d'onde est particulièrement délicate et impose une technologie bien adaptée. Ainsi, il a fallu attendre 1974 pour voir la première réalisation pratique d'une telle structure [4]. Les composants optiques réalisés en insérant un réseau de Bragg, peuvent être, soit du type DFB [1][2] (*Distributed Feedback Laser*), soit du type DBR [5] (*Distributed Bragg Reflector*). Discutons maintenant qualitativement de ces deux sortes de lasers :

- *a*) Les lasers DFB sont obtenus en créant une variation périodique de l'indice effectif le long de l'axe de propagation (cf. Fig. 3.1) ; la région de Bragg est donc une section active. Dans le cas où un traitement anti-reflet est apposé sur les deux facettes, le spectre du laser est bimode. Il existe alors deux modes longitudinaux dont les pertes au seuil sont identiques et localisées de part et d'autre de la longueur de Bragg. De manière à briser cette symétrie spectrale, un traitement hautement réfléchissant (HR) peut être apposé sur une des facettes renforçant ainsi le caractère monomode du laser (i.e forte discrimination des modes longitudinaux). Enfin, cette levée de dégénérescence peut être également obtenue en utilisant un laser DFB à saut de phase. Dans ce cas, le composant est de nouveau traité anti-reflet sur les deux faces et un déphasage de $\pi/2$ est introduit au centre de la cavité [6]. Cette technique permet de générer une onde résonante localisée entre deux réflecteurs de Bragg. Le laser obtenu est strictement monomode et émet exactement à la longueur d'onde de Bragg.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

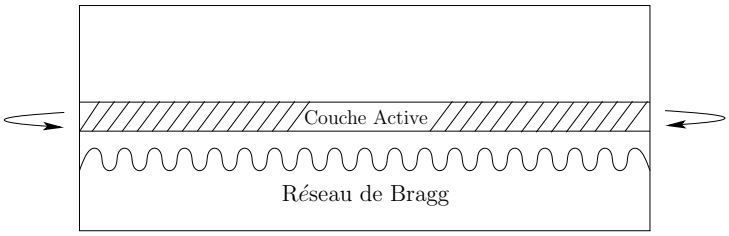

FIG. 3.1 – *Laser DFB : le réseau de diffraction est gravé proche de la couche active*

-*b*) Les lasers DBR présentent une structure différente puisque la région de Bragg est, cette fois-ci, utilisée comme une section passive (cf. Fig. 3.2). Lorsque la longueur d'onde correspondant au *maximum* de la réflectivité atteint le seuil en premier, le laser commence à émettre. D'une manière générale, ces structures présentent une excellente discrimination des modes longitudinaux. Sortant du cadre de notre étude, les lasers DBR ne seront pas étudiés dans la suite de la discussion.

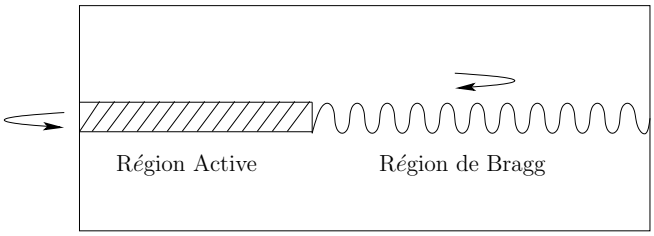

FIG. 3.2 – *Laser DBR : la région contenant le réseau de diffraction est passive*

On se propose maintenant de décrire d'une manière théorique, le fonctionnement d'un laser DFB avec et sans réalimentation optique externe.

3.2 Théorie du laser DFB

Ce paragraphe dont la discussion est fondée sur la référence [2], brosse la théorie générale d'un laser DFB. Ainsi, après avoir introduit les équations de Maxwell, il sera montré que la résolution de l'équation de propagation *via* les conditions aux limites débouche sur une équation unique et fondamentale pour l'étude du comportement d'un laser DFB.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

3.2.1 Equation de Helmoltz

Comme nous l'avons indiqué au paragraphe précédent, le réseau de Bragg induit une contre-réaction optique distribuée le long de la cavité laser. En conséquence, le champ électrique $E(z)$ de l'onde optique peut être vu comme la somme de deux ondes ayant des directions de propagation opposées (cf. Fig. 3.3). Cette propriété physique peut se traduire mathématiquement par la relation :

$$E(z) = E^+(z)e^{-i\beta_B z} + E^-(z)e^{i\beta_B z} \tag{3.3}$$

avec $E^+(z)$ et $E^-(z)$ les champs électriques des ondes se propageant respectivement dans les directions $+z$ et $-z$. Le vecteur d'onde de Bragg est noté β_B et s'exprime par la relation $\beta_B = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_B}$. Précisons que cette représentation du champ électrique $E(z)$ en un système d'ondes contra-propagatives (cf. Eq. (3.3)) est issue de la théorie LCAO (i.e *Linear Combinaison of Atomic Orbitals*) des orbitales atomiques. Les équations de Maxwell, point de départ de toute

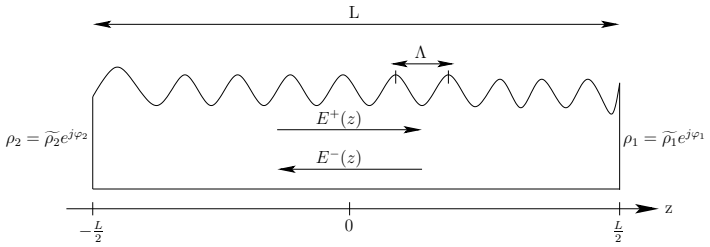

FIG. 3.3 – *Représentation schématique du système d'ondes contra-propagatives $E^+(z)$ et $E^-(z)$ dans un laser DFB de longueur L*

analyse théorique, se mettent sous la forme :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \tag{3.4}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon(z) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \tag{3.5}$$

avec respectivement ∇, $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$, $\epsilon(z)$ et μ_0 l'opérateur *Nabla*, le champ électrique, le champ magnétique, la permittivité diélectrique du matériau et la perméabilité magnétique du vide. En combinant les équations (3.4) et (3.5), l'équation de Helmoltz décrivant la propagation du mode dans la structure s'écrit comme :

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \beta^2(z)\mathbf{E} = 0 \tag{3.6}$$

avec $\beta(z)$ le vecteur d'onde associé à la propagation du mode dans la structure et défini comme $\beta(z) = \beta_0 \sqrt{\frac{\epsilon(z)}{\epsilon_0}}$ (β_0 est le vecteur d'onde dans le vide et ϵ_0 la permittivité diélectrique du

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

vide). La variation périodique induite par la modulation d'indice permet d'écrire les parties réelle $n(z)$ et imaginaire $\alpha(z)$ (i.e pertes en amplitude du mode considéré) de l'indice effectif au premier ordre selon les relations :

$$n(z) = n + \Delta n \cos(2\beta_B z) \tag{3.7}$$

$$\alpha(z) = \alpha + \Delta\alpha \cos(2\beta_B z) \tag{3.8}$$

avec n, α les valeurs moyennes de $n(z)$, $\alpha(z)$ et Δn, $\Delta\alpha$ leurs amplitudes respectives. Ainsi, en utilisant les relations de Kramers-Krönig [7], puis en injectant les équations (3.7) et (3.8) dans la définition de $\beta(z)$, il vient en négligeant les termes du deuxième ordre :

$$\beta^2(z) = \beta_0^2 n^2 + 2i\alpha\beta_0 n + 4\kappa\beta_0 n \cos(2\beta_B z) \tag{3.9}$$

avec $\kappa = \frac{\pi\Delta n}{\lambda} + i\frac{\Delta\alpha}{2}$ le coefficient de couplage de l'onde au réseau. Ce coefficient quantifie la force de l'interaction entre les deux ondes $E^+(z)$ et $E^-(z)$. Ce paramètre qui a la dimension d'une réflectivité par unité de longueur dépend du profil du réseau, de son positionnement par rapport à la couche active ainsi que de l'épaisseur et de la composition des différentes couches du guide. Notons enfin que le coefficient de couplage joue un rôle important notamment dans l'étude de la sensibilité des lasers DFB à la réalimentation optique. Ce point important sera discuté ultérieurement dans ce chapitre.

3.2.2 Solutions de l'équation de Helmoltz

On suppose maintenant que l'approximation de l'enveloppe lentement variable est valable soit $\frac{d^2E_{+,-}}{dz^2} \ll \frac{dE_{+,-}}{dz}$. En injectant (3.3) et (3.9) dans (3.6), il vient après quelques manipulations algébriques :

$$-\frac{dE^+(z)}{dz} + (\alpha - i\delta)E^+(z) = i\kappa E^-(z) \tag{3.10}$$

$$\frac{dE^-(z)}{dz} + (\alpha - i\delta)E^-(z) = i\kappa E^+(z) \tag{3.11}$$

avec $\delta = \beta - \beta_B$ l'écart par rapport au mode de Bragg. Il est important de signaler que le système d'équations différentielles couplées décrit par les équations (3.10) et (3.11) est obtenu en supposant que les conditions $\alpha << \beta_0$ et $\delta << \beta_0$ sont vérifiées. Pour déterminer les solutions de ce système, les champs $E^+(z)$ et $E^-(z)$ peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$E^+(z) = a_{11}e^{-\sigma z} + a_{12}e^{\sigma z} \tag{3.12}$$

$$E^-(z) = a_{21}e^{-\sigma z} + a_{22}e^{\sigma z} \tag{3.13}$$

avec σ une valeur propre qui peut être déterminée à partir des pertes en amplitude α, du coefficient de couplage κ ainsi que de l'écart au mode de Bragg δ. Les termes a_{ij} (où $(i,j) \in \mathbf{N}$)

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

sont des termes d'amplitude qui seront déterminés ultérieurement. Injectons les équations (3.12) et (3.13) dans le système différentiel décrit par les équations (3.10) et (3.11), il vient après avoir séparé les parties réelle et imaginaire :

$$\rho a_{11} = a_{21} \tag{3.14}$$

$$\rho a_{22} = a_{12} \tag{3.15}$$

$$\widehat{\rho} a_{21} = a_{11} \tag{3.16}$$

$$\widehat{\rho} a_{12} = a_{22} \tag{3.17}$$

avec

$$\rho = \frac{\sigma + (\alpha - i\delta)}{i\kappa} \tag{3.18}$$

$$\widehat{\rho} = \frac{-\sigma + (\alpha - i\delta)}{i\kappa} \tag{3.19}$$

Après quelques manipulations algébriques sur les quatre équations (3.14), (3.15), (3.16) et (3.17), on montre :

$$\rho\widehat{\rho} = 1 \tag{3.20}$$

Par ailleurs, en combinant les équations (3.18) et (3.19), la valeur propre σ peut être reliée aux paramètres fondamentaux du laser DFB (pertes en amplitude, coefficient de couplage, écart au mode de Bragg) selon la relation :

$$\sigma^2 = q^2 + \kappa^2 \tag{3.21}$$

avec $q = \alpha - i\delta$. La relation (3.21) est capitale pour l'étude des lasers DFB et est appelée relation de dispersion. En utilisant le schéma de la Fig. 3.3, les conditions aux limites relatives aux champs $E^+(z)$ et $E^-(z)$ s'écrivent pour un laser DFB de longueur L :
en $z = -\frac{L}{2}$,

$$E^+(-\frac{L}{2})e^{i\beta_B \frac{L}{2}} = \widetilde{\rho_2} E^-(-\frac{L}{2})e^{-i\beta_B \frac{L}{2}} \tag{3.22}$$

en $z = +\frac{L}{2}$,

$$E^+(+\frac{L}{2})\widetilde{\rho_1} e^{-i\beta_B \frac{L}{2}} = E^-(+\frac{L}{2})e^{i\beta_B \frac{L}{2}} \tag{3.23}$$

avec $\widetilde{\rho_1}$ et $\widetilde{\rho_2}$ les réflectivités en amplitude sur les facettes 1 (i.e facette avant) et 2 (i.e facette arrière). En injectant (3.12) et (3.13) dans les conditions aux limites (3.22), (3.23), il vient le système d'équations suivant :

$$\rho(\rho - \rho_1)e^{-\sigma L} a_{11} + (1 - \rho_1\rho)a_{12} = 0 \tag{3.24}$$

$$\rho(1 - \rho_2\rho)e^{\sigma L} a_{11} + (\rho - \rho_2)a_{12} = 0 \tag{3.25}$$

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Dans les équations (3.24) et (3.25), ρ_1 et ρ_2 qui sont respectivement les réflectivités complexes des facettes 1 et 2 (cf. Fig. 3.3) se mettent sous la forme :

$$\rho_1 = \widetilde{\rho_1} e^{-i\beta_B L} = \widetilde{\rho_1} e^{i\varphi_1} \tag{3.26}$$

$$\rho_2 = \widetilde{\rho_2} e^{-i\beta_B L} = \widetilde{\rho_2} e^{i\varphi_2} \tag{3.27}$$

où φ_k est la phase à la facette k (avec $k = 1,2$) induite par l'opération de clivage. Sachant que la précision d'une telle manipulation est au mieux de quelques microns, il est impossible de contrôler les valeurs de φ_1, φ_2. En conséquence, les réflexions aux facettes peuvent ne pas être accordées en phase avec le réseau de Bragg. Ainsi, sur une barrette donnée (cf. Fig. 3.4), les lasers exhibent, en règle générale, une distribution spectrale extrêmement variée. Par exemple, les lasers d'une même barrette peuvent émettre du côté des grandes longueurs d'onde (à droite de la longueur de Bragg), du côté des courtes longueurs d'onde (à gauche de la longueur de Bragg) ou être bimode. Les effets des phases aux facettes induisent *de facto* un écart par rapport au mode de Bragg noté δ. Ce paramètre qui a déjà été introduit dans les équations

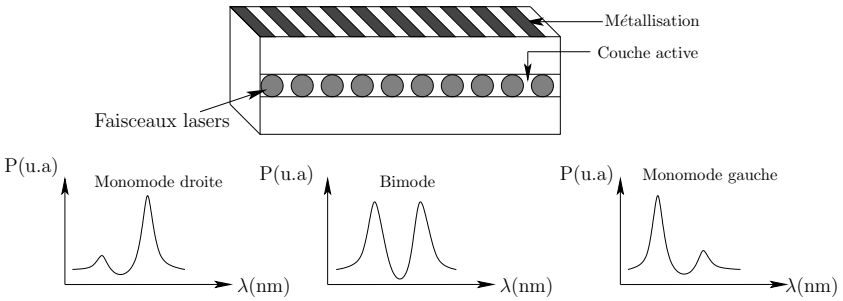

FIG. 3.4 – *Effet des phases aux facettes sur la distribution spectrale de laser d'une même barrette*

précédentes est fondamental dans l'étude de la sensibilité à la réalimentation optique des lasers DFB. L'écriture du déterminant lié au système d'équations homogènes décrit par les équations (3.24) et (3.25) permet de déterminer explicitement l'équation transcendentale des lasers DFB c'est-à-dire :

$$(1 - \rho_1\rho)(1 - \rho_2\rho) - (\rho_1 - \rho)(\rho_2 - \rho)e^{-2\sigma L} = 0 \tag{3.28}$$

Cette équation est l'une des clefs permettant d'analyser le comportement des lasers DFB. Elle inclut également le cas du laser Fabry-Perot puisque en absence de réseau c'est-à-dire lorsque $\kappa = 0$ l'équation transcendentale (3.28) se réduit à :

$$\rho_1\rho_2 e^{-2\sigma L} = 1 \tag{3.29}$$

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Ainsi, en fixant le coefficient de couplage κ, la longueur du laser L, le couple $(\widetilde{\rho_k},\varphi_k)$ à chaque facette k et en utilisant la relation de dispersion (3.21), les solutions de l'équation (3.28) ρ, σ, α et δ d'un mode donné peuvent être déterminées. Par exemple, la Fig. 3.5 exhibe le

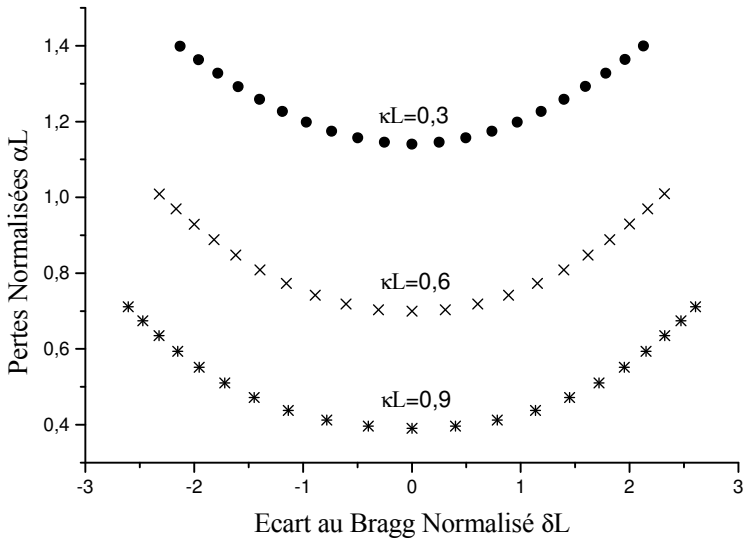

FIG. 3.5 – *Variation des pertes normalisées en fonction de l'écart au mode de Bragg normalisé*

résultat final décrivant les variations simulées des pertes normalisées (αL) du mode principal en fonction de l'écart au mode de Bragg normalisé (δL). Le laser utilisé est un DFB dont les caractéristiques principales sont respectivement L = 350 μm, $\widetilde{\rho_1} = 0$ et $\widetilde{\rho_2} = 1$ (i.e laser AR/HR). Le coefficient de couplage normalisé κL prend les valeurs 0,3, 0,6 et 0,9. Grâce au traitement anti-reflet, les effets de phase (cf. Eq. (3.26)) sur la facette 1 (facette avant) du laser sont supprimés. Ainsi, à chaque point de calcul de la Fig. 3.5 correspond un cas de phase φ_2, induit par la facette 2 (facette arrière) et tel que $0 \leq \varphi_2 \leq 2\pi$. D'une manière générale, les pertes au seuil (c'est-à-dire la sélectivité modale) diminuent avec le coefficient de couplage de l'onde au réseau. Par ailleurs, celles-ci varient de manière importante avec l'écart au mode de Bragg. Le *minimum* est obtenu lorsque le laser émet exactement à la longueur d'onde de Bragg (c'est-à-dire lorsque $\delta L = 0$). De telles variations engendrent des conséquences importantes sur de nombreuses caractéristiques du laser DFB comme la densité de porteurs au seuil, le courant de seuil ou la sélectivité modale. Nous reviendrons plus précisément sur ce point au chapitre suivant. Examinons tout d'abord comment se répercutent ces propriétés si le laser DFB est soumis à une réflexion externe.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

3.3 DFB et réalimentation optique

Dans ce paragraphe, on se propose de décrire le fonctionnement théorique d'un laser DFB en présence de réalimentation optique. Plus particulièrement, en utilisant l'équation transcendentale du DFB et les résultats introduits du chapitre 2, l'expression des coefficients de couplage avec la cavité externe C_k (avec $k = 1{,}2$ selon la facette) sera déterminée analytiquement. Nous analyserons ensuite la dépendance de ces coefficients avec les phases aux facettes et nous discuterons de leurs conséquences sur le seuil d'effondrement de la cohérence du laser.

3.3.1 Problématique

La sensibilité des lasers DFB en présence de réalimentation optique a été amplement étudiée par F. Favre. Ce paragraphe s'appuie donc naturellement sur les références [8][9]. Soit un laser DFB soumis à une rétroaction optique externe d'amplitude γ. On suppose que la réflexion peut avoir lieu, soit sur la facette 1, soit sur la facette 2 du laser (cf. Fig. 3.6). On note respectivement L et κ, la longueur de la cavité optique et le coefficient de couplage de l'onde au réseau. On rappelle pour mémoire que la réflectivité complexe ρ_k à la facette k s'écrit comme $\rho_k = \widetilde{\rho_k} e^{i\varphi_k}$ avec respectivement $\widetilde{\rho_k}$, φ_k la réflectivité en amplitude et la phase correspondante. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, la réalimentation optique induit une variation de réflectivité $\Delta\rho_k$ (cf. Eq. (2.6)) à la facette k qui se met sous la forme :

$$\Delta\rho_k = (1 - |\rho_k|^2)\gamma e^{i\omega\tau} e^{i\varphi_k} \tag{3.30}$$

avec τ le temps aller-retour dans la cavité externe et ω la pulsation d'émission du laser.

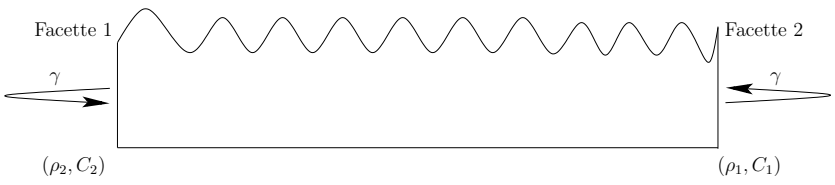

FIG. 3.6 – *Représentation schématique d'un laser DFB soumis à une réalimentation optique externe d'amplitude γ à travers les facettes 1 et 2.*

Sachant que la réalimentation optique entraîne également une variation des pertes laser, les variables δ et σ (écart au mode de Bragg et valeur propre) sont également affectées par la réflexion (cf. Eq. (3.21)). De manière à prendre en compte ces différents effets, notons

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

$\Delta\alpha = \alpha - \alpha_0$, $\Delta\delta = \delta - \delta_0$ et $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0$ les variations induites par la réalimentation optique, respectivement sur les pertes laser, l'écart au mode de Bragg et la valeur propre solution de l'équation de propagation. Les quantités α_0, δ_0 et σ_0 sont les valeurs obtenues lorsque le laser n'est pas soumis à la réalimentation optique. Ainsi, en différentiant l'équation (3.21), il vient :

$$\Delta\alpha L - i\Delta\delta L = \frac{\sigma}{q}\Delta\sigma L \tag{3.31}$$

En utilisant la théorie introduite au chapitre 2 et décrivant le comportement d'un laser Fabry-Perot en présence de réalimentation optique, Favre a montré qu'il était possible d'extrapoler cette dernière au cas d'un laser DFB à condition de recalculer les coefficients C_k relatifs à chaque facette k. Sachant que la réflexion est produite sur une facette k de réflectivité ρ_k, le coefficient C_k est posé égal à :

$$\Delta\alpha L - i\Delta\delta L = C_k\gamma e^{i\omega\tau} \tag{3.32}$$

Cette équation, introduite par Favre, traduit le fait que les coefficients C_k dépendent des caractéristiques intrinsèques du laser à semi-conducteur (pertes, écart au mode de Bragg, coefficient de couplage, réflectivité et phase). Examinons maintenant comment les coefficients peuvent être calculés analytiquement.

3.3.2 Détermination analytique des coefficients C_k

La suite de la discussion est toujours menée à bien en prenant pour objet le cas d'un laser DFB dont les réflectivités aux facettes 1 et 2 sont respectivement notées ρ_1 et ρ_2. L'équation transcendentale du DFB (cf. Eq. (3.28)) peut se réécrire en utilisant (3.18) sous une forme similaire :

$$(1 - \rho_1\frac{\Gamma}{i\kappa})(1 - \rho_2\frac{\Gamma}{i\kappa}) - (\rho_1 - \frac{\Gamma}{i\kappa})(\rho_2 - \frac{\Gamma}{i\kappa})e^{-2\sigma L} = 0 \tag{3.33}$$

avec

$$\Gamma = \sigma + q = \sigma + (\alpha - i\delta) \tag{3.34}$$

L'équation (3.33) constitue le point de départ du calcul des coefficients C_k (avec k = 1,2).

Calcul du coefficient C_2

On suppose que la facette d'émission est traitée anti-reflet (hypothèse d'une réflectivité nulle) soit $\widetilde{\rho_1} \approx 0$ (paramètre fixe). Cette hypothèse permet d'une part de simplifier considérablement les calculs et d'autre part de coller à notre cadre expérimental qui, comme nous le verrons plus tard, utilise ce type de structure. On rappelle que le coefficient C_2 est celui relatif à la facette 2. De façon à calculer ce coefficient, supposons que la facette 2 soit soumise à une réalimentation optique externe (cf. Fig. 3.6). Les variables affectées par la réflexion

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

sont donc la réflectivité ρ_2 et la quantité Γ. Dans ces conditions, l'équation (3.33) se réduit à :

$$(1-\rho_2\frac{\Gamma}{i\kappa})+\frac{\Gamma}{i\kappa}(\rho_2-\frac{\Gamma}{i\kappa})e^{-2\sigma L}=0 \tag{3.35}$$

En prenant la différentielle logarithmique de l'équation (3.35), il vient :

$$-\Delta\rho_2(\frac{i\kappa}{i\kappa\rho_2-\Gamma}+\frac{\Gamma}{i\kappa-\rho_2\Gamma})-\Delta\Gamma(\frac{1}{\Gamma}-\frac{1}{i\kappa\rho_2-\Gamma}+\frac{\rho_2}{i\kappa-\rho_2\Gamma})+2\Delta\sigma L=0 \tag{3.36}$$

soit,

$$-\Delta\rho_2(\frac{-(\Gamma^2+\kappa^2)}{\rho_2(\Gamma^2-\kappa^2)-i\Gamma\kappa(1+\rho_2^2)})-\Delta\Gamma(\frac{\rho_2(\kappa^2-\Gamma^2)+2i\kappa\Gamma}{i\kappa\Gamma^2(1+\rho_2^2)+\rho_2\Gamma(\kappa^2-\Gamma^2)})+2\Delta\sigma L=0 \tag{3.37}$$

En combinant les équations (3.21) et (3.34), on montre aisément les relations de liaison suivantes :

$$\Gamma^2-\kappa^2=2q\Gamma \tag{3.38}$$

$$\Gamma^2+\kappa^2=2\sigma\Gamma \tag{3.39}$$

$$\Delta\Gamma=\frac{\Gamma}{q}\Delta\sigma \tag{3.40}$$

En injectant ces équations dans (3.37), on obtient :

$$\Delta\rho_2\frac{2\sigma}{2\rho_2 q-i\kappa(1+\rho_2^2)}+\Delta\sigma\frac{2\rho_2 q-2i\kappa+2i\kappa qL(1+\rho_2^2)-4\rho_2 q^2L}{q(-2\rho_2 q+i\kappa(1+\rho_2^2))}=0 \tag{3.41}$$

c'est-à-dire,

$$\Delta\rho_2\sigma=\frac{\Delta\sigma}{q}(\rho_2 q-i\kappa+i\kappa qL(1+\rho_2^2)-2\rho_2 q^2L) \tag{3.42}$$

Enfin, en utilisant les hypothèses de départ décrites par les relations (3.31) et (3.32), il vient en injectant dans (3.42) :

$$(1-|\rho_2|^2)e^{i\varphi_2}e^{i\omega\tau}\gamma\sigma^2=\frac{C_2}{L}\gamma e^{i\omega\tau}(\rho_2 q-i\kappa+i\kappa qL(1+\rho_2^2)-2\rho_2 q^2L) \tag{3.43}$$

Le coefficient de couplage avec la cavité externe C_2 à la facette arrière se met donc sous la forme suivante :

$$C_2=\frac{-i(1-|\rho_2|^2)(\kappa^2+q^2)e^{i\varphi_2}}{q(\kappa(1+\rho_2^2)-i\rho_2/L)+2i\rho_2 q^2-\kappa/L} \tag{3.44}$$

Calcul du coefficient C_1

On rappelle que le coefficient C_1 est cette fois-ci celui relatif à la facette 1 (facette avant), laquelle est maintenant supposée être soumise à la réalimentation optique. Les variables affectées par la réflexion sont donc Γ et ρ_1. Dans ces conditions, l'équation (3.33) ne peut se

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

simplifier à ce niveau du calcul car $\rho_2 \neq 0$. La nouvelle différentielle logarithmique issue de cette équation s'écrit comme :

$$\Delta\rho_1(\frac{i\kappa}{\Gamma} - \frac{\Gamma}{i\kappa}) - \Delta\Gamma(\frac{1}{\Gamma} - \frac{1}{i\kappa\rho_2 - \Gamma} + \frac{\rho_2}{i\kappa - \rho_2\Gamma}) + 2\Delta\sigma L = 0 \tag{3.45}$$

En utilisant les mêmes relations et techniques mathématiques que pour le calcul du coefficient C_2, on montre facilement que :

$$-\Delta\rho_1\frac{2\sigma}{i\kappa} + \Delta\sigma\frac{2\rho_2 q - 2i\kappa + 2i\kappa qL(1+\rho_2^2) - 4\rho_2 q^2 L}{q(-2\rho_2 q + i\kappa(1+\rho_2^2))} = 0 \tag{3.46}$$

ce qui permet d'écrire le coefficient C_1 sous la forme :

$$C_1 = \frac{(\kappa^2+q^2)(\frac{2\rho_2 q}{\kappa} - i(1+\rho_2^2))}{q(\kappa(1+\rho_2^2) - i\rho_2/L) + 2i\rho_2 q^2 - \kappa/L} \tag{3.47}$$

Les équations (3.44) et (3.47) ne sont valables que pour un laser dont une des deux facettes est traitée anti-reflet. Par ailleurs, il a été montré précédemment que la relation de dispersion d'un laser Fabry-Perot (cf. Eq. (3.29)) pouvait se déduire facilement de l'équation (3.28) en posant $\kappa = 0$. En différentiant (3.29) et en appliquant les mêmes techniques de calcul, on montre que :

$$C_k = -\frac{1-\widetilde{\rho_k^2}}{2\widetilde{\rho_k}} \tag{3.48}$$

avec $k = 1{,}2$ selon la facette. On retrouve bien ici la définition du coefficient de couplage avec la cavité externe d'un laser Fabry-Perot, introduite au chapitre précédent. D'autres types de structures peuvent également être étudiés telles que des lasers à saut de phase [8] ou bien à couplage par le gain [10]. Enfin, il est important de noter que de nombreuses études complémentaires ont été rapportées à ce sujet dans la littérature. Citons, pour exemple les travaux de Hirono *et al.* [11] démontrant une nouvelle expression des coefficients aux facettes : la sensibilité à la réalimentation optique est proportionnelle au rapport entre la puissance de sortie et le *Lagrangien* du champ électromagnétique dans la cavité. D'autre part, Nilsson *et al.* proposent, en utilisant les coefficients aux facettes, une étude générale sur la sensibilité à la réalimentation optique et la largeur de raie des diodes lasers semi-conductrices [12]. Enfin, Beylat *et al.* montrent qu'un critère de sensibilité à la rétroaction optique peut être introduit [13] [14] dans le but d'obtenir une émission monomode stable favorable aux transmissions optiques. Ce critère défini pour une réflexion produite sur la facette k, prend en considération les fluctuations des pertes au seuil $\Delta\alpha L$ ainsi que les coefficients $C_{k,0}$ et $C_{k,1}$ respectivement du mode principal et du mode secondaire.

3.3.3 Conséquences des coefficients C_k

De manière à être en adéquation avec l'expérience, on suppose toujours le cas d'un laser DFB ayant un traitement anti-reflet sur la facette 1 (i.e $\widetilde{\rho_1} \approx 0$). La connaissance des

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

coefficients aux facettes permet, comme nous l'avons vu au chapitre 2, de déterminer analytiquement le seuil d'effondrement de la cohérence du laser. Dans le cas où la réflexion optique est produite sur la facette 1, le seuil du régime critique γ_c est calculé en injectant directement la relation (3.47) dans la loi de Helms *et al.* (cf. Eq. 2.51)), soit :

$$\gamma_c = \frac{\tau_i^2 \omega_r^4}{16\omega_d^2(1+\alpha_H^2)} \left| \frac{[q(\kappa(1+\rho_2^2) - i\rho_2/L) + 2i\rho_2 q^2 - \kappa/L]}{[(\kappa^2+q^2)(\frac{2\rho_2 q}{\kappa} - i(1+\rho_2^2))]} \right|^2 \tag{3.49}$$

Par ailleurs, en utilisant la définition des coefficients aux facettes ainsi que les équations développées au paragraphe précédent, le rapport des puissances (facette 1/facette 2) peut être déterminé [9]. Si P_1 et P_2 sont respectivement les puissances sur la face avant et arrière du laser, il vient :

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{1-\widetilde{\rho_1^2}}{1-\widetilde{\rho_2^2}} \left| \frac{E^+(\frac{L}{2})}{E^-(\frac{L}{2})} \right|^2 \tag{3.50}$$

En utilisant les conditions aux limites (cf. Eq. (3.22) et cf. Eq. (3.23)) et la définition des coefficients C_k (cf. Eq. (3.44) et Eq. (3.47)), on montre que :

$$\frac{P_1}{P_2} = \left| \frac{C_1}{C_2} \right| \tag{3.51}$$

Les relations (3.49) et (3.51) sont particulièrement importantes puisqu'elles peuvent être utilisées pour optimiser les performances du laser DFB. En effet, il est intuitivement clair que l'on cherchera à obtenir un rapport $\frac{C_1}{C_2}$ le plus grand possible (forte puissance en face avant) tout en conservant un coefficient C_1 faible (seuil d'effondrement de la cohérence le plus élevé possible). Nous verrons ultérieurement que ces deux objectifs conduisent à un compromis, difficile à résoudre. Néanmoins, sous certaines conditions, il sera montré que la sensibilité à la réalimentation optique des lasers peut être diminuée tout en maintenant de bonnes caractéristiques statiques.

3.4 Etude numérique

Dans ce paragraphe, on se propose d'analyser et d'expliquer l'influence des effets des phases aux facettes sur les coefficients C_k puis sur le seuil d'effondrement de la cohérence du laser. L'impact sur le rapport face avant/face arrière du laser sera également discuté. Comme le lecteur pourra le constater, la discussion s'articule principalement autour de la référence [15].

3.4.1 Signature des effets de phases sur les coefficients C_k

Considérons un laser DFB dont les réflectivités en amplitude sur les facettes 1 (facette avant) et 2 (facette arrière) sont respectivement $\widetilde{\rho_1} = 0$ et $0 \leq \widetilde{\rho_2} \leq 1$ (cf. Fig. 3.6). En

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

appliquant les relations (3.44) et (3.47), les coefficients aux facettes C_1 et C_2 peuvent être calculés et ce, pour chaque cas de phase φ_2 avec $0 \leq \varphi_2 \leq 2\pi$. Sur la Fig. 3.7, les variations du coefficient C_1 (lié au seuil d'effondrement de la cohérence) et du rapport $\frac{C_1}{C_2}$ (lié au rapport des puissances) avec l'écart au mode de Bragg normalisé δL (où L est la longueur totale de la cavité laser) sont reportées. La réflectivité de la facette arrière est fixée dans un premier temps à $\widetilde{\rho_2} = 0{,}97$ (cas d'un traitement haute-réflectivité, H.R) puis, dans un deuxième temps à $\widetilde{\rho_2} = 0{,}56$ (cas d'une facette clivée). Chaque simulation est également réalisée pour deux valeurs distinctes du coefficient de couplage normalisé à savoir $\kappa L = 0{,}3$ et $\kappa L = 1{,}1$. L'ensemble des points calculés est ajusté à l'aide d'une fonction polynômiale d'ordre 2 ou 4. D'une manière générale, les comportements simulés sont qualitativement similaires et ce quelque soit la configuration choisie. Il est important de rappeler que le but recherché est l'optimisation d'un laser ayant un faible coefficient C_1 (i.e seuil d'effondrement de la cohérence élevé) et un fort rapport $\frac{C_1}{C_2}$ (i.e *marimum* de puissance sur la face avant). Les simulations de la Fig. 3.7 montrent que les variations de ces deux quantités suivent des distributions *quasi-paraboliques* dont les *extremums* sont localisés à $\delta L = 0$ c'est-à-dire lorsque que le laser émet exactement à la longueur d'onde de Bragg. Puis, dès que la valeur absolue de l'écart au mode de Bragg s'écarte de cette position d'équilibre, une variation plus ou moins importante des quantités C_1 et $\frac{C_1}{C_2}$ est observée. Par ailleurs, ces résultats numériques montrent que les quantités C_1 et $\frac{C_1}{C_2}$ décroissent de manière simultanée avec l'écart au mode de Bragg. Ces variations semblent donc *a priori* difficilement compatibles avec les objectifs d'optimisation fixés au départ. Cet effet est également présent et accentué lorsque le coefficient de couplage normalisé augmente. Ainsi, lorsque ce dernier varie de 0,3 à 1,1, le coefficient C_1 diminue tout comme le rapport $\frac{C_1}{C_2}$. Enfin, lorsque la réflectivité en amplitude $\widetilde{\rho_2}$ décroît, le rapport des puissances diminue de nouveau. Par exemple, dans le cas où $\widetilde{\rho_2} = 0{,}97$ et $\kappa L = 0{,}3$, C_1 et $\frac{C_1}{C_2}$ augmentent ensemble respectivement de 6 à 9 et de 35 à 80. Ce rapport décroît brutalement entre 8 et 15 dans le cas où $\widetilde{\rho_2} = 0{,}56$ et $\kappa L = 0{,}3$. En revanche, lorsque que $\widetilde{\rho_2} = 0{,}97$ et $\kappa L = 1{,}1$, le coefficient C_1 oscille entre 0,5 et 1,7 pour un rapport $\frac{C_1}{C_2}$ entre 4 et 40. Comme on peut le constater, d'importantes disparités apparaissent sur les quantités C_1 et $\frac{C_1}{C_2}$ suivant les valeurs données aux constantes fondamentales $\widetilde{\rho_2}$ et κL. Le cas extrême serait obtenu pour $\widetilde{\rho_2} \equiv 1$. Dans cette configuration bien précise, le rapport $\frac{C_1}{C_2} \longrightarrow \infty$ puisque toute la puissance est renvoyée sur la facette d'émission. Notons également que, dans le cas d'un coefficient de couplage normalisé élevé (par exemple, $\kappa L = 1{,}1$), la concavité de la parabole correspondant aux variations du rapport $\frac{C_1}{C_2}$ tend à s'élargir. Ce phénomène typique des forts coefficients de couplage se retrouve aussi dans la signature spectrale des lasers notamment par une valeur de la *stopband* (i.e écart en longueur d'onde entre les deux modes principaux autour du mode de Bragg) plus élevée. Bien que les variations simulées du coefficient C_1 et du rapport $\frac{C_1}{C_2}$ ne soient pas opposées, nous verrons dans la suite de notre discussion qu'un bon compromis

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

entre ces valeurs peut être déterminé. Discutons dans un premier temps des conséquences des variations du coefficient C_1 sur le seuil d'effondrement de la cohérence du laser.

3.4.2 Effet du coefficient C_1 sur le seuil d'effondrement de la cohérence

Lorsque la rétroaction optique externe est produite à travers la facette traitée anti-reflet (i.e facette 1), il a été montré au chapitre 2, que le seuil de déclenchement du régime d'effondrement de la cohérence peut être analytiquement approché par la loi de Helms *et al.* :

$$\gamma_c = \frac{\tau_i^2 \omega_r^4}{16|C_1|^2 \omega_d^2 (1+\alpha_H^2)} \tag{3.52}$$

L'équation (3.52) est inversement proportionnelle au module du coefficient C_1. Le coefficient C_2, relatif à la facette 2, n'a ici aucune influence sur le seuil d'apparition du régime critique. En utilisant les résultats présentés au paragraphe précédent, il devient intuitivement clair que le seuil d'effondrement de la cohérence du laser est *de facto* une fonction des cas de phases aux facettes. Cette variation est induite, non seulement par le coefficient C_1, mais aussi par la pulsation de relaxation ω_r du laser. En effet, il est bien connu que la pulsation de relaxation peut s'écrire suivant la relation [16] :

$$\frac{\omega_r}{2\pi} = A\sqrt{\frac{P}{\eta(\varphi_2)}} \tag{3.53}$$

où A est une constante (en GHz/(mA)$^{1/2}$), P la puissance d'émission et $\eta(\varphi_2)$ le rendement externe du laser, fonction du cas de phase φ_2. Ainsi, pour une puissance de sortie donnée (ce qui est notre cas expérimentalement), deux lasers DFB n'auront jamais le même courant d'injection. En effet, sachant que $\eta(\varphi_2) \propto \alpha(\varphi_2)$ où α sont les pertes DFB fonction des cas de phase (cf. Fig. 3.5)), les rendements seront donc, d'un laser à l'autre, légèrement différents. Cette variation, aussi faible soit-elle, engendre, par voie de conséquence, une modification de la fréquence de relaxation du composant et donc de la quantité γ_c. Ainsi, de manière à prendre en compte ces différents effets, la méthode numérique utilisée pour calculer les variations du seuil d'effondrement de la cohérence se résume ainsi :

-*a*) pour une structure donnée, les variations du coefficient C_1 déterminées au paragraphe précédent sont injectées dans l'équation (3.52),

-*b*) le rendement externe est systématiquement recalculé pour chaque cas de phase φ_2 (avec $0 \leq \varphi_2 \leq 2\pi$).

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

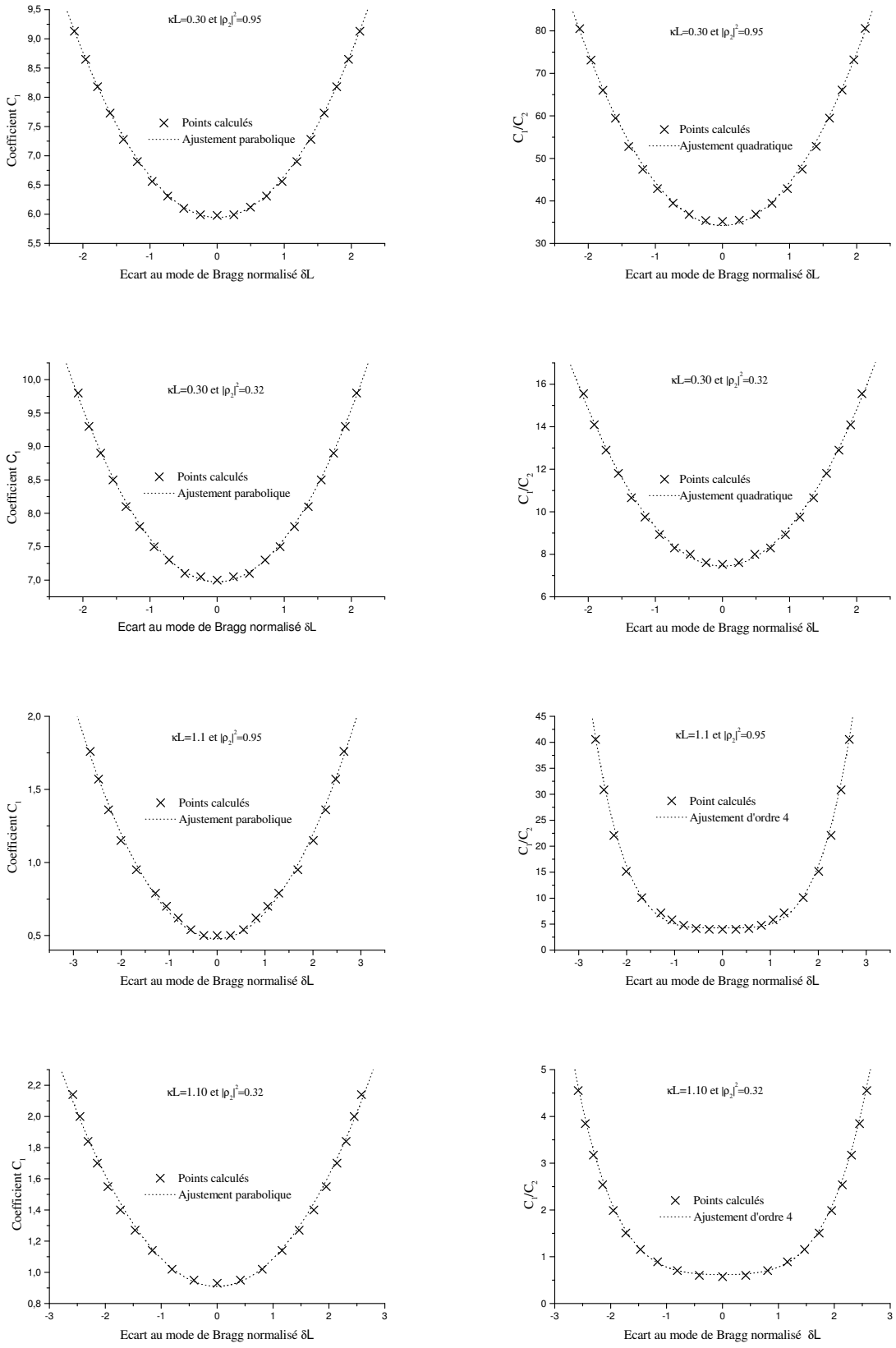

FIG. 3.7 – *Variation du coefficient C_1 et du rapport $\frac{C_1}{C_2}$ avec δL*

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

P	$\frac{\omega_d}{2\pi}$	α_H	A	L	$\widetilde{\rho_1}$	$\widetilde{\rho_2}$	τ_i	φ_2
10 mW	12 GHz	2,2	2,5 GHz/mA$^{1/2}$	350 μm	0,00	0,97	7,5 ps	$[0,2\pi]$

TAB. 3.1 – *Caractéristiques principales du laser DFB.*

La Fig. 3.8 montre les variations du seuil d'effondrement de la cohérence exprimé en décibel en fonction de l'écart au mode de Bragg normalisé. Les paramètres du laser utilisé sont mentionnés dans le Tableau 3.1. Les simulations ont été réalisées pour plusieurs valeurs du coefficient de couplage normalisé : 0,30, 0,50, 0,75 et 1,10. Une croix représente un point de calcul c'est-à-dire un cas de phase φ_2. L'ensemble des points est ajusté à l'aide d'une fonction parabolique (en pointillé). D'une manière générale, les distributions simulées sont

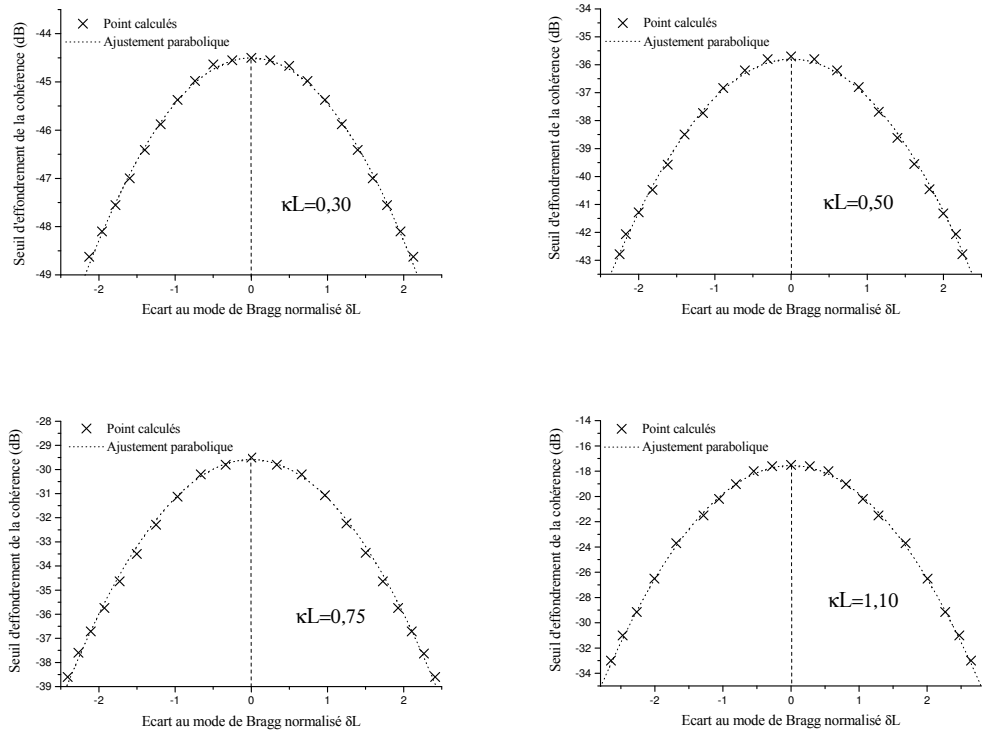

FIG. 3.8 – *Variation du seuil d'effondrement de la cohérence en fonction de δL*

quasi-paraboliques et ont des *maxima* localisés à $\delta L = 0$. Par exemple, lorsque $\kappa L = 0{,}30$, 0,50, 0,75 et 1,10, les *maxima* calculés sont respectivement égaux à -44,5 dB, -36,0 dB, -29,5 dB et -17,0 dB. Physiquement, cet effet montre que la résistivité maximale à la réalimentation optique est obtenue lorsque le composant émet exactement à la longueur d'onde de Bragg. *A contrario*, lorsque la longueur d'onde d'émission augmente ou diminue par rapport à la longueur d'onde de Bragg (i.e lorsque la valeur absolue de δL augmente), le seuil d'effondrement

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

de la cohérence chute de plusieurs décibels augmentant ainsi la sensibilité du laser à la réalimentation optique. Par exemple, lorsque κL = 0,30, 0,50, 0,75 et 1,10, les *minima* calculés sont respectivement égaux à -48,5 dB, -43,0 dB, -38,5 dB et -33,0 dB. Ces résultats numériques montrent enfin que l'utilisation d'un fort coefficient de couplage normalisé permet de translater le seuil de déclenchement du régime d'effondrement de la cohérence vers des valeurs de réalimentation optique plus élevées. En effet, lorsque le coefficient de couplage de l'onde au réseau est élevé, la densité de photons *intra-cavité* devient beaucoup plus importante. La cavité externe est alors défavorisée par rapport à la cavité laser. Physiquement, cet effet est loin d'être négligeable puisqu'il se chiffre par un écart de plus de 25 dB sur le *maximum* du seuil d'effondrement de la cohérence lorsque κL augmente de 0,30 à 1,10. Enfin, le choix et la qualité du matériau utilisé sont également fondamentaux pour pouvoir réaliser des lasers peu sensibles à la réalimentation optique externe. En effet, la relation (3.52) montre que le niveau d'apparition du seuil d'effondrement de la cohérence du laser est fortement dépendant de la valeur prise par le facteur de Henry (dépendance en α_H^2). Par exemple, la Fig. 3.9 montre les variations du seuil d'effondrement de la cohérence en fonction de l'écart au mode de Bragg normalisé pour deux lasers dont les coefficients de couplage normalisés sont respectivement κL = 0,3 (sur la gauche) et κL = 1,1 (sur la droite). Les autres paramètres laser sont identiques à ceux présentés dans le Tab. 3.1. Dans chaque simulation, le facteur de Henry α_H prend respectivement les valeurs 0,0, 1,5, 3,0, 5,0 et 10,0. Il est important de signaler que le seuil d'effondrement de la cohérence du laser est déterminé en utilisant la première relation de Helms *et al.* (cf. Eq. (2.51)) et ce y compris lorsque $\alpha_H < 3$. En effet, cette étude n'a pas pour objectif de déterminer quantitativement les valeurs des taux de retour optique critique mais de mettre en évidence qualitativement l'impact du facteur de Henry sur le seuil de déclenchement du régime d'effondrement de la cohérence. Enfin, notons que, même si de très faibles valeurs de facteur de Henry peuvent être obtenues en utilisant par exemple, des structures à boites quantiques ($\alpha_H < 1$) [17], le cas $\alpha_H = 0$ étudié dans ces simulations reste une hypothèse purement théorique. Comme le montre la Fig. 3.9 et ce quelque soit le cas de figure, une translation de près de 20 dB sur le seuil d'effondrement de la cohérence est prédit entre les valeurs extrêmes attribuées au facteur de Henry. Par exemple, lorsque κL = 1,1, le *maximum* du seuil d'effondrement de la cohérence augmente de -30 dB à -10 dB lorsque α_H diminue de 10,0 à 0,0. Ainsi, un bon degré de résistivité à la réalimentation optique (i.e un seuil d'effondrement de la cohérence élevé) peut être atteint non seulement à partir d'un coefficient de couplage normalisé κL élevé mais aussi à partir du choix d'une structure verticale *ad hoc* (à faible facteur de Henry). Dans le chapitre 4, ces résultats de simulations seront comparés à l'expérience. Plus particulièrement, il sera discuté des conséquences de la dépendance du régime critique avec les effets de phases aux facettes sur la qualité des transmissions optiques à 2,5 GBit/s.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

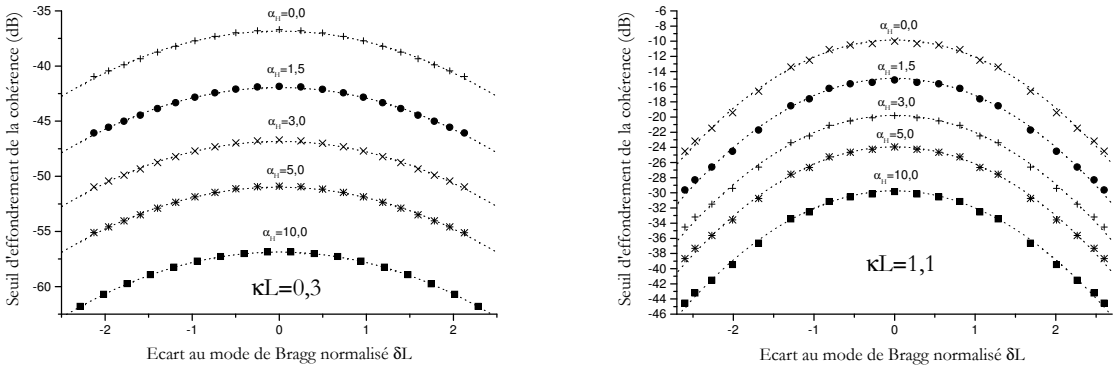

FIG. 3.9 – *Effet du facteur de Henry α_H sur le seuil d'effondrement de la cohérence*

3.4.3 Optimisation du coefficient C_1 et du rapport $\frac{C_1}{C_2}$

En utilisant les résultats précédents, le lecteur comprendra qu'il soit nécessaire de trouver un compromis entre les coefficients C_1 et C_2 et plus particulièrement entre le coefficient C_1 et le rapport des puissances $\frac{P_1}{P_2} = |\frac{C_1}{C_2}|$. En effet, pour les applications industrielles, l'objectif est indubitablement d'obtenir une forte puissance d'émission c'est-à-dire un fort rapport $\frac{P_1}{P_2} = |\frac{C_1}{C_2}|$. De manière parallèle, il a été montré que le seuil d'effondrement de la cohérence du laser est inversement proportionnel au module du coefficient C_1. Ainsi, plus ce coefficient sera faible, plus le seuil du régime critique sera repoussé vers des taux de retour optique élevés. Comment optimiser au mieux la structure laser en considérant simultanément ces deux effets fondamentaux ? Pour résoudre le problème, rappelons tout d'abord la relation donnant la puissance totale d'un laser DFB (cf. Eq. (1.28)) :

$$P = \frac{h\nu}{e}\frac{\alpha}{\alpha+\alpha_i}(I - I_{th}) \tag{3.54}$$

avec h la constante de Planck, ν la fréquence d'émission du laser, e la charge de l'électron, I le courant d'injection, I_{th} le courant de seuil du laser (cf. Eq. (1.17)), α_i les pertes internes et α les pertes DFB exprimées en intensité (cf. Fig. 3.5). La puissance totale peut, de plus, s'écrire comme la somme des puissances relatives aux facettes 1 et 2 soit:

$$P = P_1 + P_2 \tag{3.55}$$

soit en utilisant la relation (3.51),

$$P = P_1(1 + |\frac{C_2}{C_1(\varphi_2)}|) \tag{3.56}$$

avec φ_2 la phase de la facette 2 (i.e facette arrière). Injectons (3.56) dans (3.54), il vient :

$$\frac{h\nu}{e}\frac{\alpha(\varphi_2)}{\alpha(\varphi_2)+\alpha_i}(I - I_{th}) = P_1(1 + |\frac{C_2}{C_1(\varphi_2)}|) \tag{3.57}$$

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

soit,

$$\frac{P_1}{I - I_{th}} = \frac{h\nu}{e} \frac{1}{1 + \varsigma(\varphi_2)} \frac{1}{1 + |\frac{C_2}{C_1(\varphi_2)}|} \tag{3.58}$$

avec $\varsigma(\varphi_2) = \frac{\alpha_i}{\alpha(\varphi_2)}$. Cette équation traduit l'évolution de la puissance de sortie sur la facette 1 en fonction des pertes DFB et du coefficient C_1. Prenons de nouveau pour objet un laser DFB de longueur L dont les réflectivités sur les facettes 1 et 2 sont respectivement $\widetilde{\rho_1} = 0{,}00$ et $\rho_2 = 0{,}97e^{i\varphi_2}$ avec $0 \leq \varphi_2 \leq 2\pi$. La Fig. 3.10 traduit les variations du rapport $\frac{P_1}{I-I_{th}}$

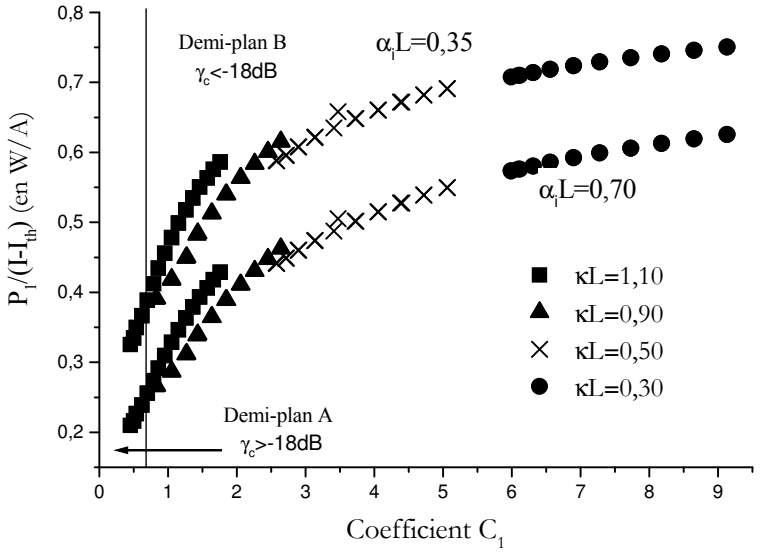

FIG. 3.10 – *Variation du rapport* $\frac{P_1}{I-I_{th}}$ *en fonction de* C_1

(en W/A) avec le coefficient C_1. Les constantes fondamentales utilisées sont respectivement $h = 6{,}626\ 10^{-34}$ J.s^{-1}, $e = 1{,}6\ 10^{-19}$ C, $\nu = 2{,}3\ 10^{14}$ Hz, et L =350 μm. Le coefficient de couplage normalisé du laser est respectivement égal à 0,30, 0,50, 0,90 et 1,10 tandis que les pertes internes normalisées sont fixées à $\alpha_i L = 0{,}35$ ou $\alpha_i L = 0{,}70$. D'une manière générale, une diminution de la puissance en face avant est observée d'une part avec κL et d'autre part avec les pertes internes α_i. Cette perte de puissance s'accompagne d'une diminution du coefficient C_1 c'est-à-dire d'une augmentation *via* l'équation (3.52), du taux de retour optique nécessaire à l'expérimentateur pour basculer le laser dans le régime d'effondrement de la cohérence (i.e laser plus résistant à la réalimentation optique). Ainsi, une contradiction apparaît dès lors que l'on souhaite un fort rapport $\frac{P_1}{I-I_{th}}$ associé à un faible coefficient C_1. De manière à optimiser au mieux la sensibilité du laser à la réalimentation optique, on suppose maintenant que le coefficient en face avant doit rester inférieur à 0,6 soit $C_1 < 0{,}6$. La

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

restriction imposée par ce critère, sur le seuil d'effondrement de la cohérence, se traduit par l'inégalité : $\gamma_c > -18$ dB. Cette valeur concorde avec les normes internationales ITU [18] qui imposent un taux de retour $RL_c = \gamma_c - 2C_{dB} \geq -24$ dB lors des mesures de transmission. Cette condition est ici vérifiée lorsque les pertes de couplage n'excèdent pas 3 dB, ce qui est le cas expérimentalement (cf. Chap. 4). Comme le montre la Fig. 3.10, deux demi-plans peuvent être distingués : le demi-plan A correspondant à $C_1 < 0{,}6$ (i.e $\gamma_c > -18$ dB) et le demi-plan B correspondant à $C_1 > 0{,}6$ (i.e $-\infty < \gamma_c < -18$ dB). Le demi-plan B est éliminé puisqu'il est en-dehors du cadre imposé par les normes internationales. En d'autres termes, dans le demi-plan B, les seuils d'effondrement de la cohérence sont trop faibles pour maintenir une bonne qualité des performances en transmission. En revanche, dans le demi-plan A, le seuil du régime critique est *a priori* compris entre 0 dB $< \gamma_c < -18$ dB. Comme nous le verrons ultérieurement, ce dernier point permet de maintenir le laser à un très bon niveau de performance en accord avec les normes internationales ITU ainsi qu'un bon rapport $\frac{P_1}{I-I_{th}}$. Enfin, la Fig. 3.10 montre que l'utilisation d'un coefficient de couplage élevé permet de décaler le seuil du régime critique dans le demi-plan A. Dans le cas du laser étudié, seul un coefficient de couplage de 1,10 permet d'atteindre cet objectif. Bien évidemment, si une forte résistivité à la réalimentation optique passe par un coefficient de couplage de l'onde au réseau élevé, le prix à payer en contre-partie sera une baisse du rendement externe du laser. Ce dernier aspect sera expérimentalement discuté au chapitre suivant.

3.5 Synthèse du chapitre

Ce chapitre donne une description théorique du fonctionnement d'un laser DFB AR/HR soumis à une contre-réaction optique. Ainsi, en appliquant la théorie introduite par F. Favre à des rubans droits, il a été démontré que les coefficients aux facettes ainsi que le seuil d'effondrement de la cohérence du laser sont fonction des différents cas de phases induits par la réflectivité HR. Ces simulations ont également montré que le seuil d'effondrement de la cohérence peut être translaté vers les forts taux de retour optique à partir d'un laser ayant un fort coefficient de couplage normalisé κL ainsi qu'un faible facteur de Henry α_H. Ainsi, en utilisant des lasers DFB AR/HR, un bon rapport de la puissance avant à la puissance arrière peut être obtenu et ce en conservant un seuil d'effondrement de la cohérence relativement élevé (i.e une forte résistivité à la réalimentation optique). Néanmoins, en raison de la dispersion imposée par les effets de phases aux facettes sur le seuil du régime critique, des comportements en transmission très différents de laser à laser sont à prévoir. A ce titre, dans le chapitre suivant, on se propose d'étudier et de quantifier l'impact de la réalimentation optique sur les transmissions pour des composants de type AR/HR. Nous verrons pourquoi d'un point de vue industriel, un tri des composants est indispensable et comment la résolution

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

d'un tel problème peut être envisagée. Enfin, il sera montré que les variations du seuil d'effondrement de la cohérence avec l'écart au mode de Bragg peuvent se retrouver qualitativement et quantitativement par l'expérience.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Bibliographie

[1] H. Kogelnik and C.V. Shank, "Stimulated emission in a periodic structure", *Applied Physics Letters*, Vol. 18(**4**), pp. 152-154, 1971.

[2] H. Kogelnik and C.V Schank, "Coupled-wave theory of distributed feedback lasers", *Journal of Applied Physics*, Vol. 43(**5**), pp. 2327-2335, 1972.

[3] J.P. Perez, "Optique géométrique et ondulatoire", Ed. *Masson*, 1994.

[4] D. R. Scifres *et al.*, "Distributed-feedback single heterojunction GaAs diode laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 25(**4**), pp. 203-206, 1974.

[5] L. S. Posadas *et al.*, "Spectral behavior of 1.5μm BIG-DBR-DSM lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-23(**6**), pp. 796-803, 1987.

[6] H. A. Haus and C. V Shank, "Antisymmetric taper of distributed feedback lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-12(**9**), pp. 532-559, 1976.

[7] G. B. Arfken and H. J. Weber, "Mathematical methods for physicists", Fourth Edition, Academic Press, 1995.

[8] F. Favre, "Simple analysis of external optical feedback in DFB semiconductor lasers", *Electronics Letters*, Vol. 22(**5**), pp. 275-276, 1986.

[9] F. Favre, "Theoretical analysis of external optical feedback on DFB semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-23(**1**), pp. 81-88, 1987.

[10] F. Favre, "Sensitivity to external optical feedback for gain-coupled DFB semiconductor lasers", *Electronics Letters*, Vol. 27(**5**), pp. 433-434, 1991.

[11] T. Hirono, T. Kurosaki and M. Fukada, "A novel analytical expression of sensitivity to external optical feedback for DFB semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 28(**12**), pp. 2674-2677, 1992.

[12] O. Nilsson and J. Buus, "Linewidth and feedback sensitivity of semiconductor diode lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26(**12**), pp. 2039-2042, 1990.

[13] J.L. Beylat and J. Jacquet, "Analysis of DFB semiconductor lasers with external optical feedback", *Electronics Letters*, Vol. 24(**9**), pp. 509-510, 1988.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

[14] J.L. Beylat, G. Balland and J. Jacquet, "External optical feedback on DFB semiconductor lasers : theoritical analysis and experimental results", *ECOC*, pp. 392-395, Brighton, 1988.

[15] F. Grillot *et al.*, "Coherence collapse threshold of 1.3μm semiconductor DFB lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15(**1**), pp. 9-11, 2003.

[16] R. S. Tucker and I. P. Kaminow, "High frequecy characteristics of directly modulated InGaAsP ridge waveguide and buried heterostructure lasers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. LT-2(**4**), pp. 385-393, 1984.

[17] D. Bimberg *et al.*, "InGaAs-GaAs quantum-dot lasers", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 3(**2**), pp. 196-205, 1997.

[18] International Telecommunication Union G.957, "Transmissions systems and media, digital systems and networks", 1999.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Chapitre 4

Etude expérimentale des lasers DFB AR/HR

≪ Juger, c'est de toute évidence ne pas comprendre puisque, si l'on comprenait, on ne pourrait pas juger ≫.
André Malraux, Ecrivain et homme politique français.
Extrait de *Les voix du silence*

4.1 Introduction

Il a été montré au chapitre précédent que le seuil d'effondrement de la cohérence d'un laser dont une des réflectivités n'est pas traitée anti-reflet, est fonction des cas de phases aux facettes. Dans ce chapitre, on se propose d'étudier et de quantifier l'impact de cette propriété physique sur les transmissions à 2,5 GBit/s. Dans un premier paragraphe, les définitions fondamentales (sensibilité, pénalité, diagramme de l'oeil,...) nécessaires à la compréhension des mesures dynamiques seront introduites. Puis, un résumé des différents travaux théoriques publiés à ce jour et liés à l'étude de la transmission en présence de rétroaction optique sera proposé. Enfin, après avoir décrit le montage expérimental, le principe des mesures en présence de rétroaction optique ainsi que les structures semi-conductrices utilisées, la dépendance du seuil d'effondrement de la cohérence avec les phases aux facettes sera démontrée expérimentalement et comparée aux résultats de simulations du chapitre précédent. A ce titre, une discussion qualitative décrivant la sensibilité générale à la réalimentation optique externe des différentes structures AR/HR sera également effectuée. De plus, la variation expérimentale du rendement externe avec le seuil d'effondrement de la cohérence sera analysée et comparée aux résultats de simulations introduits au §. 3.4.3. Plus particulièrement, nous verrons que la valeur du rendement externe d'un laser est une donnée capitale permettant de quantifier la

sensibilité à la réalimentation optique des lasers DFB. Dans une deuxième partie, les effets physiques induits sur la diode par la réflexion externe seront étudiés en détail et reliés aux dégradations des performances en transmission. De manière à faciliter la compréhension, cette réflexion sera menée à bien en utilisant des lasers droits AR/HR émettant à 1,3 μm. En accord avec les normes internationales ITU [1], les transmissions à 2,5 GBit/s seront étudiées à 25°C et 85°C en utilisant une dispersion chromatique sur fibre de 300 ps/nm (soit une distance de propagation de 30 km à 40 km). Ainsi, l'impact du seuil d'effondrement de la cohérence dans le mécanisme de dégradation de la pénalité en transmission sera analysé et discuté. Les effets des phases aux facettes, du coefficient de couplage du laser, de la longueur de la cavité externe, de la phase de l'onde retour ainsi que de la réalimentation optique *incohérente* sur la transmission seront également étudiés. Finalement, les résultats expérimentaux obtenus sur différents types de lasers AR/HR seront comparés par rapport à l'état de l'art actuel. Les limitations engendrées par ces structures seront enfin discutées et des axes d'amélioration proposés. Bien que la mise en place d'un tri soit une nécessité sur ce type de composant, il sera montré que la réalisation de source sans isolateur optique et répondant aux exigences des systèmes de transmission (normes ITU) est aujourd'hui une réalité. Aussi, il sera démontré qu'une forte résistivité à la réalimentation optique s'accompagne systématiquement d'une baisse du rendement externe du laser.

4.2 Les mesures de taux d'erreurs binaires

Pour préparer les applications industrielles, les mesures de transmission sont très importantes puisqu'elles permettent de valider le comportement dynamique du laser. Typiquement, une transmission signifie que l'on cherche à envoyer de l'information binaire entre deux points distincts. Pour réaliser cette opération, il faut optimiser une grandeur appelée taux d'erreurs. Ainsi, le taux d'erreurs binaires (TEB) ou taux d'erreurs est défini par :

$$TEB = \frac{Nombre\ d'erreurs}{Nombre\ de\ bits\ émis} \tag{4.1}$$

Une erreur consiste à détecter un 1 alors qu'un 0 avait été envoyé ou le contraire. En conséquence, le taux d'erreurs binaires (TEB) qui doit être le plus faible possible, caractérise le système de transmission. La connaissance de ce dernier permet de déterminer les courbes de taux d'erreurs définies par TEB $= f(< P >)$ où $< P >$ est la puissance optique moyenne arrivant sur le récepteur. Le montage et le protocole expérimental utilisés pour réaliser ces mesures de transmission seront décrits au paragraphe suivant. Sur la Fig. 4.1, une famille de courbes de taux d'erreurs typiques est représentée. Plus particulièrement, des droites sont obtenues lorsque la quantité $-\log\log(\text{TEB})$ (en ordonnée) est reportée en fonction de $< P >$ (en abscisse). Ainsi, la droite en pointillé est la courbe de taux d'erreurs obtenue sans propagation

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

(*back-to-back* i.e *dos-à-dos*) tandis que la droite en trait plein est obtenue après propagation c'est-à-dire en incluant la dispersion chromatique de la fibre. Typiquement, lorsque $< P >$ est très faible, le signal n'est pas détectable car noyé dans le bruit du récepteur engendrant un taux d'erreurs élevé. En revanche, dès que $< P >$ augmente, le signal sort du bruit du récepteur et le taux d'erreurs diminue. Parfois, il arrive que les courbes de taux d'erreurs ne soient pas linéaires : un tel effet peut être attribué à du bruit parasite (non-gaussien) ou à un taux d'erreurs *plancher*. Ce dernier cas est obtenu lorsque des erreurs sont détectées alors que le niveau de signal reste au-dessus du bruit du récepteur. On ne pourra donc pas des-

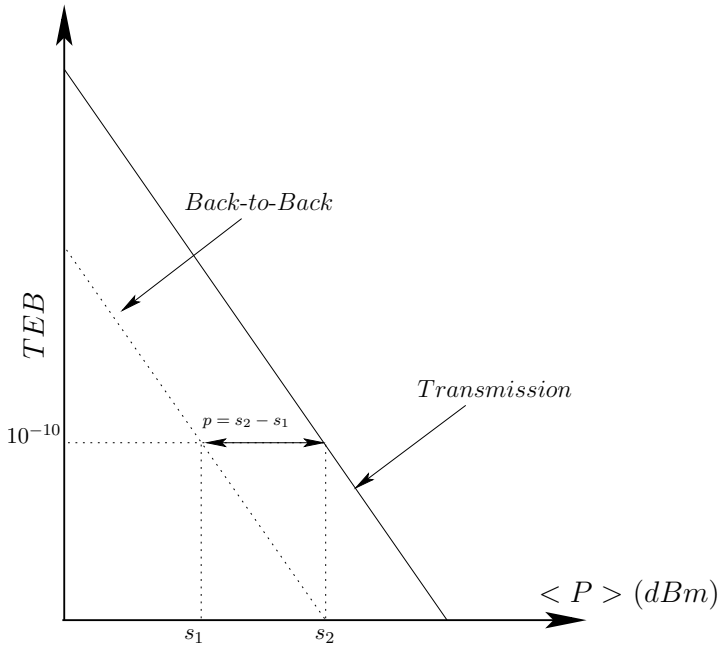

FIG. 4.1 – *Représentation de courbes de taux d'erreurs TEB = f(<P>) typiques respectivement en back-to-back (trait pointillé) et après transmission (trait plein)*

cendre en-dessous de ce taux d'erreurs appelé *plancher* et ce quelque soit la valeur de $< P >$. Dans ces conditions, aucune transmission ne peut être réalisée si le *plancher* est supérieur au taux d'erreurs autorisé. De la Fig. 4.1, deux types de grandeurs permettant de caractériser la qualité de la transmission se dégagent :

- a) la sensibilité correspondant à la puissance $< P >$ nécessaire pour obtenir un taux d'erreurs donné. En général, celle-ci est définie dans le cas d'un débit de 2,5 GBit/s ou 10 GBit/s pour un taux d'erreurs de 10^{-10}. La sensibilité prend en compte à la fois le bruit du récepteur et les effets de propagation. Elle s'exprime habituellement en dBm et se détermine comme le montre la Fig. 4.1 en *back-to-back* (sensibilité s_1) et après transmission (sensibilité s_2).

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

- *b*) de manière à s'affranchir du bruit du récepteur, la pénalité en transmission est très couramment utilisée. Celle-ci est définie commme le rapport de la sensibilité en transmission à la sensibilité en *back-to-back* c'est-à-dire :

$$p = \frac{s_2}{s_1} \tag{4.2}$$

soit en unité décibel,

$$p_{dB} = 10\log(s_2) - 10\log(s_1) \tag{4.3}$$

La pénalité exprime la quantité de puissance nécessaire à rajouter pour compenser les pertes du signal induites par le système. Cette grandeur sera régulièrement utilisée dans la suite de cette dissertation afin de caractériser les transmissions optiques. Ainsi, plus faible sera la valeur de la pénalité, meilleure sera la qualité de la transmission. Pour plus de renseignements théoriques, le lecteur est invité à consulter la littérature et plus particulièrement la référence [2].

4.3 Transmission et réalimentation optique

4.3.1 Généralités

Peu d'analyses théoriques décrivant les effets de la réalimentation optique sur les caractéristiques de la transmission (sensibilité, pénalité,...) sont disponibles dans la littérature. *A contrario*, de nombreuses études expérimentales visant principalement à démontrer des performances dynamiques en présence de réalimentation optique et ce sur plusieurs sortes de lasers ont été publiées. Pour information, ces résultats expérimentaux seront présentés au cours de ce chapitre puis comparés avec nos propres mesures. Les toutes premières études théoriques décrivant le comportement de la transmission en présence d'une réflexion externe (par exemple celle générée par un connecteur optique) ont été rapportées par Schikada *et al* [3][4]. Ils montrent que le bruit généré par la réalimentation optique augmente de façon significative la valeur de la pénalité en transmission et que, pour un débit optique donné, celle-ci peut prendre de faibles valeurs lorsque le bruit d'intensité ne dépasse pas une certaine limite. Un tel objectif peut ainsi être réalisé en utilisant un isolateur optique ayant un taux d'isolation adéquat. L'analyse théorique la plus complète et expliquant quantitativement le mécanisme de dégradation de la transmission en présence d'une réflexion est celle développée par Clarke [5]. En utilisant des diodes lasers DFB et les équations d'évolutions (2.15), (2.16) et (2.23) en présence des bruits aléatoires de *Langevin*, Clarke montre qu'à partir d'un certain niveau de retour optique, le bruit d'intensité est largement dominé par le comportement *chaotique* du laser. Aussi, il montre que la modulation d'intensité engendre des effets importants sur le comportement *chaotique* à la sortie du laser. Par exemple, si l'on raisonne

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

sur un bit, la sensibilité à l'émergence du *chaos* sera plus importante lorsque le bit renvoyé dans le laser est différent du bit émis. De ce fait, les performances en transmission des diodes lasers ont été évaluées numériquement pour des débits optiques allant de 0,5 GBit/s à 5 GBit/s. Enfin, Clarke montre qu'une nette dégradation de la pénalité apparaît systématiquement lorsque le laser dépasse le seuil d'effondrement de la cohérence. Nous reviendrons plus précisément sur ce dernier point dans la suite de la discussion. L'évaluation des performances dynamiques d'un laser sous réalimentation optique est donc fondamentale pour les applications industrielles. Ainsi, la connaissance du seuil d'effondrement de la cohérence apparaît comme une donnée capitale permettant de prédire le comportement ultérieur de la pénalité en transmission. Aussi, dans la suite de la discussion, nous montrerons que l'ensemble de nos résultats expérimentaux confirment les conclusions théoriques avancées par Clarke.

4.3.2 Description du montage expérimental

Le montage expérimental utilisé pour les mesures de transmission à 2,5 Gbit/s est représenté schématiquement sur la Fig. 4.2. Le laser est monté sur une embase HF dont la résistance de 25 Ω permet de minimiser les réflexions électriques au niveau du composant. Le composant est ensuite modulé par l'intermédiaire d'une pointe hyper-fréquence. Le signal modulant est obtenu à partir d'un générateur de séquences pseudo-aléatoires PRBS (i.e *Pattern Random Bit Sequence*) et envoyé sur l'alimentation du *té de polarisation* qui protège le générateur d'impulsion. La modulation du laser est réalisée à partir d'un signal composé de séquences pseudo-aléatoires (*pattern*) dont la longueur du mot est $2^n - 1$ (avec $7 \leq n \leq 23$) à une fréquence f donnée. Dans le cadre de la thèse, l'étude expérimentale est réalisée en posant $n = 23$ (la longueur du mot est donc $2^{23} - 1$) et $f = 2{,}5$ GHz (modulation en STM16). Bien évidemment, ces conditions expérimentales sont choisies afin d'être en accord avec les normes ITU. Afin de compter les erreurs du signal pseudo-aléatoire, le signal optique modulé est ensuite envoyé sur un récepteur STM16, soit directement (mesure en *back-to-back*), soit après propagation dans une fibre de transmission. Pour les applications à 1,3 μm, une fibre à dispersion décalée est utilisée puisque la dispersion chromatique est nulle à cette longueur d'onde (pour une fibre standard du type G. 652). Comme il l'a été indiqué en introduction, la dispersion chromatique de la fibre est de 300 ps/nm, correspondant ainsi à une distance de propagation de 30 km à 40 km. Enfin, de manière à favoriser un bon couplage optique et à éviter les réflexions proches (< 10 μm), une fibre lentillée de type FME (i.e *Fiber Mode Enlarged*) et traitée anti-reflet à son extrémité est utilisée. Il est important de préciser que toutes les mesures de taux d'erreurs sont réalisées dans une cage de Faraday dans le but de s'affranchir des perturbations d'origine électromagnétique induites par les appareils de mesure. La réalimentation optique externe est générée dans le système de transmission en insérant une boucle supplémentaire au montage de base. Comme le montre la Fig. 4.2, cette

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

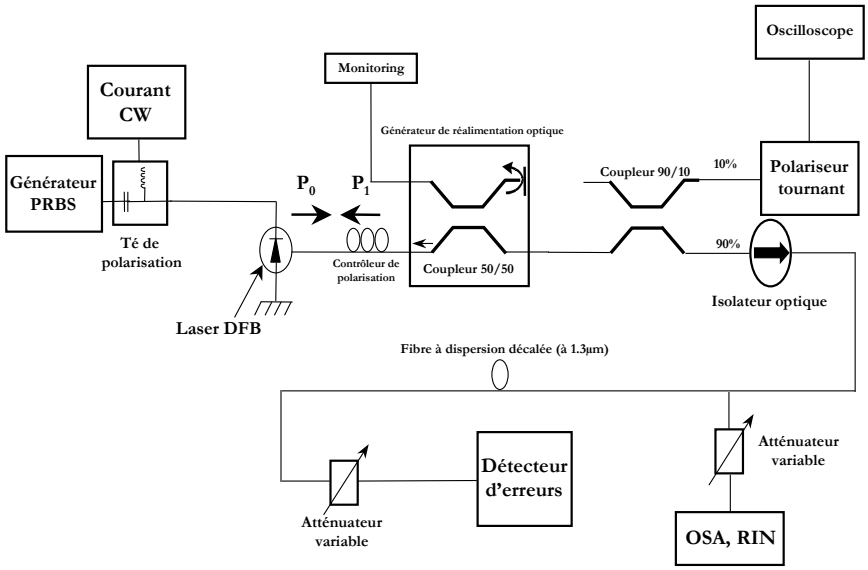

FIG. 4.2 – *Schéma du montage expérimental utilisé pour les mesures de transmission sous réalimentation optique*

boucle comprend les éléments suivants :

- *a*) un générateur de réalimentation optique constitué d'un coupleur 50/50 et dont l'un des bras est constitué d'un miroir mobile. Le déplacement du miroir permet de contrôler la quantité de réalimentation optique renvoyée dans le laser.

- *b*) un contrôleur de polarisation (ou boucles de Lefèvre) disposé entre la diode laser et le générateur de rétroaction optique. Le contrôleur de polarisation est constitué de deux boucles quart d'onde (situées aux extrémités) et d'une boucle demi-onde (située au centre du dispositif) [6].

- *c*) un analyseur de polarisation (polariseur tournant) permettant de décrire l'ellipse de polarisation de l'onde en sortie du coupleur. Cette dernière est alors représentée par une sinusoïde dont les *maxima* et les *minima* sont proportionnels au grand axe et petit axe de l'ellipse.

- *d*) un oscilloscope sur lequel est visualisée la sinusoïde correspondant à un état de polarisation donné.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

- e) un analyseur de spectre optique (ASO) ou de bruit d'intensité (RIN) permettant d'identifier les principaux régimes de fonctionnement du laser en présence de réalimentation optique.

L'analyse de la transmission en présence de réalimentation optique nécessite un contrôle rigoureux de la polarisation de l'onde retour et ce pendant toute la durée de l'expérience. En effet, afin de pouvoir étudier les différents effets induits par la rétroaction optique, il est nécessaire que la polarisation de l'onde retour (i.e de l'onde réinjectée dans la cavité laser) soit celle du mode émis (i.e Transverse Electrique (T.E))[7]. Si la polarisation de l'onde retour est Transverse Magnétique (T.M), les effets de la rétroaction optique se trouvent considérablement atténués et l'étude ne présente plus d'intérêt. La méthode de réglage de la polarisation de l'onde retour développée au cours de la thèse s'appuie sur la recherche d'un zéro (absolu) [8]. En effet, il est plus facile de minimiser les effets de la rétroaction optique sur le laser (TM) puis de basculer en mode TE, que de chercher directement à les maximiser. Ainsi, dans un premier temps, on visualise le mode principal du laser DFB sans réalimentation optique avec l'analyseur de spectre optique (ASO). Puis, on enregistre la trace de ce spectre pour une valeur P de puissance fixée. On règle ensuite le taux de rétroaction optique de façon à pouvoir en observer les effets sur le spectre du laser. Ensuite, l'onde retour est polarisée en mode TM en utilisant les boucles de Lefèvre et plus particulièrement la quart d'onde afin de superposer les deux spectres avec et sans réalimentation optique. Les différentes sensibilités des lasers à la rétroaction optique ainsi que les incertitudes expérimentales font que la superposition peut être difficile à obtenir dans certains cas. Ainsi, une légère variation ε, qui doit être minimisée, peut apparaître entre les deux spectres. La polarisation TM est obtenue lorsque qu'il y a superposition des deux spectres. Cette première étape étant terminée, l'onde réinjectée dans la cavité en présence de rétroaction optique est polarisée Transverse Magnétique. Afin d'obtenir la polarisation TE de l'onde retour, il suffit d'effectuer une rotation de 45° de la polarisation de l'onde émise à l'aide des boucles de Lefèvre grâce à la boucle demi-onde. En raison d'un aller-retour dans les boucles de Lefèvre, cette opération se traduit par une rotation totale de $2\times45°$ de l'onde retour. La rotation de 45° recherchée est obtenue lorsque la sinusoïde (visualisée à l'oscilloscope après le polariseur tournant) est déphasée de 90°, la hauteur des *marima* et des *minima* restant inchangée. Un décalage sur l'oscilloscope ($\pm$ 10 % de la période) de la sinusoïde autour du réglage *optimum* n'engendre pas de variations de plus de 1 dB sur la mesure du seuil d'effondrement de la cohérence du laser ainsi que sur les oscillations de relaxation (observées à l'analyseur de bruit (RIN)). Avec cette méthode, la sensibilité du réglage des boucles de Lefèvre s'avère nettement supérieure à celle basée sur la recherche d'un *maximum* du bruit d'intensité du laser qui peut converger vers des *marima* secondaires. Pour conclure, précisons également qu'un isolateur optique est placé après le générateur de réalimentation optique de façon à s'affranchir des réflexions parasites prove-

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

nant du système de transmission. Enfin, une longueur de cavité externe L_e (distance entre la facette d'émission du laser et le miroir mobile) mesurée optiquement à 13 m est utilisée dans cette expérience. Ceci correspond à un temps d'aller-retour τ dans la cavité externe (avec $\tau = \frac{2L_e}{c}$ et c la célérité de la lumière dans le vide) de 90 ns. Cette valeur, inférieure au temps de cohérence du laser (cf. Chap. 2), permet dans un premier temps de se concentrer sur les effets d'une réalimentation optique cohérente.

4.4 Structures des lasers

Les lasers étudiés dans ce chapitre émettent, soit à la longueur d'onde de 1,3 μm (applications métropolitaines courtes distances i.e *short-haul*), soit à la longueur d'onde de 1,55 μm (applications longues distances i.e *long-haul*)). De manière à favoriser un fort rendement externe, les facettes avant et arrière des composants sont respectivement traitées anti-reflets (AR) et hautement réfléchissantes (HR). Dans ces conditions, les lasers DFB sont alors appelés *lasers AR/HR*. Sur la Fig. 4.3, les différents types de structures utilisées dans le cadre de cette thèse sont représentés schématiquement. D'une manière générale, deux types de lasers

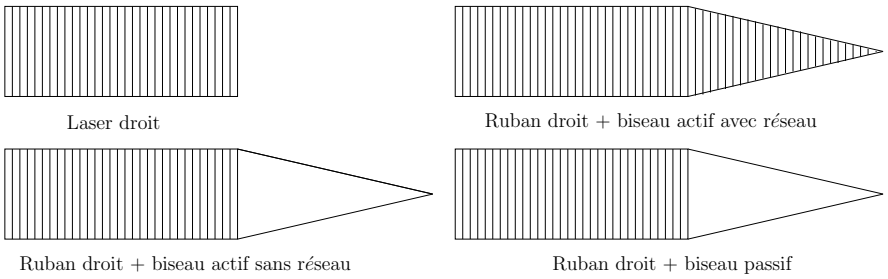

FIG. 4.3 – *Représentation schématique des différents types de structures étudiées - la présence du réseau de diffraction est symbolisé par les traits verticaux*

ont été envisagés :
- *a*) les lasers DFB AR/HR droits (i.e la largeur du ruban est constante),
- *b*) les lasers DFB AR/HR constitués d'un ruban droit prolongé par une section en biseau (i.e *taper*). Cette décroissance *adiabatique* de la largeur du ruban le long de l'axe du biseau permet une réduction du confinement optique et se traduit expérimentalement par une meilleure divergence et donc par de faibles pertes de couplage laser-fibre. De façon à diversifier les structures, plusieurs sous-cas ont été étudiés tels que celui d'un biseau actif avec un réseau de diffraction, celui d'un biseau actif sans réseau de diffraction et celui d'un biseau purement passif (pas de milieu de gain).

La structure élémentaire utilisée est à ruban enterré (BRS) et a déjà été introduite au chapitre

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

1. Pour exemple, la Fig. 4.4 montre une vision en trois dimensions de deux structures lasers réalisées : l'une correspond au cas d'un laser droit (à gauche) et l'autre au cas d'un laser droit prolongé par une section en biseau (à droite). La couche active à 1,3 μm est réalisée à partir de neuf puits quantiques en InAsP contraints en compression et séparés par des barrières en InGaAsP contraintes en tension. Les barrières jouent un rôle purement électronique puisqu'elles assurent la quantification des niveaux d'énergies dans les puits. Le confinement optique est, quant à lui obtenu à partir des SCH ou *Semiconductor Confinement Heterostructure* réalisées en matériau quaternaire d'épaisseur 70 nm à 1,3 μm. Dans la suite de la discussion, les SCH seront symbolisées par l'acronyme Q1,x où Q désigne le matériau quaternaire et 1,x la longueur d'onde du gap entre la bande de conduction et la bande de valence. Concernant les structures lasers émettant à 1,55 μm, six puits quantiques en InGaAsP et des SCH de type Q1,17 d'épaisseur 60 nm sont utilisés. Le réseau de diffraction est quant à lui, réalisé

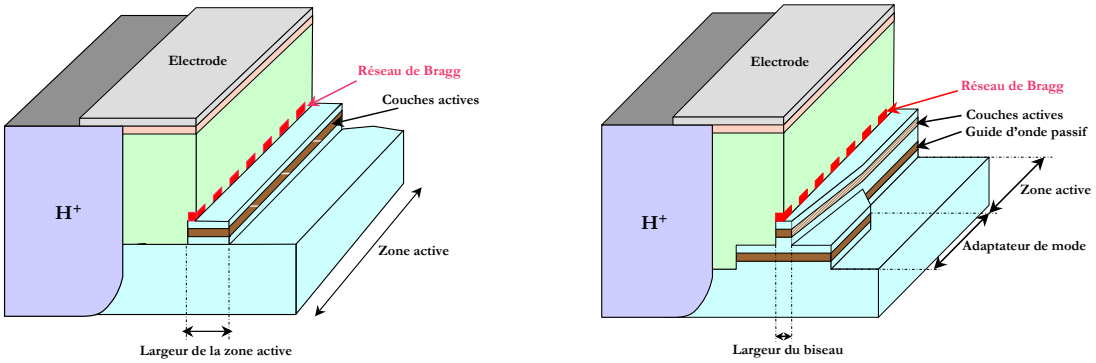

FIG. 4.4 – *Représentation schématique de structure à ruban enterré (BRS) : laser AR/HR droit (à gauche) et laser AR/HR avec biseau (à droite)*

à partir de techniques holographiques puis gravé dans la couche passive localisée au-dessus des SCH. La région active est ensuite gravée après une reprise de croissance sur réseau. La structure semi-conductrice est enterrée en utilisant des techniques d'épitaxie par jets moléculaires telles que la MBE (i.e *Molecular Beam Epitary*) ou la MOVPE (i.e *Metal Organic Vapor Phase Epitary*). Dans le cas d'une structure à ruban enterré, c'est la MOVPE qui est couramment utilisée. Enfin, une implantation protonique H^+ est appliquée afin de limiter les fuites latérales dans le ruban. Pour des renseignements complémentaires, le lecteur est invité à consulter la littérature, abondante à ce sujet, et en particulier la référence [9]. L'ensemble des caractéristiques élémentaires des structures étudiées dans ce chapitre est rassemblé dans le Tableau. 4.1 avec de la gauche vers la droite la référence de la famille considérée, le coefficient de couplage κ en cm^{-1}, le nombre de puits quantiques (QWs) et le matériau correspondant, la nature de la SCH, le facteur de Henry α_H mesuré à 25°C, la longueur d'onde de Bragg λ_B

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

en nm, la divergence mesurée $\theta_{\parallel} \times \theta_{\perp}$ (en degré, à 25°C et pour une puissance de 6 mW), la caractéristique du ruban et la nature (droit (d) et/ou biseau (b)) de celui-ci. Notons que le principe de détermination expérimentale du facteur de Henry sera expliqué au chapitre 5. Comme on peut le constater dans le Tab. 4.1, l'utilisation d'une section en biseau se traduit

Famille	κ (cm^{-1})	QWs	Matériau	SCH	α_H	λ_B (nm)	$\theta_{\parallel} \times \theta_{\perp}$	Biseau	Nat.
A	40	9	InAsP	Q1,1	2,2	1309,0	28°×29°	actif	d
B	10	9	InAsP	Q1,1	2,4	1304,0	14°×16°	actif	d | b
C	35	9	InAsP	Q1,1	2,2	1308,0	21°×24°	actif	d | b
D	30	9	InAsP	Q1,1	2,8	1303,2	11°×8°	passif	b
E	23	6	InGaAsP	Q1,17	3,0	1546,0	14°×16°	actif	b

TAB. 4.1 – *Caractéristiques principales des lasers DFB étudiés*

expérimentalement par une faible divergence et *in fine* par un meilleur couplage laser-fibre. A ce titre, le couplage dans la fibre est de l'ordre de 9 dB pour un laser droit et de 6 dB pour une structure avec biseau. Néanmoins, ces valeurs peuvent atteindre respectivement 3 dB et 1,5 dB si une fibre lentillée est utilisée pour le couplage (ce qui est notre cas expérimentalement). Dans la suite de la discussion, ces différents composants seront utilisés de manière à comprendre le mécanisme de dégradation de la pénalité en transmission en présence de réalimentation optique externe ainsi qu'à confirmer expérimentalement les résultats annoncés dans l'étude numérique.

4.5 Effet des phases aux facettes et seuil d'effondrement de la cohérence

Au cours de l'étude numérique, il a été montré que le seuil d'effondrement de la cohérence d'un laser est fonction des cas de phases aux facettes (cf. Fig. 3.8). Dans ce paragraphe, on se propose de vérifier, expérimentalement, la validité de ces prédictions théoriques. Aussi, cette étude sera réalisée en utilisant plusieurs types de lasers issus des familles décrites dans le Tab. 4.1. Les seuils d'effondrement de la cohérence sont mesurés à 10 mW au moyen d'un analyseur de spectre optique (ASO) dont la résolution est de 10 pm. Le seuil du régime critique est évalué à partir de l'observation spectrale et plus particulièrement lorsqu'une drastique augmentation de la largeur de raie du laser est observée à l'ASO. Sur la Fig. 4.5, les seuils d'effondrement de la cohérence mesurés, à 25°C et 85°C, sur une série de dix lasers droits AR/HR (ayant des cas de phases aux facettes différents) sont reportés. Le coefficient de couplage normalisé est $\kappa L = 1{,}1$ (famille C). Les pertes de couplage laser-fibre sont fixées à 3 dB pendant toute la durée de l'expérience. Chaque point est une mesure correspondant à un laser ayant un

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

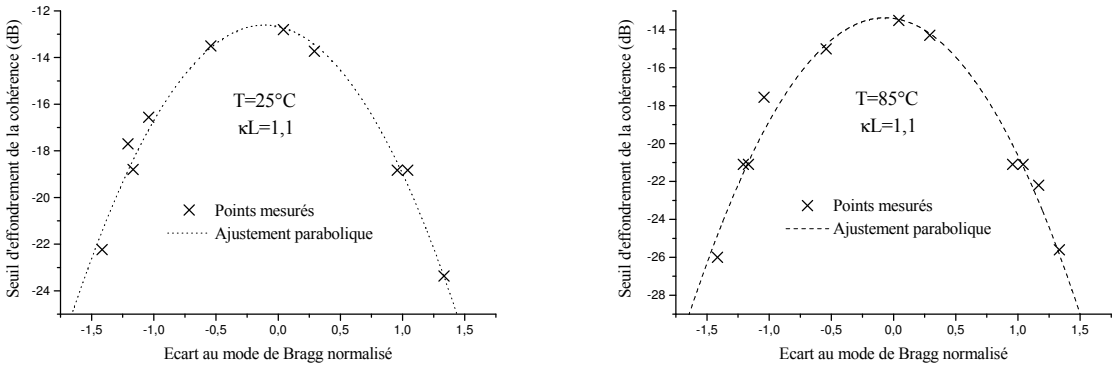

FIG. 4.5 – *Variations expérimentales des seuils d'effondrement de la cohérence sur des lasers droits à 25°C et à 85°C (famille C)*

cas de phase donné. Un ajustement parabolique entre ces différents points est ensuite réalisé. En comparant la Fig. 3.8 avec la Fig. 4.5, il est aisé de constater qu'un excellent accord avec les prédictions théoriques est obtenu. Expérimentalement, les distributions sont bien quasi-paraboliques et les *maxima* des seuils d'effondrement de la cohérence sont localisés à $\delta L = 0$, c'est-à-dire lorsque que le laser émet exactement à la longueur de Bragg. De même, le seuil d'effondrement de la cohérence diminue avec la valeur absolue de l'écart au mode de Bragg. A titre d'illustration, des valeurs comparatives entre les seuils mesurés et calculés sont reportées dans le Tableau 4.2. Un très bon accord entre les valeurs calculées et mesurées est

$\delta L = -1{,}4$	$\delta L = 0{,}0$	$\delta L = +1{,}0$
$\Gamma_{c,th} \approx$ -23,0 dB	$\Gamma_{c,th} \approx$ -17,0 dB	$\Gamma_{c,th} \approx$ -20,0 dB
$\Gamma_{c,exp} \approx$ -22,5 dB	$\Gamma_{c,exp} \approx$ -13,7 dB	$\Gamma_{c,exp} \approx$ -19,0 dB

TAB. 4.2 – *Comparaisons théorie/expérience entre les seuils d'effondrement de la cohérence*

obtenu. En effet, l'écart relatif par rapport au seuil d'effondrement de la cohérence calculé oscille de 4% à 5% lorsque l'écart au mode de Bragg est non nul. Seule la valeur du *maximum* mesurée diffère légèrement de celle simulée puisque, dans ce cas, l'écart est de l'ordre de 3,5 dB. En effet, dans ces conditions, le laser est plus résistant à la réalimentation optique et les transitions entre les différents régimes de fonctionnement (cf. Chap. 2) deviennent *in fine* plus difficiles à déterminer d'un point de vue expérimental. En conséquence, une erreur plus importante est à prendre en compte lors de la détermination du seuil (typiquement $\pm$ 2 dB pour $\delta L = 0$ contre $\pm$ 1 dB dans le reste des cas). Par ailleurs, la Fig. 4.5 montre que le seuil d'effondrement de la cohérence est sensible à la température puisque qu'une décroissance

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

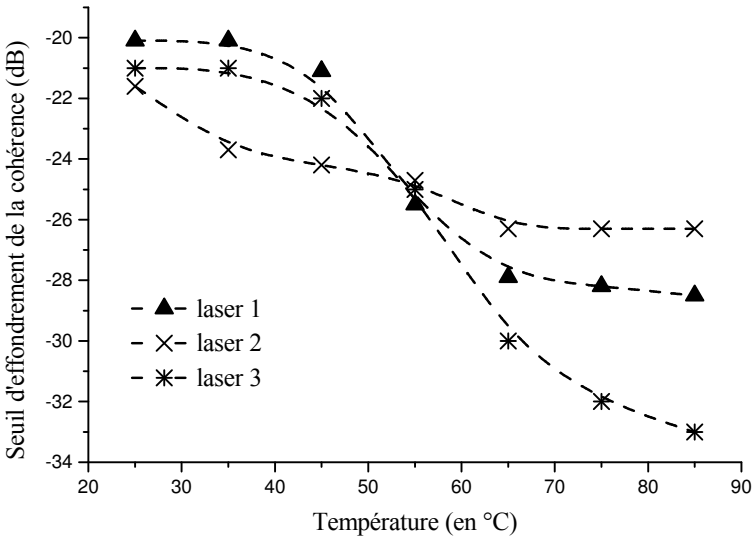

FIG. 4.6 – *Variation expérimentale du seuil d'effondrement de la cohérence avec la température*

d'environ 5 dB est mesurée lorsque la température augmente de 25°C à 85°C. A ce titre, les exigences imposées par les applications système obligent à regarder la dépendance de ce régime avec la température. Sur la Fig. 4.6, la variation du seuil d'effondrement de la cohérence avec la température est reportée pour quelques lasers issus des familles C et D. Une décroissance reproductible en palier est observée de laser à laser. Bien qu'aucune explication quantitative sur cet effet ne puisse être avancée aujourd'hui, la dépendance avec la température reste intrinsèquement liée à la variation de paramètres clefs tels que le facteur de Henry ou la fréquence de relaxation. L'écart mesuré sur ces structures peut atteindre une fourchette de 5 dB à 10 dB lors d'une rampe de température comprise entre 25°C et 85°C. Comme il le sera montré dans les paragraphes suivants, ces variations de température ont des conséquences sur les mesures de transmissions (notamment sur la dégradation de la pénalité). La Fig. 4.7 montre maintenant les variations du seuil d'effondrement de la cohérence avec l'écart au mode de Bragg normalisé mais cette fois-ci pour des lasers droits DFB prolongés par une section en biseau et émettant respectivement à 1,3 μm (biseau actif avec réseau, famille C, cf. Fig. 4.7(a)) et à 1,55 μm (biseau actif sans réseau, famille E, cf. Fig. 4.7(b)). Sachant que les demandes WDM (i.e *Wavelength Division Multiplexing*) imposent de fixer la température, les mesures sont réalisées soit à 25°C soit à 85°C suivant la longueur d'onde étudiée. Bien que la longueur des lasers soit identique, il est important de préciser que le coefficient de couplage normalisé κL ne peut pas être calculé rigoureusement sur ce type de structure

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

puisque $\kappa = \kappa(z)$ décroît le long de l'axe optique z. Ainsi, il est aisé de constater que la présence du biseau n'affecte pas les effets observés précédemment. En effet, les variations des seuils d'effondrement de la cohérence sont paraboliques avec un *maximum* localisé proche du mode de Bragg et ce quelque soit la longueur d'onde étudiée. Néanmoins, une forte dissymétrie existe entre les valeurs mesurées suivant le type de biseau. Pour exemple, lorsque le biseau contient un réseau, le *maximum* mesuré est de l'ordre de -15 dB tandis qu'il est de -34 dB en l'absence de réseau. En d'autres termes, la sensibilité à la réalimentation optique est plus importante dans le dernier cas puisque le biseau actif sans réseau joue le rôle d'un amplificateur optique. De la même manière, la Fig. 4.8 montre les seuils d'effondrement de la

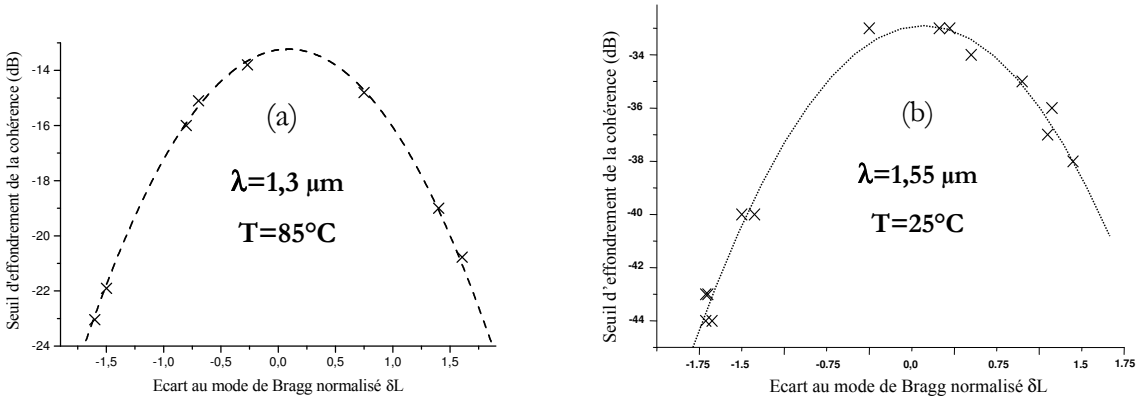

FIG. 4.7 – *Variation expérimentale du seuil d'effondrement de la cohérence sur des lasers avec biseau actif avec réseau de diffraction (a) et sans réseau de diffraction (b)*

cohérence mesurés à 10 mW et 25°C sur des lasers de la famille E ayant soit un biseau actif avec réseau soit un biseau actif sans réseau. Ainsi, un écart moyen de 10 dB entre les seuils d'effondrement de la cohérence est de nouveau obtenu suivant que le biseau actif possède ou non un réseau de diffraction. Par exemple, la valeur maximale du seuil mesurée sur ces structures est de -35 dB pour un laser sans réseau et atteint -20 dB pour le même laser avec un réseau. Pour conclure, ces résultats expérimentaux sont en parfait accord avec les prédictions théoriques. Une dépendance des seuils d'effondrement de la cohérence existe avec les différents cas de phases aux facettes. Cette dispersion est intrinsèque à tout laser de type AR/HR. De plus, comme il l'a été montré dans ce paragraphe, cette propriété est indépendante du type de laser et de la longueur d'onde. Par ailleurs, même si cette dépendance avec l'écart au mode de Bragg normalisé existe toujours, des variations entre les seuils d'effondrement de la cohérence apparaissent suivant le type de laser. C'est pourquoi, d'un point de vue qualitatif, des différences en terme de sensibilité à la réalimentation optique externe sont à prévoir suivant que l'on travaille avec des lasers droits, des lasers avec biseaux actifs avec réseau, des

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

lasers avec biseaux actifs sans réseau ou bien encore des lasers avec biseaux passifs. Ainsi,

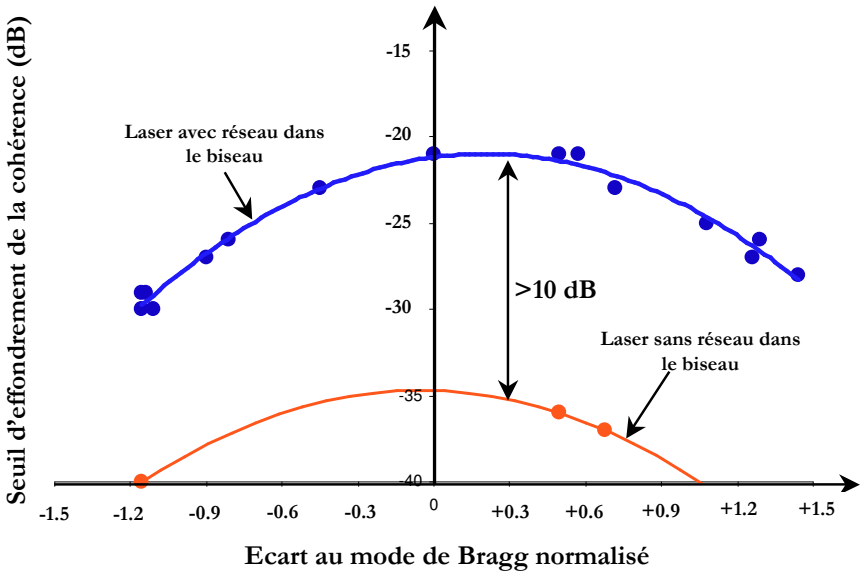

FIG. 4.8 – *Impact du réseau de diffraction dans le biseau sur le seuil d'effondrement de la cohérence*

si le biseau est actif sans réseau, alors celui-ci est équivalent à un *amplificateur optique*. L'onde réinjectée dans la cavité laser sera alors fortement amplifiée : c'est le cas extrême où la sensibilité à la réflexion externe est maximale. En revanche, lorsque le biseau est actif avec un réseau, le phénomène de rétroaction distribuée assuré par le réseau joue pleinement son rôle rendant ainsi le laser moins sensible à la réalimentation optique externe. Dans la suite de cette thèse, les lasers ne comportant pas de réseau de diffraction dans le biseau actif ne seront plus étudiés en raison de leur sensibilité trop importante à la réalimentation optique (cf. Fig. 4.7(b) et Fig. 4.8). De plus, ceux-ci ne permettent pas, en raison de leur faible seuil d'effondrement de la cohérence, d'atteindre des performances dynamiques en accord avec les normes ITU. Le dernier cas de figure à envisager est maintenant celui d'un laser composé d'un biseau passif (i.e pas de milieu de gain). Dans ces conditions, il est aisé de comprendre qu'aucune modification du seuil d'effondrement de la cohérence n'est à prévoir. Le biseau joue simplement le rôle d'un guide optique (i.e adaptateur de mode) propageant l'onde retour vers la section active.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

4.6 Rendement externe et seuil d'effondrement de la cohérence

Comme il l'a été démontré, le seuil d'effondrement de la cohérence d'un laser s'impose donc naturellement comme un critère de quantification de la sensibilité des lasers à la réalimentation optique. En effet, la connaissance du seuil d'effondrement de la cohérence est un point de repère important lors des mesures dynamiques (transmission). La réalisation d'un module sans optique de couplage et sans isolateur n'est envisageable que sur des structures lasers dont le seuil d'effondrement de la cohérence est élevé. Ainsi, pour atteindre un tel objectif, il a été mentionné dans ce chapitre que le travail de la structure verticale doit rester un objectif prioritaire pour renforcer la résistivité du laser à la réalimentation optique du laser. Un faible facteur de Henry combiné à des structures à fort coefficient de couplage normalisé (forte densité de photon intra-cavité) restent des valeurs sûres amenant à des composants fortement résistants à la réalimentation optique.
A cette fin, peut-on réaliser un laser strictement insensible à la réalimentation optique? Un tel composant peut en effet être obtenu si les facettes avant et arrière du laser sont traitées HR = 100%. Dans ces conditions, aucun photon ne sort de la cavité optique conduisant à un rendement externe nul (cf. Chap. 1). Théoriquement, le coefficient C_k à la facette k est alors nul et le seuil d'effondrement de la cohérence est infini (cf. Chap. 3). Concernant tous les autres cas de figure, la sensibilité du laser à la réalimentation optique conduit à un compromis entre le rendement externe et le seuil d'effondrement de la cohérence. En effet, au chapitre 3, il a été montré que le coefficient C_1 de la facette soumise à la réflexion est fonction du rendement externe $P_1/(I - I_{th})$ (cf. Fig. 3.10) où P_1 est la puissance d'émission sur la facette avant, I le courant d'injection et I_{th} le courant de seuil au-delà duquel se produit le processus laser. Lorsque le rendement externe décroît, le coefficient C_1 diminue et la résistivité à la réalimentation optique augmente puisque le seuil d'effondrement de la cohérence est plus élevé (cf. Fig. 3.10). Les applications télécom nécessitent des lasers ayant un bon rendement externe (typiquement $\eta_1 > 0{,}15$ W/A à 85°C) associé à une bonne résistivité à la réalimentation optique (fort seuil d'effondrement de la cohérence). Sur la Fig. 4.9, les variations expérimentales des seuils d'effondrement de la cohérence sont reportées en fonction du rendement externe pour l'ensemble des lasers étudiés et émettant respectivement à 1,3 μm (familles A, B, C et D du Tab. 4.1). Il est important de préciser que, sur la Fig. 4.9, le *return loss* critique (cf. Eq. 2.4), ne prenant pas en compte les pertes de couplage laser-fibre, est porté en ordonnée. Dans tous les cas, une signature nette se dégage de ces courbes montrant qu'un fort rendement externe conduit systématiquement à un faible seuil d'effondrement de la cohérence (i.e à un fort coefficient C_1). Ces résultats expérimentaux confirment et sont en adéquation avec les analyses théoriques avancées au chapitre 3. En effet, en utilisant les résultats de la Fig. 3.10

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

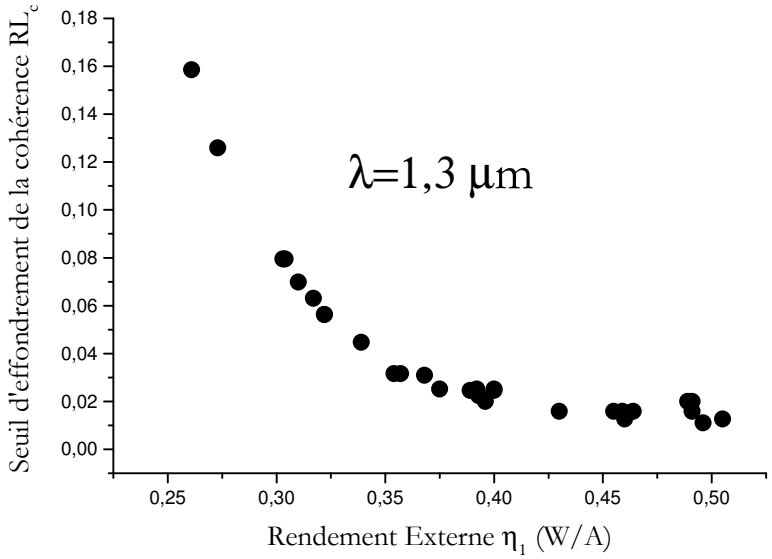

FIG. 4.9 – *Evolution expérimentale du seuil d'effondrement de la cohérence avec le rendement externe sur tous les lasers étudiés (famille A, B, C et D) et émettant à 1,3 µm*

ainsi que l'équation (2.51) (permettant le calcul du seuil d'effondrement de la cohérence γ_c) et en supposant des pertes de couplage typique de 3 dB, le *return loss* critique peut être porté en fonction du rendement externe. Cette courbe théorique est présentée sur la Fig. 4.10 et est calculée pour deux valeurs distinctes des pertes internes : $\alpha_i L = 0{,}35$ et $\alpha_i L = 0{,}70$. Pour mémoire, on rappelle également que cet ensemble de points est obtenu en faisant varier le coefficient de couplage normalisé κL du laser respectivement selon les valeurs 0,30, 0,50, 0,90 et 1,10. Qualitativement et quantitativement, un bon accord avec les résultats expérimentaux présentés sur la Fig. 4.9 est obtenu. En effet, comme il l'a été montré précédemment, la décroissance du *return loss* critique avec le rendement externe du laser est bien retrouvée. Plus particulièrement, lorsque $\kappa L = 1{,}10$, le *return loss* critique *maximum* (correspondant au plus faible rendement externe) mesuré est de 0,160 (i.e -8 dB) contre 0,120 (i.e -9 dB) calculé. Pour conclure, l'optimisation de la sensibilité des lasers à la réalimentation optique se paye systématiquement au prix d'un rendement externe plus faible. Dans ce chapitre, il a été montré que les lasers issus de la famille A permettent de minimiser ce compromis et d'associer un bon rendement externe avec une forte résistivité à la réalimentation optique. En effet, grâce au coefficient de couplage normalisé élevé ($\kappa L = 1{,}1$) et au faible facteur de Henry ($\alpha_H = 2{,}2$), il est aisé de voir sur la Fig. 3.10 qu'il est possible d'obtenir un faible coefficient C_1 associé à un rendement externe théorique correct. Expérimentalement, des ren-

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

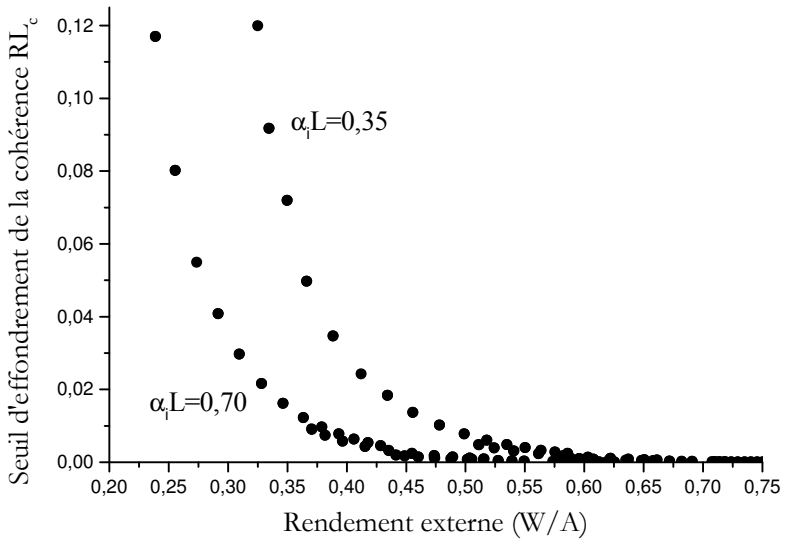

FIG. 4.10 – *Evolution théorique du seuil d'effondrement de la cohérence avec le rendement externe pour différentes valeurs des pertes normalisées* $\alpha_i L = 0{,}35$ *et* $\alpha_i L = 0{,}70$

dements externes de 0,16 W/A à 85°C ont été obtenus couplés à des seuils d'effondrement de la cohérence de l'ordre de -20 dB [13]. Ces deux valeurs fondamentales nous ont permis de montrer qu'il était possible de réaliser des lasers fonctionnant sans seuil d'effondrement de la cohérence et rentrant dans le cadre des normes ITU de transmission (RL = -24 dB) y compris en présence de rétroaction optique externe.

4.7 Analyse des résultats de transmission

Après avoir rappelé la condition de mesure imposée sur la puissance d'émission du laser, une analyse qualitative des transmissions à 2,5 GBit/s en présence de réalimentation optique externe est proposée dans ce paragraphe. Afin de faciliter la compréhension des différents phénomènes observés, des lasers droits AR/HR issus des familles A, B ou C sont, dans un premier temps, utilisés. Les effets induits par la réalimentation optique sur la transmission sont étudiés en détail. Plus particulièrement, le mécanisme de dégradation de la transmission sera qualitativement discuté et relié au seuil d'effondrement de la cohérence du laser. A ce titre, une comparaison avec les résultats théoriques obtenus par Clarke sera effectuée. Dans un deuxième temps, l'impact du coefficient de couplage normalisé puis des paramètres liés à la cavité externe (phase de l'onde retour, faible longueur de cavité externe, réalimentation

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

optique *incohérente*) sur les transmissions sera pris en compte. Ainsi, il sera montré qu'à partir des structures développées, de bonnes performances dynamiques ont été obtenues à 25°C et 85°C associées à un bon rendement externe du laser. Enfin, il sera montré que d'excellents résultats peuvent également être obtenus sur des lasers DFB AR/HR comportant une section en biseau (favorisant un bon couplage laser-fibre). A cette fin, l'ensemble des résultats expérimentaux sera comparé à l'état de l'art actuel. Outre les bonnes performances obtenues associées à la possibilité de réaliser un module optique sans isolateur, nous montrerons que l'utilisation de laser DFB AR/HR impose une sélection rigoureuse des composants et que de nouvelles structures lasers doivent être envisagées.

4.7.1 Condition sur la puissance d'émission

Dans cette étude, les mesures de transmission présentées ont toutes été réalisées en fixant la puissance d'émission du laser à 10 mW pour une température de 25°C afin d'être en accord avec les demandes des applications télécom. Par ailleurs, la Fig. 4.11 montre les variations du seuil d'effondrement de la cohérence avec la puissance d'émission d'un laser DFB droit AR/HR (famille A) émettant à la longueur d'onde de 1,3 μm. La température est fixée à 25°C pendant toute la durée de l'expérience. Chaque croix représente un point de mesure expérimental. Une courbe a ensuite été rajoutée afin de mettre en évidence le phénomène observé. Comme on peut le constater, le seuil d'effondrement de la cohérence augmente avec la puissance injectée. Bien que ceci ait déjà été mentionné au chapitre 3, §. 3.4.2, il est important de noter que l'augmentation du seuil d'effondrement de la cohérence est maximale pour des puissances d'émission comprises entre 0 mW et 10 mW. Par exemple, dans cet intervalle de puissance, une variation $\Delta\gamma_c$ de 9 dB est reportée. Par ailleurs, au-delà de 10 mW, l'augmentation du seuil du régime critique reste certes présente mais plus faible et accompagnée par un effet de saturation aux fortes puissances. Par exemple, la variation $\Delta\gamma_c$ n'excède pas 5 dB lorsque la puissance est comprise entre 10 mW et 25 mW. Pour conclure, la gamme de puissance idéale pour l'étude de la transmission en présence de réalimentation optique est celle pour laquelle le régime d'effondrement de la cohérence est localisé à des taux de retour optique relativement élevés. Ainsi, dans la suite de la discussion, une puissance de 10 mW apparaît donc comme un bon compromis pour les mesures de transmissions. Bien évidemment, même si les seuils d'effondrement de la cohérence mesurés sont encore plus élevés à très forte puissance, on ne travaillera pas à ces niveaux d'injection ($P > 10$ mW) en raison des effets thermiques, des fuites latérales dans le ruban, de l'augmentation du *chirp* adiabatique et de la limitation du courant de polarisation.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

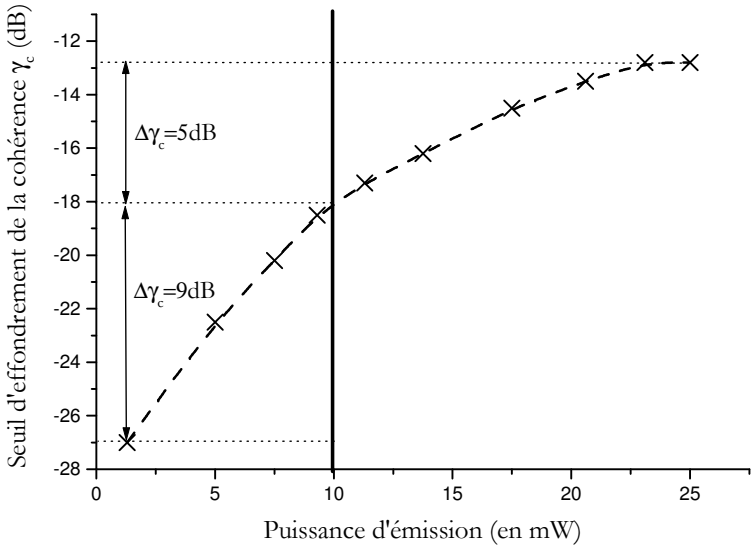

FIG. 4.11 – *Variation du seuil d'effondrement de la cohérence versus la puissance d'émission du laser*

4.7.2 Pénalité et seuil d'effondrement de la cohérence

Dans ce paragraphe, on se propose de montrer que le mécanisme de dégradation de la pénalité en transmission est lié au seuil du régime d'effondrement de la cohérence du laser. Les contributions respectives des bruits de phase et d'intensité seront également évaluées. Le lecteur pourra retrouver l'ensemble de la discussion à travers la référence [10]. Considérons quatre lasers droits issus de la famille B dont les caractéristiques fondamentales sont $\kappa L =$ 0,1 (coefficient de couplage normalisé) et $\alpha_H = 2{,}4$ (facteur de Henry). Le taux de retour optique RL (défini au chapitre 2) dans la fibre varie entre -50 dB et -8 dB. Les mesures de transmissions sont réalisées en fixant le taux d'extinction (ER) à 5 % pour une puissance d'injection de 10 mW. On rappelle que le taux d'extinction quantifie l'ouverture du diagramme de l'oeil (rapport du niveau bas au niveau haut) obtenu en superposant l'ensemble des bits reçus c'est-à-dire l'ensemble des 1 et des 0. Par exemple, la Fig. 4.12 montre le diagramme de l'oeil (sans rétroaction optique) enregistré pendant l'expérience et correspondant à un taux d'extinction de 5 %. Ainsi, plus le diagramme de l'oeil est ouvert, moins le taux d'erreurs sera important. Signalons enfin que cette étude est conduite dans un premier temps à température ambiante c'est-à-dire à 25°C. Sur la Fig. 4.13(a), la variation du taux d'erreurs binaires en fonction de la puissance arrivant sur le récepteur STM16 est reportée en *back-to-back* pour un des composants étudiés. Ces mesures réalisées en direct (i.e pas de transmission) traduisent

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

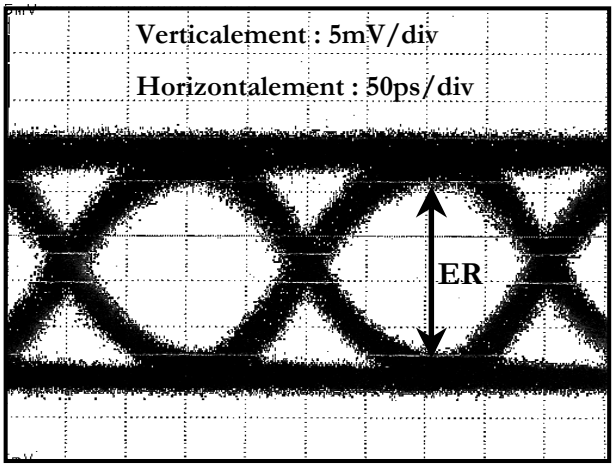

FIG. 4.12 – *Diagramme de l'oeil expérimental correspondant à un taux d'extinction ER = 5%*

l'effet propre du bruit d'intensité sur la pénalité. Comme le montre la Fig. 4.13(a), une augmentation graduelle de la pénalité avec le taux de retour optique est observée. Par exemple, celle-ci atteint la valeur de $\simeq$ 1,0 dB à 10^{-10} pour un taux de retour optique de RL = -8 dB. Sur la Fig. 4.13(b), les mêmes courbes sont reportées mais cette fois-ci en transmission c'est-à-dire en incluant les effets de la dispersion chromatique. Comme il l'a été mentionné en introduction, la dispersion chromatique de la fibre utilisée est de 300 ps/nm, correspondant ainsi à une distance de propagation de l'ordre de 40 km. En conséquence, il est aisé de constater que l'effet de la dispersion chromatique provoque une augmentation de la pénalité plus importante qu'en *back-to-back* et proche de $\simeq$ 1,5 dB à 10^{-10} pour le taux de retour optique *maximum* (RL = -8 dB). Le passage en transmission induit donc une pénalité additionnelle dont la valeur est de l'ordre de 1,5 dB - 1,0 dB = $\simeq$ 0,5 dB. Sur la Fig. 4.14, la variation de la pénalité (toujours mesurée à 10^{-10}) entre la transmission obtenue pour un taux de retour optique donné et le *back-to-back* sans réalimentation optique est reportée. Chaque cercle noir représente un point de mesure de la pénalité à un taux de retour optique donné. Une courbe reliant les différents points de mesure est ensuite tracée et ce pour chaque laser afin de permettre au lecteur de visualiser plus facilement le phénomène physique observé. Par ailleurs, de manière à augmenter la clarté de la discussion, les spectres des lasers enregistrés dans les différents régimes de fonctionnement (plus spécialement les régimes **I**, **II** et **IV**, cf. Chap. 2) ont été insérés. La zone rectangulaire colorée en gris clair représente le lieu des seuils d'effondrement de la cohérence mesurés sur les lasers droits AR/HR de la famille B. Comme le montre la Fig. 4.14, lorsque le taux de retour optique reste inférieur à -30 dB, la pénalité n'est pas du tout affectée par la réalimentation optique. L'impact de la réflexion externe reste faible puisqu'il y a superposition des spectres avec et sans réalimentation optique.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

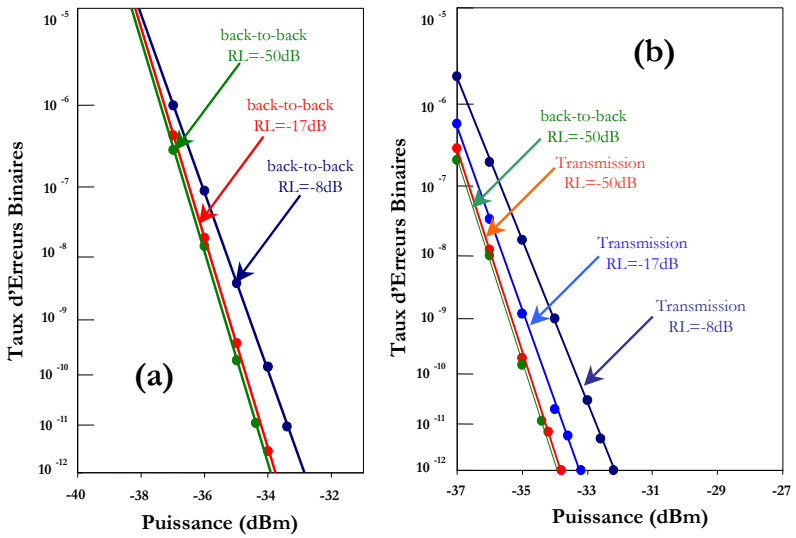

FIG. 4.13 – *Courbes de taux d'erreurs binaires obtenues sur des lasers droits AR/HR (famille B) en présence de réalimentation optique (-50 dB < RL < -8 dB) à 2,5 GBit/s (P = 10 mW, ER = 5% et T = 25°C)*

Entre -30 dB et -20 dB de retour optique, les caractéristiques spectrales sont légèrement perturbées. Ainsi, deux phénomènes simultanés apparaissent : un léger élargissement spectral couplé à des oscillations périodiques. La période des oscillations est de l'ordre de 8 GHz et permet d'attribuer ce phénomène aux oscillations de relaxation du laser. Dans ce régime de fonctionnement, des instabilités temporelles commencent à apparaître provoquant ainsi une légère variation de la pénalité en transmission. Néanmoins, comme on peut le constater, l'augmentation de la pénalité reste relativement faible ($<$ 0,2 dB). Enfin, lorsque le laser pénètre dans le régime IV de fonctionnement c'est-à-dire dans et à partir du régime d'effondrement de la cohérence, une augmentation brutale de la pénalité est mise en évidence. Une telle variation de la pénalité conduit dans de nombreux cas à un phénomène de plancher en transmission c'est-à-dire à un taux d'erreurs constant quelque soit la puissance. En raison des fortes instabilités temporelles et de l'augmentation importante de la largeur de raie générée dans ce régime de fonctionnement, la dégradation de la pénalité est attribuée en partie aux bruits d'intensité et de phase. Cette représentation donnant la variation de la pénalité avec le taux de retour optique montre donc que la connaissance du seuil de déclenchement du régime d'effondrement de la cohérence est un élément capital pour l'optimisation des transmissions optiques. C'est une donnée fondamentale qui permet de prédire le comportement du laser en présence de réalimentation optique externe. Il est important de signaler que la détérioration de la pénalité mesurée, plus ou moins importante selon les lasers, confirme les

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

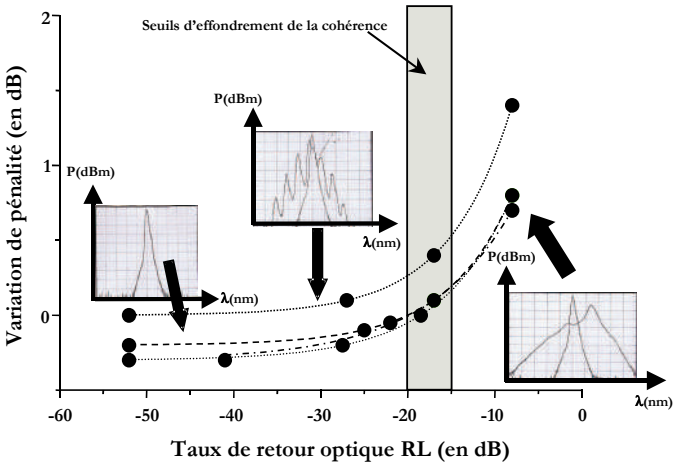

FIG. 4.14 – *Variation de la pénalité versus le taux de retour optique -50 dB < RL < -8 dB (P = 10 mW, ER = 5 % et T = 25°C) sur les lasers droits AR/HR issus de la famille B ($\kappa L = 0{,}35$ et $\alpha_H = 2{,}4$)*

prédictions théoriques annoncées par Clarke [5]. En effet, ce dernier prédit une augmentation de la pénalité en transmission à partir du seuil d'effondrement de la cohérence du laser et ce en considérant des débits optiques de 0,5 GBit/s, 1 GBit/s et 2,5 GBit/s. Par ailleurs, Clarke prédit aussi que l'augmentation de la pénalité est principalement induite par du bruit d'intensité. Cette dernière conclusion théorique peut-elle se vérifier expérimentalement?
En séparant les contributions respectives des bruits de phase et d'intensité, l'origine de la dégradation de la pénalité peut être analysée et comprise. Cette étude est menée à bien en prenant pour objet le laser exhibant la plus forte augmentation de pénalité (cf. Fig. 4.14). Ainsi, sur la Fig. 4.15(a), la variation de la pénalité à 10^{-10} en *back-to-back* est reportée. Plus précisément, cette variation correspond à la différence de pénalité entre le *back-to-back* sans réalimentation optique et le *back-to-back* pour un taux de retour optique donné. Dans ces conditions de mesures, les effets propres du bruit d'intensité sont observés et peuvent être quantifiés. De manière parallèle au comportement décrit sur la Fig. 4.14, la pénalité augmente au-dessus du seuil d'effondrement de la cohérence du laser (représenté sur la Fig. 4.15(a) par une droite verticale noire) et ce jusqu'à + 0,9 dB. Sur la Fig. 4.15(b), la variation de la pénalité à 10^{-10} correspondant à la différence, pour un taux de retour optique donné, de pénalité entre le *back-to-back* et la transmission est maintenant reportée. Ainsi, les effets du bruit de phase et du *chirp* peuvent être mis clairement en évidence. Rappelons que le *chirp*, qui correspond aux modulations de fréquence couplées aux variations d'amplitude, constitue un obstacle considérable pour les mesures de transmission [11]. Lors de la propagation, le

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

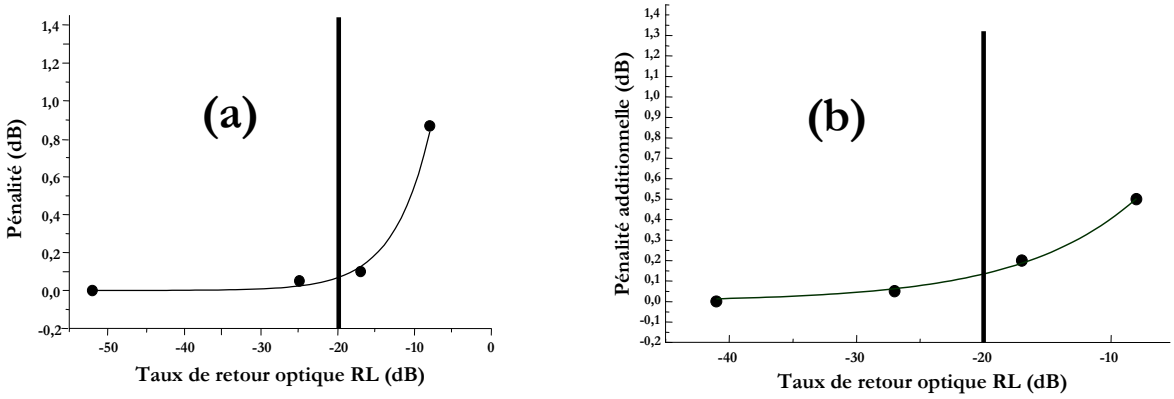

FIG. 4.15 – *Origine de la dégradation de la pénalité en transmission : influences respectives des bruits de phase et d'intensité*

bruit de phase et le *chirp* sont convertis ensuite en bruit d'intensité dans la fibre. Bien qu'une augmentation de la pénalité soit de nouveau observée au-dessus du seuil d'effondrement de la cohérence du laser (de nouveau représenté sur la Fig. 4.15(b) par une droite verticale noire), la Fig. 4.15(b) met en exergue une pénalité additionnelle dont la valeur maximale n'excède pas ~0,5 dB pour le taux de retour optique *maximum*. Cette décomposition simple de la Fig. 4.14 permet de comprendre et de montrer que la dégradation de la pénalité en présence de réalimentation optique externe est principalement attribuée au bruit d'intensité (mesuré en *back-to-back*) et non au bruit de phase. Les conclusions théoriques avancées par Clarke sont bien confirmées par l'expérience. Pour conclure, sur la Fig. 4.16, les diagrammes de l'oeil (correspondant au laser dont les transmissions sont représentées sur la Fig. 4.13) enregistrés à différents niveaux de retour optique sont reportés ((a) RL = -50 dB, (b) RL = -25 dB, (c) RL = -15 dB et (d) RL = -8 dB). Comme on peut le constater, la forme générale de l'oeil ne change pas. En revanche, lorsque le taux de retour optique augmente, le bruit d'intensité provoque un élargissement du diagramme de l'oeil. Expérimentalement, cette variation se traduit directement par une augmentation de la pénalité en transmission. Lorsque l'élargissement devient trop important, des points apparaissent au centre de l'oeil conduisant alors systématiquement à un *plancher* en transmission.

4.7.3 Effet du coefficient de couplage du laser

On se propose maintenant de discuter de l'impact du coefficient de couplage de l'onde au réseau κL sur les transmissions en présence de réalimentation optique et plus particulièrement sur le mécanisme de dégradation de la pénalité. Dans ce paragraphe, la discussion reprend

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

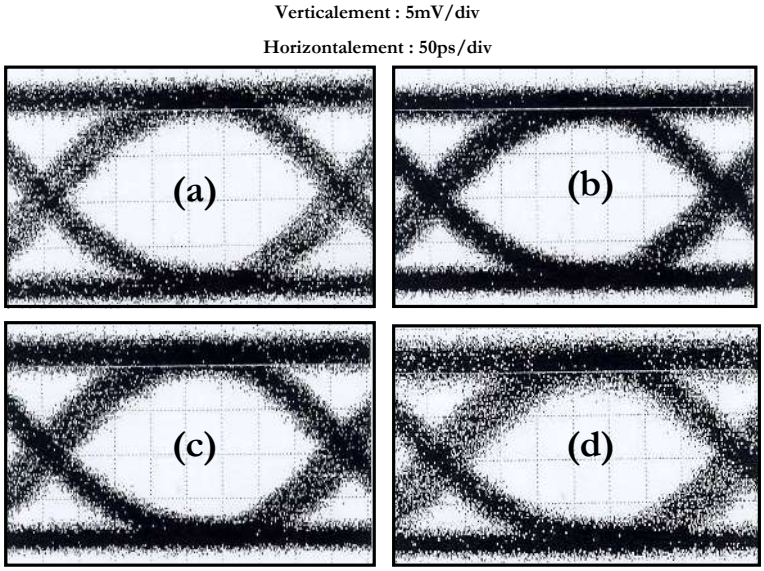

FIG. 4.16 – *Evolution du diagramme de l'oeil en fonction du taux de retour optique : (a) RL = -50 dB ; (b) RL = -25 dB ; (c) RL = -15 dB et (d)RL = -8 dB*

les résultats de la référence [12]. Sur la Fig. 4.17(a), les variations de pénalité mesurées à 10^{-10} en *back-to-back* en fonction du taux de retour optique sont reportées pour deux lasers droits DFB AR/HR dont les coefficients de couplage normalisés sont respectivement $\kappa_1 L =$ 0,3 (famille B) et $\kappa_2 L = 1{,}4$ (famille A). Cette étude est réalisée à partir de deux lasers ayant le même cas de phase aux facettes (i.e cas de phase constant) soit un écart au mode de Bragg normalisé δL proche de $\pm 0{,}1$. Les mesures sont effectuées en *back-to-back* afin que les effets liés à la dispersion chromatique de la fibre ne soient pas pris en compte. Sur la Fig. 4.17(a), les effets du bruit d'intensité sur la pénalité apparaissent de nouveau clairement. Les courbes verticales tracées en gras correspondent au seuil d'effondrement de la cohérence (mesuré à 10 mW) de chacun des lasers étudiés. Il est aisé de constater qu'une translation de $\pm$5dB du seuil d'effondrement de la cohérence est mesurée lorsque le coefficient de couplage normalisé du laser augmente de $\kappa_1 L = 0{,}3$ (seuil d'effondrement de la cohérence $RL_c =$ -20 dB) à $\kappa_2 L =$ 1,4 (seuil d'effondrement de la cohérence $RL_c =$ -15 dB). Ainsi, en augmentant le coefficient de couplage normalisé, la réalimentation optique interne, propre au laser, est favorisée au détriment de la réalimentation optique externe. La densité de photons intra-cavité devenant plus importante, il est *in fine* nécessaire de réinjecter plus de lumière pour basculer le laser dans le régime d'effondrement de la cohérence. Cette constatation d'ordre expérimental a déjà été annoncée précédemment par les résultats de simulation (cf. Fig. 3.8). De plus, bien qu'une augmentation importante de la pénalité soit de nouveau observée au-delà du seuil d'effondrement de la cohérence, son seuil de dégradation est repoussé vers des taux de retour

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

optique plus élevés dans le cas du laser ayant le plus fort coefficient de couplage de l'onde au réseau. Aussi, pour le taux de retour optique *maximum* (RL = -8 dB), la variation de la pénalité est de | 0,6 dB lorsque $\kappa_1 L = 0{,}3$ tandis qu'elle diminue à | 0,1 dB pour $\kappa_2 L = 1{,}4$. De tels résultats montrent que les transmissions optiques en présence de réalimentation optique peuvent être améliorées en repoussant le niveau de déclenchement du régime critique. Cet objectif peut être atteint en utilisant un fort coefficient de couplage normalisé. Afin d'illustrer les conclusions précédentes, les résultats de transmission à 2,5 GBit/s du laser avec $\kappa_2 L = 1{,}4$ sont reportés sur la Fig. 4.17(b). La température, la puissance d'injection et le taux d'extinction sont respectivement de 25°C, 10 mW et 5 %. Ces mesures qui sont réalisées au-dessus de seuil d'effondrement de la cohérence (RL = -13 dB) montrent des transmissions sans plancher et avec des pénalités proches de 0 dB à 10^{-10}. Ainsi, une meilleure résistivité à la réalimentation optique peut être atteinte sur des lasers à fort coefficient de couplage normalisé.

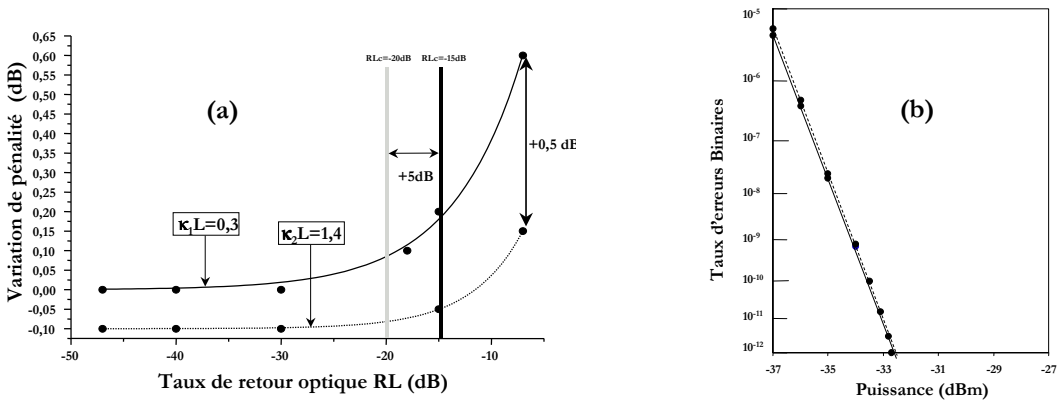

FIG. 4.17 – *(a) Effet du coefficient de couplage normalisé sur le mécanisme de dégradation de la pénalité en transmission - (b) résultats de transmission à 2,5 GBit/s sur le laser avec* $\kappa_2 L = 1{,}4$

4.7.4 Effet des paramètres de la cavité externe

Dans ce paragraphe, on se propose de discuter des effets des paramètres liés à la cavité externe (phase de l'onde renvoyée dans la cavité laser, longueur de la cavité externe) sur les transmissions optiques. Dans un premier temps, on se propose d'examiner qualitativement l'effet du premier paramètre sur la transmission.

- *a*) Soit $\phi_0 = \omega\tau$ (avec ω la pulsation de l'onde retour et τ le temps aller-retour dans la cavité

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

externe) la phase de l'onde retour dont l'expression générale est donnée par l'équation :

$$\phi_0 = \frac{4\pi nL}{\lambda} \tag{4.4}$$

avec respectivement n, L et λ l'indice optique de la fibre, la longueur de la cavité externe et la longueur d'onde de l'onde retour (proche de celle du laser sans réalimentation optique). Expérimentalement, le déplacement de la fibre optique est contrôlé dans le plan (x,y,z) par un système piezoélectrique. Ainsi, lorsqu'un déplacement d'une fraction de la longueur d'onde de la fibre optique est réalisé, la phase de l'onde réinjectée dans la cavité laser est modifiée de ϕ_0 à ϕ et s'écrit à partir de l'équation (4.4) :

$$\phi = \frac{4\pi n}{\lambda}(L + p\lambda) \tag{4.5}$$

avec p un nombre réel. Naturellement, un tel déplacement engendre une modification de la condition d'interférence entre les ondes à l'intérieur de la cavité et celles renvoyées par le miroir externe. Dans l'expérience, la tension contrôlant le déplacement micrométrique du système piezoélectrique est ajustée de sorte que le nombre réel p prenne les valeurs 1, 1/2, 1/4. Dans ces conditions, les fractions de longueur d'onde étudiées sont respectivement égales à λ, $\frac{\lambda}{2}$ et $\frac{\lambda}{4}$. Sur la Fig. 4.18, les transmissions à température ambiante sont reportées pour un laser droit de la famille B. Ces mesures sont effectuées au seuil d'effondrement de la cohérence du laser c'est-à-dire pour un taux de retour optique dans la fibre de -15 dB. Les paramètres de mesures sont toujours respectivement P = 10 mW (puissance d'injection), T = 25°C (température) et ER = 5 % (taux d'extinction). Les courbes en *back-to-back* apparaissent en pointillé tandis que les résultats en transmissions sont représentés par une droite en trait plein. Comme on

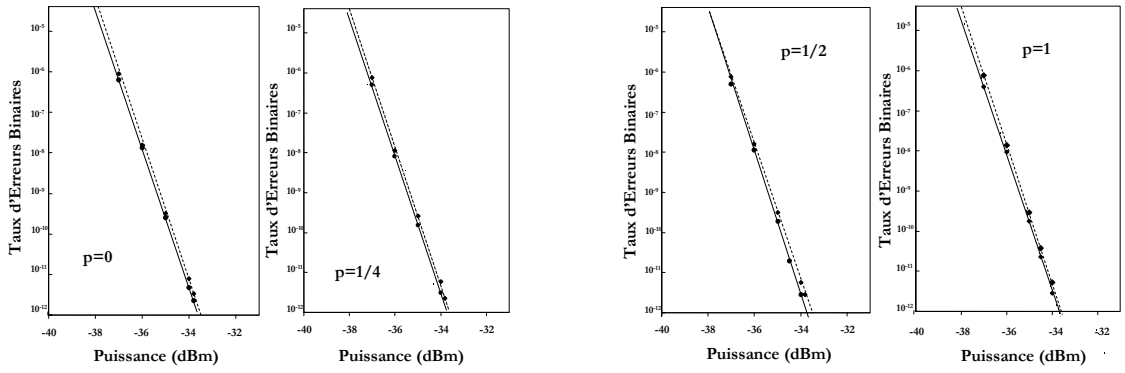

FIG. 4.18 – *Effet d'une modification de la phase de l'onde retour ϕ_0 sur la transmission suivant les valeurs du nombre réel p=0, 1/4, 1/2, 1 (P = 10 mW, ER = 5 %, T = 25°C et RL = -15 dB)*

peut le constater sur la Fig. 4.18, les courbes de taux d'erreurs restent insensibles à toutes

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

modifications de la phase de l'onde retour. La pénalité en transmission reste proche de -0,1 dB à 10^{-10}. Bien évidemment, dans le cas d'une cavité externe ultra-courte (par rapport à la longueur du laser), les conclusions précédentes ne s'appliquent plus.

- *b*) L'influence de la longueur de la cavité externe sur les transmissions en présence de réalimentation optique externe est maintenant analysée [13]. Jusqu'à présent, la longueur de cavité externe L_e a été fixée à 13 m, soit un temps aller-retour τ de 90 ns. De manière à étudier l'impact d'une réflexion proche (typiquement celle générée par un connecteur optique) sur la transmission, la longueur de la cavité externe a été réduite à 1,5 m. En conséquence, le temps aller-retour est ramené à 10 ns soit une diminution d'un facteur 9. De la même manière, une deuxième étude a ensuite été réalisée mais cette fois-ci dans le but de générer une réalimentation optique *incohérente*. Dans ces conditions, il est important de signaler que la théorie de la réalimentation optique développée au chapitre 2 ne s'applique plus. Les fluctuations de phase et d'amplitude doivent être prises en compte dans les équations d'évolution [14]. Du point de vue expérimental, le cas d'une réflexion *incohérente* qui décrit le système réel, est obtenu en utilisant une longueur de cavité externe de 350 m, supérieure à la longueur de cohérence du laser (de l'ordre de 150 m pour une largeur de raie de 2 MHz). En conséquence, le temps de cohérence du laser τ_c devient inférieur au temps aller-retour dans la cavité externe ($\tau_c << \tau = 2{,}3$ μs). Il est important de signaler que 350 m est une valeur limite pour nos expériences. En effet, si $L_e >> 350$ m, des pertes sont rajoutées au système rendant le taux de retour optique renvoyé dans le laser insignifiant (l'absorption de la fibre optique étant de l'ordre de 0,35 dB/km pour une fibre monomode standard à 1,3 μm). Bien évidemment, dans ces conditions, aucune mesure expérimentale significative ne peut être réalisée. Dans un premier temps, sur la Fig. 4.19, une comparaison entre les seuils d'effondrement de la cohérence mesurés à différentes longueurs de cavité externe est reportée. Quatre lasers notés L1, L2, L3 et L4 et issus des familles A et B (cf. Tab. 4.1) sont utilisés. Les seuils d'effondrement de la cohérence de chaque laser sont mesurés à 10 mW et à 25°C pour chaque valeur de la cavité externe c'est-à-dire 1,5 m, 13 m et 350 m. Comme prédit par la théorie, le seuil d'effondrement de la cohérence est strictement indépendant de la longueur de la cavité externe tant que la condition $f_r\tau > 1$ (avec f_r la fréquence de relaxation et $\tau = \frac{2L_e}{c}$ le temps aller-retour dans la cavité externe) est vérifiée. A ce titre, si l'on suppose une fréquence de relaxation typique de 8 GHz à 10 mW, le produit $f_r\tau$ vaut respectivement 80, 720 et 18400 lorsque la longueur de la cavité externe est fixée à 1,5 m, 13 m et 350 m. En revanche, si la condition $f_r\tau > 1$ n'est pas réalisée, le seuil du régime critique devient dépendant de la longueur de la cavité externe (cf. Fig. 2.7). Ce résultat, de première importance, montre que le seuil de dégradation de la pénalité est stable et ce quelle que soit la longueur de la cavité externe utilisée dans les systèmes de transmission. Examinons

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

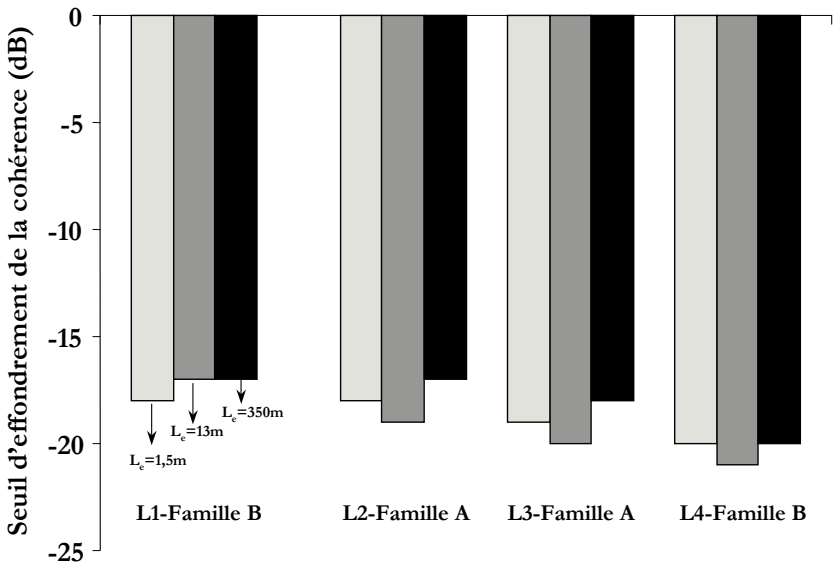

FIG. 4.19 – *Indépendance du seuil d'effondrement de la cohérence avec la longueur de la cavité externe*

maintenant les effets de la longueur de la cavité externe sur la transmission. D'une manière générale, aucune dégradation majeure n'est observée et ce quel que soit le cas de figure étudié. Par exemple, sur la Fig. 4.20, les résultats obtenus sur le laser droit de la famille A (dont le résultat dynamique est représenté sur la Fig. 4.17 dans le cas d'une cavité externe de 13 m) sont représentés. A gauche, les courbes de transmissions obtenues en cavité réduite (L_e = 1,5 m) et à droite les courbes de transmissions correspondant au régime de réalimentation optique *incohérente* (L_e = 350 m). Le taux de retour optique étant toujours de -13 dB dans la fibre, ces mesures sont réalisées comme sur la Fig. 4.17 au-dessus du seuil d'effondrement de la cohérence. Les transmissions sont toujours représentées en trait plein. Les conditions sont les mêmes que précédemment à savoir P = 10 mW, T = 25°C et ER = 5 %. Bien que le bruit du laser soit plus important en régime *incohérent* (conduisant à une augmentation de la sensibilité à 10^{-10} de -36,5 dBm à -34,5 dBm), les valeurs des pénalités mesurées dans les deux situations concordent avec celles obtenues dans le cadre d'une cavité de 13 m aux erreurs expérimentales près. Ainsi, dans ce cas précis, les pénalités sont respectivement à 10^{-10} de -0,10 dB, 0,00 dB et -0,05 dB pour des longueurs de cavité externe de 1,5 m, 13 m et 350 m. Notons que si deux mesures de la pénalité sont effectuées l'une après l'autre, l'incertitude générée est de l'ordre de ± 0,1 dB. Dans le Tab. 4.3, les valeurs des pénalités p_k (avec $k = L_e$) mesurées à 10^{-10} sont reportées pour d'autres lasers droits issus des familles

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

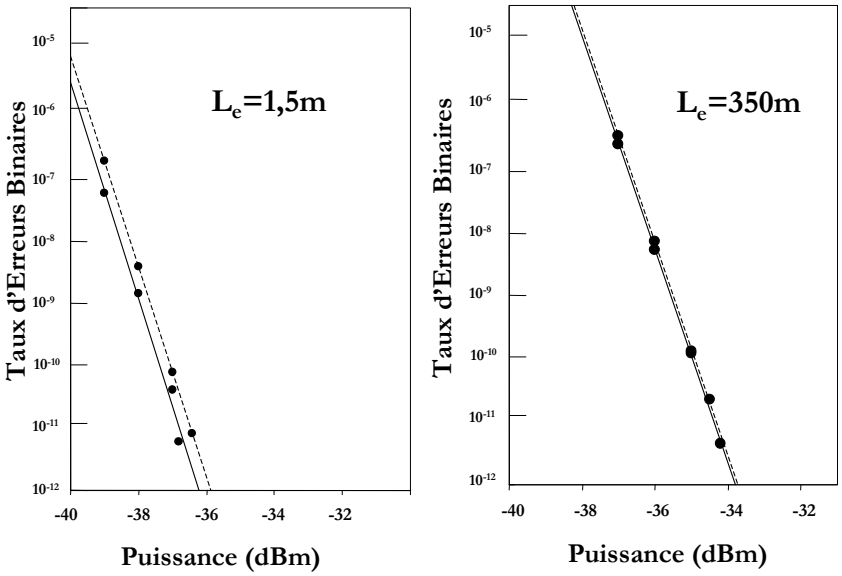

FIG. 4.20 – *Transmission à 2,5 GBit/s : variation en fonction de la longueur de la cavité externe (P = 10 mW, ER = 5 %, T = 25°C et RL = -13 dB)*

A, B et C. Comme le lecteur peut le constater, les valeurs des pénalités mesurées restent, une nouvelle fois strictement indépendantes de la longueur de la cavité externe. Notons que la faible variation observée sur la pénalité est propre à la mesure du taux d'erreurs et plus particulièrement à la précision portée sur la valeur du taux d'extinction qui peut fluctuer lors de l'expérience. Pour conclure, ces résultats de transmissions montrent que les lasers réalisés exhibent une grande résistivité à la réalimentation optique y compris en régime *incohérent*. Outre la valeur du coefficient de couplage normalisé, cette faible sensibilité à la réalimentation

	p_{13} (dB)	$p_{1,5}$ (dB)	p_{350} (dB)
Famille A	0,00	-0,1	-0,05
Famille B	0,1	0,00	-0,15
Famille C	-0,10	-0,20	-0,10

TAB. 4.3 – *Comparaisons des pénalités mesurées à 10^{-10} pour différentes longueurs de cavité externe*

optique peut s'expliquer par la qualité de la structure verticale (matériau) utilisée permettant par exemple, d'atteindre de très faibles facteurs de Henry (typiquement dans le Tab. 4.1 : $< \alpha_H > \approx 2{,}5$ avec $<\alpha_H>$ la valeur moyenne du facteur de couplage phase-amplitude calculée sur toutes les structures semi-conductrices). Considérons maintenant le composant ayant le

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

cas de phase le plus défavorable à 85°C de la Fig. 4.5. Autrement dit, parmi la famille de lasers étudiée, le composant sélectionné est celui dont le seuil d'effondrement de la cohérence est le plus faible (γ_c = -25 dB). Les pertes de couplage optique sont de l'ordre de C = 3 dB. Comme on peut le constater sur la Fig. 4.21, la transmission sans plancher peut être réalisée à 2,5 GBit/s, pour une puissance d'injection de 10 mW et avec une pénalité qui n'excède pas -0,1 dB à 10^{-10} au seuil d'effondrement de la cohérence ($RL_c = \gamma_c - 2C$ = -19 dB). Ce résultat, à l'état de l'art, permet d'affirmer que tous les autres lasers de la famille ayant un seuil d'effondrement de la cohérence plus élevé (γ_c > -25 dB) présenteront des performances dynamiques équivalentes sinon meilleures. Une insensibilité de la pénalité à la

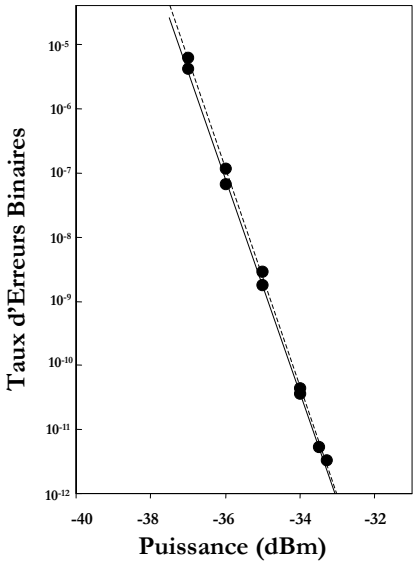

FIG. 4.21 – *Transmission à 2,5 GBit/s et à 85°C au seuil d'effondrement de la cohérence (RL_c = -19 dB, P = 10 mW, ER = 5 %)*

réalimentation optique est donc démontrée (i.e *penalty-free transmission*). De tels résultats sont attribués en partie au fait que la famille C est celle qui possède le plus faible facteur de Henry (α_H = 2,2) et un coefficient de couplage normalisé important (κL = 1,1). Ces résultats recoupent ceux annoncés précédemment et prouvent une nouvelle fois qu'il est possible de concevoir un module optique sans isolateur.

Cas des lasers avec biseau : vers un module sans isolateur

A cette fin, en utilisant la même structure que pour les lasers droits, des composants avec biseau ont été développés (familles C et D, cf. Tab. 4.1) afin de réduire d'une part, les pertes de couplage avec la fibre et d'autre part de retirer toute optique lors de l'opération

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

de mise en boîtier (i.e *packaging*). Aussi, la Fig. 4.22 rapporte des résultats de transmissions à 85°C, en présence de réalimentation optique externe sur un laser de chacune des familles. Les composants sont respectivement constitués d'un ruban actif, soit prolongé par un biseau actif sans réseau (famille C), soit prolongé par un biseau passif (famille D). Notons que le biseau passif n'est rien d'autre qu'un guide optique assurant un meilleur couplage laser-fibre. Les taux de retour optique imposés sont respectivement RL = -24 dB (laser de la famille C) et RL = -19 dB (laser de la famille D). Ces taux de retour optique sont supérieurs aux seuils d'effondrement de la cohérence et les conditions de transmission sont toujours P = 10 mW, T = 85°C et ER = 5 %. Comme il est aisé de le constater, les résultats sont particulièrement concluants puisque les pénalités mesurées à 10^{-10} sont respectivement proches de 0 dB (famille C) et $\simeq$ 0,5 dB (famille D). Ainsi, l'utilisation d'une section en biseau permet d'atteindre des divergences de l'ordre de 21°×24° (famille C) et de 11°×8° (famille D) et ce tout en maintenant des transmissions en présence de réalimentation optique en accord avec les normes ITU.

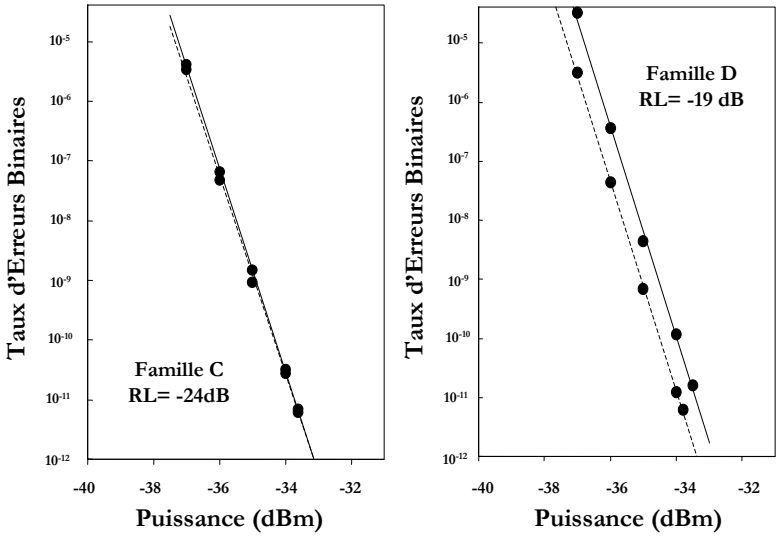

FIG. 4.22 – *Transmission à 2,5 GBit/s et à 85°C au seuil d'effondrement de la cohérence sur des lasers avec biseau actif (famille C) et biseau passif (famille D) - Les conditions de transmission sont toujours P = 10 mW et ER = 5 %*

4.7.5 Conclusion : vers un module sans optique

En guise de conclusion, la Fig. 4.23 exhibe un résultat phare obtenu [15] sur un composant issu de la famille B (α_H = 2,4). La structure réalisée est un laser droit AR/HR de 350 μm prolongé par un biseau actif de 150 μm. De manière à diminuer au *maximum* la divergence

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

et *in fine* les pertes de couplage dans la fibre, un adaptateur de mode est en plus utilisé par rapport à ce qui a été montré précédemment. Dans ces conditions, la divergence du laser n'excède pas 14°×16° pour des pertes de couplage optique remarquablement faibles de 1,5 dB (contre 3 dB sans adaptateur de mode). Outre le très faible courant de seuil ($I_{th} \approx 49{,}6$ mA) et le bon rendement externe ($\eta \approx 0{,}2$ W/A) à 85°C, la Fig. 4.23 montre des résultats de transmission à 2,5 GBit/s et à 85°C sans plancher en présence de réalimentation optique. Plus précisément, la pénalité mesurée à 10^{-10} (pour P = 10 mW et ER = 5 %) est de | 1,3 dB à 25°C pour un taux de retour optique dans la fibre de RL = -20 dB et n'excède pas | 2,5 dB à 85°C pour la même quantité de réalimentation optique. Ces résultats dynamiques sont particulièrement encourageants surtout si l'on considère la valeur du couplage optique obtenue. En effet, il est intuitivement clair que la sensibilité à la réalimentation optique est d'autant plus élevée que le coefficient de couplage laser-fibre est faible. Ainsi, cette structure permet d'obtenir à la fois une grande stabilité en température, une bonne résistivité à la rétroaction optique ainsi qu'une faible divergence (i.e faibles pertes de couplage). En conséquence, le *challenge* visant à réaliser un module sans isolateur optique, sans optique de couplage et sans contrôleur de température est démontré.

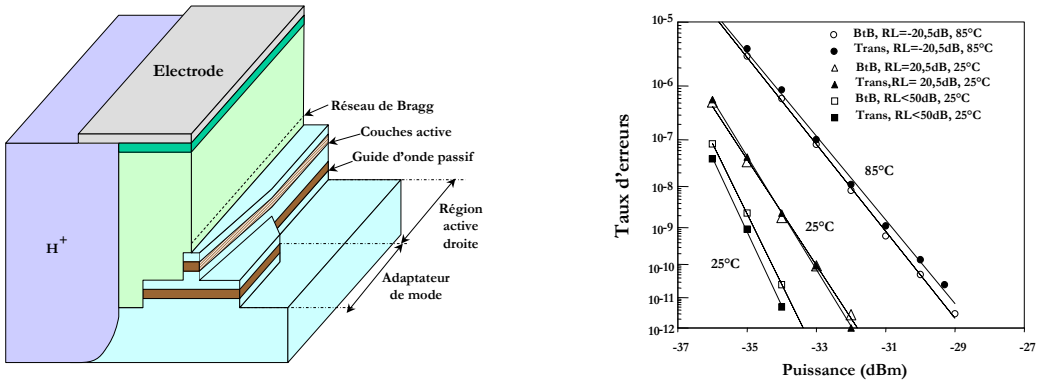

FIG. 4.23 – *Structure laser DFB AR/HR avec biseau actif + adaptateur de mode (à gauche) - Résultats de transmission à 2,5 GBit/s et à 85°C en présence de rétroaction optique externe (à droite, P = 10 mW, ER = 5 %)*

4.8 Comparaison par rapport à l'état de l'art

D'un point de vue général, peu d'études concernant l'optimisation de lasers à semi-conducteur pour les transmissions optiques ont été publiées dans la littérature. Aussi, dans ce paragraphe, quatre axes majeurs sont retenus pour quantifier un résultat par rapport à l'état de l'art : la structure laser (droite, biseau actif, biseau passif), le rendement externe, le

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

taux de retour optique maximal renvoyé dans le laser et la distance de propagation utilisée lors des mesures de transmission. En 1986, Agrawal *et al.* furent les premiers à s'interroger des conséquences d'une réflexion issue de la fibre optique sur le taux d'erreurs binaires [16]. Plus tard, Helms *et al.* rapportent une étude visant à optimiser les critères de réalimentation optique des systèmes cohérents pour les télécommunications. Bien qu'aucun résultat de transmission n'apparaisse dans cette étude, la nécessité d'utiliser un isolateur optique est amplement démontrée [17]. Puis, dans les dix dernières années, de nombreux laboratoires ont travaillé sur la réalisation de source monomode très résistante à la réalimentation optique et dont les performances en transmission étaient en accord avec les normes ITU. Par exemple, bien que l'évaluation en présence de réalimentation optique externe ne soit pas disponible dans la littérature, Furushima *et al.* rapportent d'excellents résultats de transmission (distance de propagation de 40 km) à 2,5 GBit/s, en température sur des lasers DFB à saut de phase $\lambda/4$ [18] ayant un rendement externe de 0,16 W/A à 85°C. Comme il le sera expliqué au chapitre suivant, le déphasage de $\pi/2$ induit par le saut de phase $\lambda/4$ crée une cavité résonante conduisant, en règle générale, à une bonne résistivité à la réalimentation optique. Néanmoins, la précision portée sur la valeur du déphasage est fondamentale et particulièrement difficile à réaliser d'un point de vue technologique. C'est pourquoi, la majorité des papiers publiés sont essentiellement concentrés sur les lasers DFB à couplage complexe, c'est-à-dire des structures où le réseau de diffraction est gravé, soit dans la région active, soit dans une région absorbante. Ces lasers permettent d'obtenir un fort coefficient de couplage normalisé ($\kappa = \kappa' + i\kappa''$), soit une meilleure résistivité à la réalimentation optique par comparaison avec les lasers à couplage par l'indice où le réseau est gravé dans une région passive [19]. Ainsi, en utilisant des lasers DFB AR/HR à couplage par le gain, Ring *et al.* rapportent des transmissions sans plancher à 2,5 GBit/s, en température (de -20°C à + 85°C) et pour des taux de retour optique compris entre -40 dB et -14 dB [20]. Bien que ces lasers présentent une forte résistivité aux réflexions parasites avec des courants de seuil proches de 26 mA à 85°C, il est important de préciser que ni la distance de propagation utilisée, ni le rendement externe η des composants sont mentionnés à travers ces résultats. Plus récemment, Huang *et al.* ont publiés de nombreux résultats sur des diodes lasers DFB AR/HR à couplage par l'indice (λ = 1,3 μm) de 250 μm de long mais ayant un réseau partiellement localisé dans la cavité [21][22][23]. Ainsi, la cavité laser contient respectivement une zone sans et avec réseau de Bragg. En contrôlant la position de la section de Bragg par rapport à la facette traitée HR, Huang *et al.* montrent qu'un *optimum* peut être trouvé en terme de résistivité à la réalimentation optique. En effet, dans ces conditions, les effets de phases aux facettes ont un impact beaucoup plus faible en particulier sur le seuil d'effondrement de la cohérence du laser. Plus tard, sur ce type de structure, Shiba *et al.* ainsi que Yuang *et al.* rapportent respectivement des transmissions à 622 MBit/s [24] puis à 2,5 GBit/s [25][26] sans plancher entre -40°C et + 80°C (distance de

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

propagation de 45 km). Dans les deux cas, les mesures ont été réalisées, pour un taux de retour optique *maximum* de -14 dB, sur des lasers ayant un rendement externe de 0,26 W/A à 85°C. Notons enfin que des mesures de transmissions sur des lasers VCSEL (i.e *Vertical Cavity Sources Emitting Lasers*) à 3 GBit/s ont été publiées pour des taux de retour optique compris entre -50 dB et -12 dB [27]. Ces lasers de taille réduite n'émettent pas par la tranche mais verticalement par la surface et possèdent une ouverture numérique proche de celle de la fibre optique. De plus, ces structures qui ont un très faible courant de seuil ($I_{th} \approx 0{,}5$ mA) présentent l'avantage de pouvoir être testées directement sur plaque (pas d'opération de clivage). Bien que les transmissions réalisées ne présentent pas de plancher pour un taux de retour optique de -12 dB, les distances de propagation restent inférieures à 2 km ce qui limite les applications industrielles. Pour conclure, les résultats dynamiques obtenus dans ce chapitre à partir de lasers émettant à 1,3 μm se situent au-dessus de l'état de l'art. En effet, des transmissions à 2,5 GBit/s, sans plancher, en température (jusqu'à 85°C), en accord avec les normes ITU et jusqu'à des taux de réalimentation optique *maximum* de -8 dB ont été réalisées. Rappelons enfin que de telles performances ont été atteintes à partir de lasers DFB AR/HR à couplage par l'indice avec biseau (plus sensible à la réalimentation optique) ayant un rendement externe $\eta \approx 0{,}2$ W/A à 85°C. La réalisation de module sans optique (i.e *optics-free module*) devient donc, aujourd'hui, une réalité.

4.9 Synthèse du chapitre

Dans ce chapitre, l'effet de la réalimentation optique sur les transmissions a été analysé. Cette étude a été réalisée à partir de diodes lasers DFB AR/HR émettant à 1,3 μm. Dans un premier temps, les seuils d'effondrement de la cohérence ont été étudiés expérimentalement. A ce titre, un parfait accord avec l'étude numérique a été obtenu puisqu'une dépendance de ce régime avec les phases aux facettes a été observée. En effet, une distribution parabolique avec l'écart au mode de Bragg ainsi qu'un excellent accord entre valeurs calculées et valeurs mesurées ont été démontrés. Il a été également vu que cette propriété physique est strictement indépendante de la structure utilisée (laser droit, laser avec biseau) et de la longueur d'onde. Par la suite, il a été montré qu'une insensibilité à la réalimentation optique externe s'accompagne systématiquement d'une diminution du rendement externe et *vice-versa*. Dans une deuxième partie, la dégradation de la pénalité en transmission a été amplement étudiée. Plus particulièrement, il a été montré que cette dégradation est localisée au-dessus du seuil d'effondrement de la cohérence et est principalement attribuée à du bruit d'intensité présent lors des mesures en *back-to-back*. L'augmentation du coefficient de couplage normalisé a permis de montrer qu'il était possible, à phase constante, de translater le niveau de déclenchement du régime critique vers les forts taux de retour optique et *in fine* d'améliorer

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

la qualité de transmission. Par ailleurs, il a été démontré que les transmissions réalisées sur ces lasers restent insensibles à toutes modifications de paramètres liés à la cavité externe (longueur de la cavité externe, phase de l'onde retour) y compris en régime de réalimentation optique *incohérente*. Par la suite, des lasers DFB avec biseau actif et/ou passif permettant d'obtenir un bon couplage dans la fibre ont été évalués d'un point de vue dynamique. Plus particulièrement, il a été montré qu'il était possible, sur ce type de structure, de réaliser des performances à 85°C avec de très faibles pénalités au-dessus du seuil d'effondrement de la cohérence. A ce titre, nous avons vu que l'ensemble des performances présentées dans ce chapitre se situait au-delà de l'état de l'art actuel permettant ainsi d'envisager la réalisation future d'un module sans isolateur optique. Néanmoins, en raison de l'effet parasite induit par les phases aux facettes sur la pénalité en transmission, une sélection des composants alliant bon rendement externe et fort seuil d'effondrement de la cohérence s'avère nécessaire à l'échelle industrielle. C'est pourquoi, dans la suite de la discussion, on se propose de montrer comment de nouvelles structures peuvent être envisagées afin d'obtenir des composants uniformes et ce tout en conservant la même résistivité à la réalimentation optique.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Bibliographie

[1] International Telecommunication Union G.957, "Transmissions systems and media, digital systems and networks", 1999.

[2] Members of the technical staff of Bell Telephone Laboratories, Digital Transmission Lines, *Transmission systems for communication*, 4ième édition, 1970.

[3] M. Schikada *et al.*, "Evaluation of power penalties caused by feedback noise of distribued feedback laser diodes", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 6**(5)**, pp. 655-659, 1988.

[4] M. Schikada *et al.*, "Evaluation of power penalty due to beat noise induced by connector reflection", *Electronics Letters*, Vol. 24**(18)**, pp. 1126-1128, 1988.

[5] B. R. Clarke, "The effect of reflections on the system performance of intensity modulated laser diodes", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 9**(6)**, pp. 741-749, 1991.

[6] H. Lefevre, "Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers", *Electronics Letters*, Vol. 16**(22)**, pp. 778-780, 1980.

[7] T. Sugie and M. Saruwatari, "Distributed feedback laser diode (DFB-LD) to single-mode fiber coupling module with optical isolator for high bit rate modulation", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 4**(2)**, pp. 236-245, 1986

[8] F. Grillot, "Méthode de réglage de la polarisation en présence de rétroaction optique externe à l'aide des boucles de Lefèvre", *Communication Privée*, 2001.

[9] Ph. Pagnod-Rossiaux, F. Gaborit, N. Tscherptner, L. Roux, C. Stark and B. Fernier, "High temperature GaInAsP/high band gap GaInAsP barriers 1.3μm SL-MQW lasers grown by gas source MBE", *Journal of Crystal Growth*, Vol. 175/176, pp. 948-954, 1996.

[10] F. Grillot *et al.*, "2.5 Gbit/s transmission characteristics of 1.3μm DFB lasers with external optical feedback", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14**(1)**, pp. 101-103, 2002.

[11] B. Thedrez *et al.*, "Power and facet phase dependence of chirp for index and gain-coupled DFB lasers", *Semiconductor Laser Conference*, TuE41, pp. 175-176, 1998.

[12] F. Grillot *et al.*, "External optical feedback effect on 1.3μm DFB lasers: transmission up to the coherence collapse", *Semiconductor Integrated OptoElectronics Conference*, Cardiff, Wales, 2002.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

[13] F.Grillot *et al.*, "2.5Gbit/s 85°C floor-free operation of 1.3μm DFB lasers under external optical feedback for different reflection distances", *Europeen Communication Optical Conference*, Vol. 3, P2.18, 2002.

[14] J. S. Cohen *et al.*, "Optical spectra of a semiconductor laser with incoherent optical feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26(**6**), pp. 982-990, 1990.

[15] B. Thedrez, O. Gauthier-Lafaye, F. Grillot, V. Voiriot, J.-L. Lafragette, J.-L. Gentner, B. Fernier, J. Py, L. Sylvestre, "1.3μm tapered DFB lasers for isolator-free 2.5 Gbit/s all-optical networks", *Optical Fiber Conference*, USA, 2001.

[16] G. P. Agrawal and T. M. Shen, "Effect of fiber far-end reflections on the bit error rate in optical communication with single-frequency semiconductor lasers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. LT-4(**1**), pp. 58-63, 1986

[17] J. Helms, C. Kurtzke and K. Petermann, "External feedback for coherent optical communications systems", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 10(**8**), pp. 1137-1141, 1992.

[18] Y. Furushima, Y. Sasaki, T. Murakami, H. Hasumi, J. Enokidani, S. Tomida and S. Takano, "Wide temperature range operation of 1.3μm strained MQW $\lambda/4$-shifted DFB-LDs for 2.5GBit/s transmissions modules without temperature control", *European Conference on Optical Communication*, We.A.3.2, pp. 537-540, 1995

[19] W. S. Ring, A. J. Taylor, R. Hoodless, A. Ho, I. S. Smith, F. Wijnands and R. M. Ash, "Strained-layer 1300nm gain-coupled DFB lasers for uncooled applications", *Optical Fiber Conference*, Technical Digest, ThR2, 1997

[20] W. S. Ring, S. Wrathall, A. J. Taylor and C. A. Park, "Effect of reflections on unisolated 1300nm DFBs over the -20°C to +85°C temperature range", *Optical Fiber Conference*, Technical Digest, TuB5, 1998

[21] Y. Huang, H. Yamada, T. Okuda, T. Torikai and T. Uji, "External optical feedback in partially-corrugated waveguide laser diodes", *Optical Fiber Communication*, Technical Digest TuH1, 1996.

[22] Y. Huang, T. Okuda, K. Schiba and T. Torikai, "Dynamic analysis on external optical feedback resistant characteristics in partially-corrugated waveguide laser diodes", *SPIE Conference*, Vol. 3547, 1996.

[23] Y. Huang, T. Okuda, K. Schiba and T. Torikai, "High-yield optical feedback resistant corrugated waveguide laser diodes", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 5(**3**), pp. 435-441, 1999.

[24] K. Schiba, T. Okuda, Y. Yuang, H. Yamada and T. Torikai, "External optical feedback resistant 622MBit/s modulation of partially corrugated waveguide laser diodes over -40°C to +80°C", *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol. 10(**6**), pp. 872-874, 1998.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

[25] Y. Huang, K. Schiba and Y. Muroya, "Isolator-free 2.5GBit/s 45km transmission characteristics in partially corrugated waveguide laser diodes from -40°C to +80°C under -14dB optical feedback", *Optical Fiber Conference*, WH6-1, 1999.

[26] Y. Huang, T. Okuda, K. Schiba and Y. Muroya, N. Suzuki and K. Kobayaschi, "External optical feedback resistant 2.5GBit/s transmission of partially corrugated waveguide laser diodes over a -40°C to +80°C temperature range", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11**(11)**, pp. 1482-1484, 1999.

[27] D. Wiedenmann, M. Grabherr, C. Jung, R. Jäger, R. Michalzik, P. Schnitzer and K. J. Ebeling, "Feedback insensitive 3GBit/s fiber interconnect with low noise single-mode VCSEL", *European Conference on Optical Communication*, pp. 457-458, 1998.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Troisième partie
Etude théorique et expérimentale des lasers DFB AR/AR à réseau à pas variable

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Chapitre 5

Les lasers DFB AR/AR

≪ Chaque fois qu'on produit un effet, on se donne un ennemi.
Il faut rester médiocre pour être populaire ≫.
Oscar Wilde, Ecrivain irlandais.
Extrait de *Le portrait de Dorian Gray.*

5.1 Introduction

Jusqu'à présent, l'ensemble de la discussion a été mené à bien en utilisant des lasers DFB AR/HR droits ou avec biseau actif et/ou passif. Ces composants dont les faces avant et arrière sont respectivement traitées anti-reflet (AR) et hautement-réfléchissant (HR) ont montré qu'une forte dépendance avec les phases aux facettes était induite par la réflectivité HR. En effet, il a été démontré que cette dépendance engendre systématiquement de grandes disparités d'une part au niveau des caractéristiques statiques (courant de seuil, pertes lasers, rendement externe) et d'autre part en terme de sensibilité à la réalimentation optique (coefficient aux facettes C_k, seuil d'effondrement de la cohérence). C'est pourquoi, les variations de ces différents paramètres physiques perturbent considérablement le comportement dynamique du laser (dégradation de la pénalité en transmission). Afin de minimiser les effets de ce phénomène, il a été montré qu'une sélection des composants en fonction de leurs cas de phase respectifs, s'avère indispensable. Néanmoins, il est intuitivement clair qu'une telle opération est en générale très contraignante surtout lorsque le nombre de laser devient important (ce qui est le cas dans l'industrie). Comment résoudre ce problème? Y a t-il une solution alternative permettant de supprimer tout effet de phases aux facettes? Peut-on réellement s'affranchir de tout tri des composants? La réponse est oui. C'est pourquoi, dans ce chapitre, on se propose de démontrer qu'il est possible de réaliser des structures lasers semi-conductrices, monomodes, sans effets de phase et ce tout en conservant une faible sensi-

bilité à la réalimentation optique. Aussi, après un bref rappel bibliographique sur les travaux réalisés à ce jour et sur les limitations des structures actuelles, les nouveaux lasers réalisés dans le cadre de cette thèse seront introduits au lecteur. La physique du composant ainsi que la méthode numérique mise en oeuvre pour les simulations seront discutées intensivement. Puis, les résultats numériques donnant les caractéristiques statiques (comportement spectral, caractéristique courant-puissance,...) seront comparés avec les résultats expérimentaux. Finalement, après une analyse expérimentale de la dérive de fréquence (i.e *chirp*), les avantages de ces nouvelles structures seront expliqués et des conclusions fermes dégagées. Dans une deuxième partie, la sensibilité des lasers à la réalimentation optique sera également étudiée et discutée. A ce titre, une nouvelle technique de calcul du seuil d'effondrement de la cohérence sera développée. Enfin, des résultats de transmissions obtenus à 2,5 GBit/s sur ces lasers sans et avec réalimentation optique seront proposés. A cette fin, il sera montré qu'il est possible de réaliser des sources DFB monomodes sans effets de phases aux facettes et ayant une grande résistivité à la réalimentation optique externe. Il sera également montré qu'à partir des structures conçues, une grande homogénéité des performances statiques (spectre), dynamiques (transmission, *chirp*) et entre les seuils d'effondrement de la cohérence a été obtenue. Comme le lecteur pourra le constater, ces derniers résultats suffiront à démontrer qu'un tri des lasers n'est plus nécessaire.

5.2 Lasers DFB sans effets de phase

5.2.1 Introduction

Au cours du chapitre 3, il a été mentionné que les applications télécom nécessitent l'utilisation de lasers DFB monomodes ayant un rendement externe η (sur la facette d'émission) le plus élevé possible (typiquement η >0,3 W/A à 25°C). Afin d'atteindre cet objectif, il a été démontré que les lasers DFB AR/HR pouvaient remplir ces conditions tout en exhibant une bonne résistivité à la réalimentation optique externe. Néanmoins, en raison des déphasages aléatoires liés à la présence de la réflectivité HR, le laser DFB AR/HR n'émet jamais exactement à la longueur d'onde de Bragg (cf. Chap. 3). En effet, comme le montre la Fig. 3.4, le laser peut aussi, et ce de manière purement aléatoire, émettre à droite ou à gauche de la longueur d'onde de Bragg, voire devenir complètement bimode. De manière à supprimer complètement les effets de phases aux facettes, un traitement anti-reflet doit être utilisé sur chaque facette du laser. Comme le montre la Fig. 5.1(a), on considère maintenant un laser droit DFB AR/AR (où AR/AR signifie qu'un traitement anti-reflet est apposé sur chaque facette) ayant un réseau de Bragg symétrique. En utilisant la théorie des modes couplés [1] décrite au chapitre 3, on rappelle que les amplitudes des champs contra-propagatifs $E^{(+)}(z)$

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

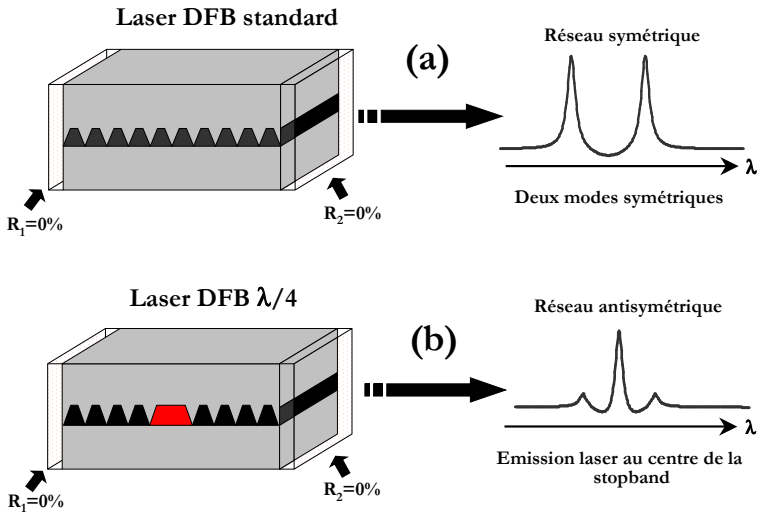

FIG. 5.1 – *Lasers DFB droits traités anti-reflet sur les deux facettes (AR/AR)*

et $E^{(-)}(z)$ dans la cavité optique de longueur L se mettent sous la forme :

$$E^{+}(z) = a_{11}e^{-\sigma z} + a_{12}e^{\sigma z} \tag{5.1}$$

$$E^{-}(z) = a_{21}e^{-\sigma z} + a_{22}e^{\sigma z} \tag{5.2}$$

avec σ la constante de propagation liée à la structure DFB, κ le coefficient de couplage et δ l'écart au mode de Bragg. Les termes a_{ij} (où $(i,j) \in \mathbf{N}$) sont les termes d'amplitude. Il est important de signaler qu'en raison du traitement anti-reflet sur les deux faces, la cavité optique conserve sa symétrie. Sachant que, pour un laser droit AR/AR, les amplitudes des champs réfléchis sont nulles sur chaque facette, il vient les conditions suivantes sur les coefficients a_{ij} :

$$E^{+}(0) = a_{11} + a_{12} = 0 \tag{5.3}$$

$$E^{-}(L) = a_{21}e^{-\sigma L} + a_{22}e^{\sigma L} = 0 \tag{5.4}$$

La symétrie des deux ondes couplées permet donc de déterminer explicitement les amplitudes des champs $E^{(+)}(z)$ et $E^{(-)}(z)$ soit :

$$E^{+}(z) = 2a_{12}\sinh(\sigma z) \tag{5.5}$$

$$E^{-}(z) = 2a_{21}e^{-\sigma L}\sinh(\sigma(L-z)) \tag{5.6}$$

En insérant les équations (5.5) et (5.6) dans le système d'équations couplés liant les champs $(E^{(+)}(z),E^{(-)}(z))$ et décrit par les équations (3.10) et (3.11), on montre que :

$$\kappa = \frac{\pm\sigma}{\sinh(\sigma L)} \tag{5.7}$$

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

$$\alpha - i\delta = \sigma \coth(\sigma L) \tag{5.8}$$

L'équation (5.7) permet de déterminer la constante de propagation σ. Ainsi, à chaque valeur de σ correspond un mode de propagation déterminé explicitement par le couple (α,δ) donné par l'équation (5.8). Si l'on suppose que $\alpha >> \kappa$, la longueur d'émission pour chaque mode peut s'écrire suivant la relation :

$$\lambda = \lambda_B \pm [(q + \frac{1}{2})\frac{\lambda_B^2}{2\pi n_{eff} L}] \tag{5.9}$$

avec n_{eff} l'indice effectif vu par le mode optique et $q = 0, \pm 1, \pm 2$,...un entier relatif. Comme le montre l'équation (5.9), les modes d'émission de même perte au seuil sont espacés de la quantité $\frac{\lambda_B^2}{2n_{eff}L}$ correspondant à la largeur de la *stopband*. La théorie des modes couplés montre donc qu'un laser droit DFB AR/AR est strictement bimode avec deux modes localisés de part et d'autre de la longueur d'onde de Bragg (cf. Fig. 5.1(a)). Pour conclure, l'application d'un traitement anti-reflet sur les deux faces d'un laser DFB droit permet de supprimer les effets de phases aux facettes mais conduit malheureusement à un comportement bimode. Cette conséquence spectrale est bien sûr à éviter dans le cas des applications *télécom*.

5.2.2 Lasers DFB à saut de phase

De façon à favoriser un comportement monomode, des lasers DFB AR/AR à saut de phase ont été développés ces vingt dernières années [2][3]. Par exemple, comme le montre la Fig. 5.1(b), le laser droit DFB contient cette fois-ci un réseau de Bragg *anti-symétrique* [4] comportant en son centre un saut de phase (i.e *phase-shift DFB laser*) ϕ. Par ailleurs, un traitement anti-reflet est toujours utilisé et ce sur les deux facettes afin de s'affranchir des effets de phases. Typiquement, la plus connue des structures est celle pour laquelle la valeur du déphasage introduit est $\phi = \pi/2$ (correspondant ainsi à saut de phase de $\frac{\lambda}{4}$)[2]. Ainsi, grâce à la présence du saut de phase dans la cavité optique, le laser se comporte comme deux réflecteurs de Bragg disposés autour d'une cavité résonante de longueur $\frac{\lambda}{2}$. En d'autres termes, un phénomène d'interférences constructives apparaît générant ainsi une cavité résonante au centre du dispositif. C'est pourquoi, l'onde résonante qui en résulte, favorise, comme le montre la Fig. 5.1(b), un comportement monomode à la longueur d'onde de Bragg. Bien évidemment, la position, la valeur et le nombre de saut de phase [5] peuvent être modifiés dans la cavité optique. Dans ces conditions, la longueur d'onde d'émission sera, en fonction de la valeur donnée à ϕ, localisée dans la *stopband* du laser. D'une manière générale, les lasers DFB à saut de phase présentent un *spatial hole burning* symétrique (i.e distribution des porteurs et des photons in-homogènes dans la cavité laser) [7][8] conduisant un rapport des puissances P_1/P_2 (avec P_1 et P_2 respectivement les puissances avant et arrière) proche de 1. Pour plus de renseignements, le lecteur est invité à consulter la littérature et en particulier la référence

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

[6]. Bien que ces composants présentent une bonne résistance à la rétroaction optique externe [9], la réalisation d'un saut de phase reste aujourd'hui une opération délicate. En effet, même si des techniques de gravure par faisceau d'électrons (i.e *e-beam*) sont utilisées, la précision portée sur la valeur du saut de phase est capitale. Ainsi, une légère déviation par rapport à la valeur de départ entraîne une modification importante des caractéristiques du laser et en particulier altère le comportement monomode à forte puissance. De manière à s'affranchir de ces considérations technologiques et ce tout en conservant une insensibilité aux phases aux facettes, d'autres types de structures fondées sur la réalisation d'un réseau asymétrique ont été développés dans le cadre de cette thèse. De cette manière, un meilleur rendement P_1/P_2 que celui obtenu pour les lasers DFB à saut de phase est attendu. Dans la suite de la discussion, on se propose de décrire la physique de ces nouvelles structures en détail.

5.3 Lasers DFB à réseau à pas variable

5.3.1 Principe physique

Considérons deux lasers droits DFB, de même longueur L et traités anti-reflet sur les deux faces. On note h_1 et h_2 les largeurs de ruban respectivement des lasers 1 et 2 (cf. Fig. 5.2). Comme il l'a été montré au début du paragraphe, pour des raisons de symétrie, le spectre de chaque laser est bimode. Ainsi, chaque spectre est composé de deux modes localisés de part et d'autre de chaque longueur d'onde de Bragg. A ce titre, on rappelle que l'expression de la longueur d'onde de Bragg est donnée par la relation :

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \tag{5.10}$$

avec n_{eff} et Λ respectivement l'indice effectif et le pas du réseau de diffraction. Soit mainte-

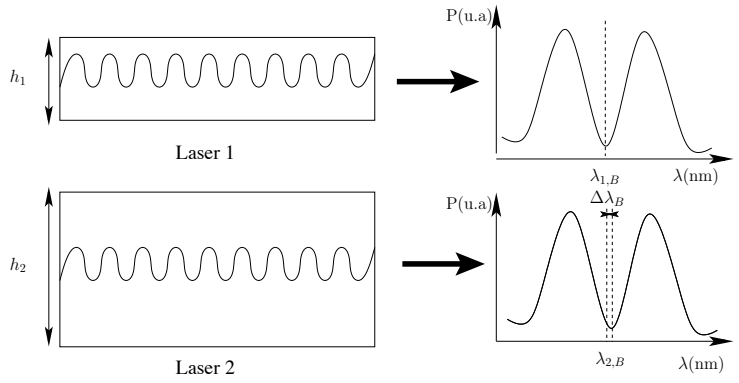

FIG. 5.2 – *Lasers DFB AR/AR : les largeurs de ruban sont différentes et sont notées* h_1 *et* h_2

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

nant $\lambda_{1,B}$ la longueur d'onde de Bragg du laser 1 (de largeur de ruban h_1) et $\lambda_{2,B}$ la longueur d'onde de Bragg du laser 2 (de largeur de ruban h_2). Ainsi, lorsque la largeur du ruban varie, un changement de l'indice effectif (i.e indice moyen vu par le mode au cours de la propagation dans la structure) apparaît. En conséquence, *via* l'équation (5.10), toute variation de la largeur du ruban provoque *de facto* un changement de la longueur d'onde de Bragg. Cette dérive de longueur d'onde peut se faire, soit du côté des basses fréquences (i.e *red chirp*), soit du côté des hautes fréquences (i.e *blue chirp*). A titre d'exemple, la Fig. 5.3 représente l'évolution théorique de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la largeur du ruban h (avec 0,2 μm $\leq h \leq$ 2,0 μm) pour les structures verticales utilisées dans cette thèse. Ce calcul réalisé à 1,55 μm confirme les hypothèse théoriques annoncées précédemment à savoir qu'une variation de la longueur d'onde de Bragg apparaît avec la largeur du ruban. Supposons maintenant un laser constitué de deux sections droites distinctes (i.e *dual pitch laser*, cf. Fig. 5.4) avec $h_1 < h_2$. Les longueurs d'onde de Bragg de chacune des sections du laser sont telles que $\lambda_{1,B} < \lambda_{2,B}$ et sont distantes l'une de l'autre de la quantité $\Delta\lambda_B = 2\Delta n_{eff}\Lambda$ où Δn_{eff} est la variation induite sur l'indice effectif lorsque la largeur du ruban augmente de h_1 à h_2. Cette description fondée sur la combinaison de deux sections élémentaires fut introduite par

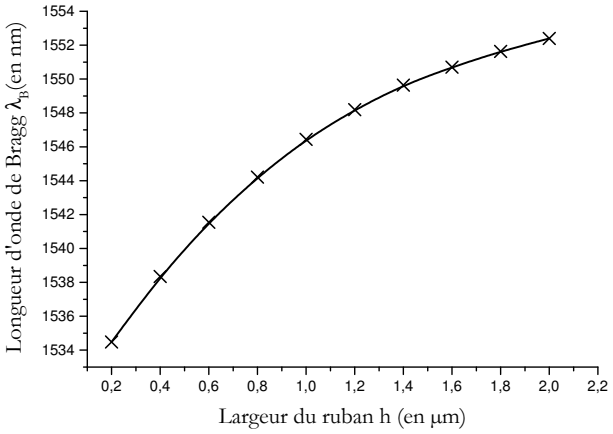

FIG. 5.3 – *Evolution de la longueur d'onde de Bragg λ_B en fonction de la largeur du ruban h pour les structures expérimentales utilisées dans la thèse*

Agrawal [10] dans le but de comprendre le mécanisme de sélection spectral. Ainsi, Agrawal montre que si le décalage est choisi de sorte que le mode de gauche du laser 1 coïncide avec le mode de droite du laser 2 (ou *vice versa*), une résonance est susceptible de prendre naissance dans le laser. Plus précisément, un mode particulier ayant le gain au seuil le plus faible serait favorisé dans les deux sections. Concernant les autres modes, ceux-ci subissent une levée de dégénérescence puisque n'étant pas supportés simultanément par les deux sections. Cette in-

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

terprétation purement qualitative est cependant à prendre avec prudence puisque le spectre total du laser ne peut être vu comme la simple addition des spectres de chacune des sections. En effet, la structure décrite sur la Fig. 5.4 et constituée de deux sections de même longueur est parfaitement symétrique. En conséquence, le comportement spectral au seuil est bimode [11] puisque la probabilité de laser des modes de courte et de grande longueur d'onde est la même. C'est pourquoi, en s'appuyant sur cette description qualitative, on se propose, dans le paragraphe suivant, d'introduire au lecteur la structure laser réalisée dans le cadre de la thèse. A ce titre, il sera montré qu'en brisant la symétrie de la structure décrite sur la Fig. 5.4, des composants monomodes et sans effets de phases aux facettes peuvent être obtenus. Une description théorique de ce type de structure comparant les caractéristiques dynamiques et statiques par rapport au laser à saut de phase $\frac{\lambda}{4}$ est disponible dans la littérature [12].

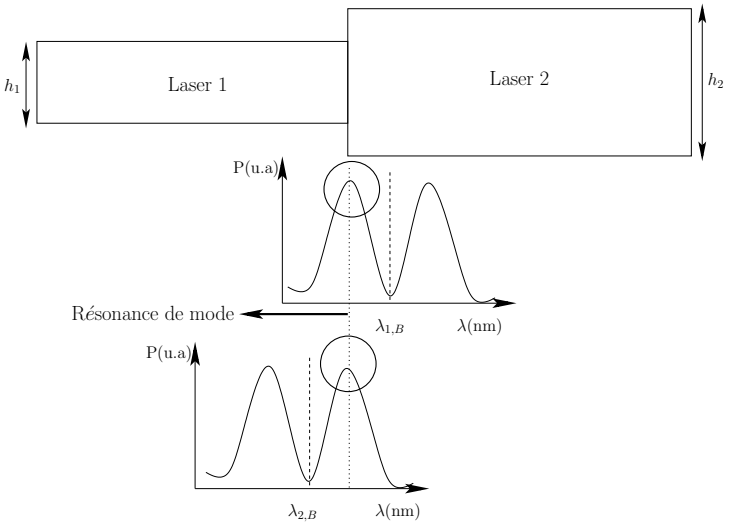

FIG. 5.4 – *Lasers DFB AR/AR constitués de deux sections droites - Interprétation de la résonance de mode selon Agrawal [10]*

5.3.2 Description des structures

Les structures développées dans le cadre de la thèse ont pour but d'atteindre des rendements sur plaque proche de 100%. Autrement dit, l'objectif souhaité est d'obtenir, sur une même plaque InP, des lasers exhibant des caractéristiques (courant de seuil, rendement externe, ...) et *in fine* des performances (statique et dynamique) toutes identiques. Grâce à cette homogénéité induite par la suppression des effets de phases aux facettes, il sera montré qu'un tri des composants n'est plus nécessaire à l'échelle industrielle. La conception de ce type de structure repose sur le principe d'un laser à deux sections introduit au paragraphe

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

précédent. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, le spectre de la structure décrite sur la Fig. 5.4 est de part sa symétrie bimode au seuil. Ainsi, en brisant la symétrie générale de cette structure, deux familles de lasers à semi-conducteur ont été générées : d'une part, des composants de type *chianti* et d'autre part des composants de type *perrier*. La Fig. 5.5

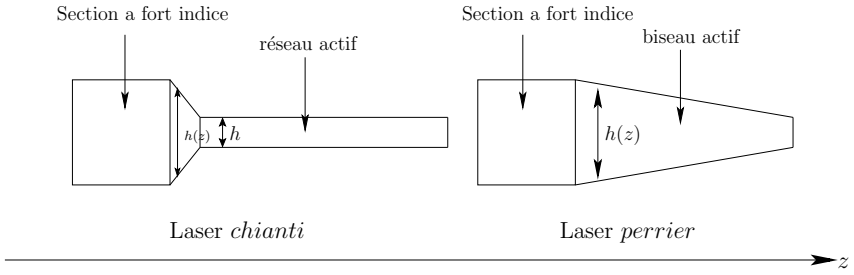

FIG. 5.5 – *Représentation schématique des lasers DFB AR/AR à réseau à pas variable de type chianti et perrier*

donne une représentation schématique de ces deux familles. Les lasers sont constitués d'une section droite à fort indice effectif (i.e dont la largeur de ruban est la plus importante) prolongée, soit par une double section homogène active (laser *chianti*), soit uniquement par un biseau actif (laser *perrier*) dont la largeur de ruban h décroît le long de l'axe de propagation z. Un traitement anti-reflet est apposé sur les facettes avant et arrière du laser. En raison de sa forme symétrique, la section en biseau seule ne peut pas conduire à un comportement monomode [11]. C'est pourquoi, l'utilisation d'une section à fort indice effectif jouant le rôle d'une partie perturbatrice permet de briser la symétrie du système et de modifier la sélection spectrale. De manière à assurer un guidage optimal du mode optique, des transitions adiabatiques entre les sections (variation progressive de la largeur de ruban) ont été réalisées. Ainsi, dans la section en biseau, l'indice effectif $n_{eff}(z)$ et la longueur d'onde de Bragg $\lambda_B(z)$ décroissent continûment avec la largeur du ruban $h(z)$. Le *chirp* dans la structure est donc induit par la variation de la largeur de ruban donc de l'indice effectif. Ce point constitue une très nette différence par rapport aux lasers à saut de phase fondés, eux, sur le décalage de réseaux à pas identiques. Physiquement, le spectre du laser attendu devrait donc exhiber un caractère monomode avec un mode d'émission localisé du côté des grandes longueurs d'onde de la *stopband*. Afin de vérifier la validité de ces hypothèses théoriques, on se propose maintenant d'introduire au lecteur la méthode numérique utilisée pour la simulation de ces composants.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

5.4 Méthode des matrices de transfert

La méthode de calcul numérique utilisée est celle des matrices de transfert. Cette technique numérique, introduite par Björk *et al.* [13] permet de décrire à l'aide de matrice 2×2 le comportement du champ électrique dans la cavité laser. Plus précisément, les performances du laser au seuil et au-dessus du seuil (caractéristiques statiques et dynamiques) peuvent être évaluées à l'aide d'un simple formalisme matriciel. En effet, les propriétés de propagation du champ, de réflexions ou de transmissions aux différentes interfaces (sauts d'indice du réseau de Bragg) sont décrites par des matrices (2×2) dont les coefficients complexes sont notés a_{ij} (avec $(i,j) \in$N). A la fin, la matrice décrivant complètement la structure est obtenue par une simple multiplication entre les différentes matrices élémentaires relatives à toutes les sections homogènes (chaque "dent" du réseau de Bragg) sans oublier les matrices de réflexions et de déphasages (aux extrémités de la cavité). D'une manière générale, les sections élémentaires sont considérées comme des éléments à deux ports. Par exemple, pour la $k^{ième}$ section (cf. Fig. 5.6), les champs complexes $E^+(k)$ et $E^-(k)$ (se propageant respectivement vers la droite et vers la gauche) en entrée/sortie sont reliés à la section $(k+1)^{ième}$ par la relation matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} E^+(k+1) \\ E^-(k+1) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^+(k) \\ E^-(k) \end{pmatrix} \tag{5.11}$$

La matrice totale qui résulte de la multiplication des matrices élémentaires décrit alors

FIG. 5.6 – *Représentation en élément à deux ports de la relation liant un milieu physique aux sections élémentaires k et k+1*

complètement le composant. Le calcul des coefficients a_{ij} repose sur les relations de Fresnel, reliant les champs en entrée/sortie soumis à des réflexions, transmissions ou propagations dans des milieux d'indices complexes. En incluant la contribution du plan transverse à la propagation, l'étude est ramenée à une seule dimension c'est-à-dire selon l'axe longitudinal de propagation. Ainsi, la matrice $\overline{H}$ de propagation correspondant à une section homogène

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

de longueur l et d'indice effectif complexe n_{eff} est donnée par la relation :

$$\overline{H} = \begin{pmatrix} e^{ikn_{eff}l} & 0 \\ 0 & e^{-ikn_{eff}l} \end{pmatrix} \tag{5.12}$$

avec,

$$n_{eff} = n + i\frac{\alpha}{k} \tag{5.13}$$

où n est la partie réelle de l'indice effectif complexe, α le gain (ou les pertes) modal en amplitude, k le vecteur d'onde de propagation et l la longueur de la section considérée. La matrice de passage complexe $\overline{M}_{1\to 2}$ d'une section d'indice effectif n_1 à une section d'indice effectif n_2 se met sous la forme :

$$\overline{M}_{1\to 2} = \frac{1}{2n_2}\sqrt{\frac{n_2}{n_1}} \begin{pmatrix} n_1+n_2 & n_2-n_1 \\ n_2-n_1 & n_1+n_2 \end{pmatrix} \tag{5.14}$$

La matrice complexe $\overline{R}$ traduisant une réflexion avec un coefficient de réflexion r en amplitude s'écrit:

$$\overline{R} = \frac{1}{\sqrt{1-r^2}} \begin{pmatrix} r & 1 \\ 1 & r \end{pmatrix} \tag{5.15}$$

et la matrice complexe $\overline{\Phi}$ correspondant à un déphasage φ se met sous la forme :

$$\overline{\Phi} = \begin{pmatrix} e^{i\varphi} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{pmatrix} \tag{5.16}$$

La Fig. 5.7 montre maintenant une structure DFB dont les réflectivités en amplitude aux facettes avant et arrière sont respectivement notées ρ_1 et ρ_2. On note n_2 l'indice effectif correspondant aux parties gravées (i.e contenant le moins de puits quantiques) et n_1 l'indice effectif des autres. Le réseau de Bragg de période $\Lambda = l_1 + l_2$ (avec l_1 et l_2 respectivement les longueurs des dents du réseau d'indice effectif n_1 et n_2) est représenté ainsi que le profil d'indice moyen. La matrice de transfert complexe $\overline{M_k}$ correspondant à la sélection élémentaire k (c'est-à-dire à une période complète) s'écrit donc :

$$\overline{M}_k = \frac{1}{4n_1n_2} \begin{pmatrix} n_1+n_2 & n_1-n_2 \\ n_1-n_2 & n_1+n_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{ikn_2l_2} & 0 \\ 0 & e^{-ikn_2l_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_2+n_1 & n_2-n_1 \\ n_2-n_1 & n_2+n_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{ikn_1l_1} & 0 \\ 0 & e^{-ikn_1l_1} \end{pmatrix} \tag{5.17}$$

Les variations de l'indice effectif, du facteur de confinement et de la force du réseau sont donc inclues dans le calcul. Le *spatial hole burning* est pris en compte en découpant le réseau en sections élémentaires à l'intérieur desquelles la densité de porteurs et de photons est supposée uniforme. Le composant est ensuite complètement décrit à partir de la matrice $\overline{M}$ définie par le produit matriciel suivant :

$$\overline{M} = \overline{R_1\Phi_1}\left(\prod_{k=1}^{N} \overline{M}_k\right)\overline{\Phi_2 R_2} \tag{5.18}$$

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

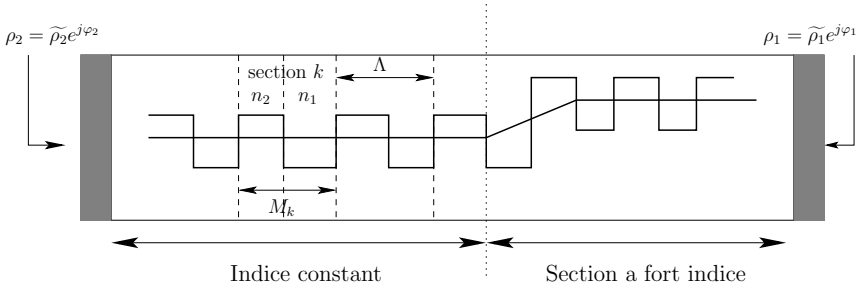

FIG. 5.7 – *Représentation schématique du réseau et du profil d'indice moyen dans la structure DFB chianti*

où N, $(\overline{R_1},\overline{R_2})$ et $(\overline{\Phi_1},\overline{\Phi_2})$ sont respectivement le nombre de sections élémentaires (i.e périodes élémentaires dans la cavité), les matrices de réflexions sur les facettes gauche et droite du laser et les matrices déphasages prenant en compte l'influence des phases du réseau aux facettes. Dans le cas où le composant est traité anti-reflet, cette matrice se réduit à la matrice identité. Les champs complexes E_i^+, E_i^- (avec i=1,2 selon la facette) se calculent donc aisément à partir de la relation :

$$\begin{pmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{pmatrix} = \overline{M} \begin{pmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{pmatrix} \tag{5.19}$$

Après avoir déterminé la condition de seuil, la densité de porteurs et de photons est calculée de manière auto-consistante et ce pour chaque valeur de courant. Enfin, après avoir déterminé les profils des densités de porteurs et de photons dans la cavité, le spectre du laser est calculé. Précisons que la théorie des matrices de transfert utilisée présente un certain nombre de limitations. En effet, ne sont pas pris en compte dans le calcul :

- les effets thermiques,
- les effets de fuites latérales dans le ruban,
- la dépendance du gain avec la longueur d'onde.

Par ailleurs, bien que le comportement multimode au seuil peut être prédit, il convient d'être attentif aux résultats fournis par la simulation au-dessus du seuil puisque le calcul des variations spatiale de la densité de porteurs n'est rigoureux qu'en présence d'un seul mode. Enfin, il est important de signaler que d'autres résultats de modélisation traitant du calcul de la largeur de raie d'un laser à semi-conducteur à partir de la fonction de transfert ont été réalisés et publiés dans la littérature [14][15][16]. Dans la suite de la discussion, la théorie des matrices de transfert sera appliquée dans un premier temps, afin de mettre en évidence les limitations engendrées dans les lasers à semi-conducteur par les effets *non-linéaires*. Puis, cette théorie sera appliquée au cas des lasers DFB AR/AR explicités dans ce chapitre. A ce titre, des résultats de simulations montrant le comportement spectral, la caractéristique

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

courant-puissance seront présentés et comparés avec les résultats expérimentaux.

5.5 Introduction aux effets *non-linéaires*

Ce paragraphe n'a pas pour vocation d'analyser dans le détail les différents processus *non-linéaires* rencontrés dans les lasers à semi-conducteur. En revanche, ce paragraphe a pour but de sensibiliser le lecteur aux effets *non-linéaires* rencontrés dans la caractéristique courant/puissance. Afin d'illustrer ce phénomène physique, des résultats de simulations sont présentés et comparés avec l'expérience sur une structure *perrier* déjà existante au laboratoire. D'une manière générale, les lasers à semi-conducteur sont souvent perturbés lorsque le courant

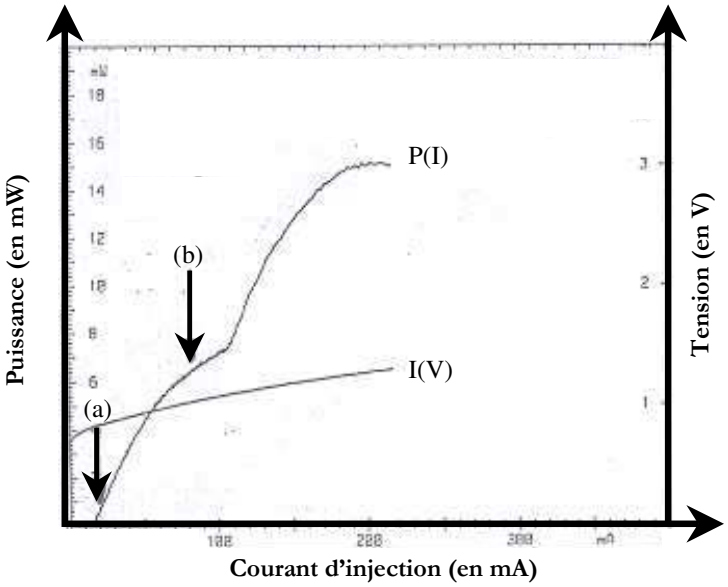

FIG. 5.8 – *Caractéristiques P(I) et I(V) d'un laser DFB type perrier présentant une non-linéarité*

d'injection devient trop élevé. En conséquence, à de forts niveaux de puissance, il est possible d'observer dans la caractéristique courant/puissance un décrochement (i.e une rupture de la continuité) appelé épaulement ou *kink* en language anglo-saxon. Par exemple, sur la Fig. 5.8, les caractéristiques typiques courant/puissance P(**I**) et courant/tension V(**I**) d'un laser à semi-conducteur sont représentées. Ainsi, l'évolution de la puissance en fonction du courant se décompose en deux parties distinctes : une section évoluant de manière continue du courant de seuil I_{th} jusqu'à 100 mA, lieu du début de la *non-linéarité*, puis une deuxième partie dont l'évolution est à nouveau continue. En appliquant la méthode des matrices de transfert exposée précédemment, la caractéristique P(**I**) de ce composant peut être simulée. Sur la Fig. 5.9, une simulation exhibant les variations de la puissance avec le courant d'injection

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

est représentée. La *non-linearité* est bien retrouvée puisqu'un creux dans la caractéristique (dont le centre est proche de 100 mA) est observé. Il est important de signaler que la forme générale de la caractéristique calculée est légèrement différente de celle observée sur la Fig. 5.8. Comme il l'a été mentionné au §.5.4, cet effet peut être expliqué par le fait que, dans le code de calcul, les effets thermiques et de fuites latérales ne sont pas pris en compte. De façon à bien mettre en évidence le phénomène, le calcul a été de plus réalisé en considérant le couple de paramètres (α_H, ε) avec α_H le facteur de Henry et ε le facteur de compression de gain (cf. Eq. 1.4) intervenant lorsque la puissance d'injection devient importante. Trois cas de figures ont

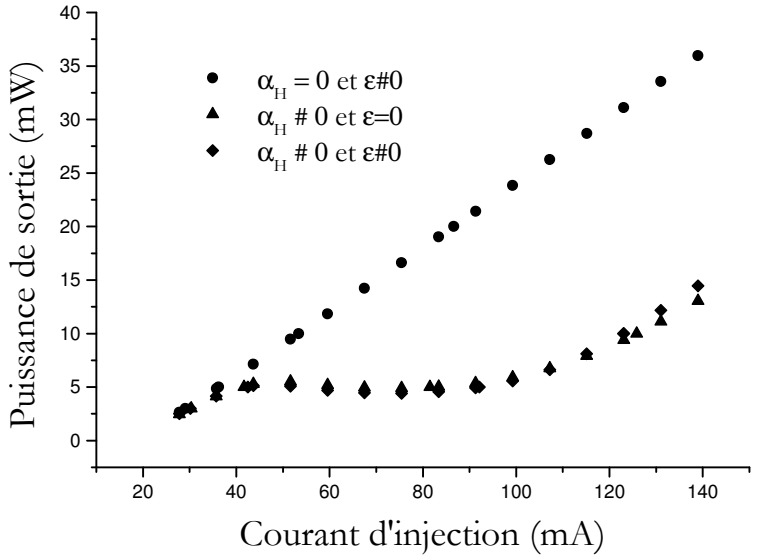

FIG. 5.9 – *Simulation d'un laser DFB présentant une non-linéarité dans le P(I)- Mise en évidence de l'impact du facteur de Henry α_H sur la présence ou non d'un épaulement (i.e kink) dans la caractéristique courant/puissance*

été envisagés : $(\alpha_H \neq 0, \varepsilon \neq 0)$, $(\alpha_H \neq 0, \varepsilon = 0)$ et $(\alpha_H = 0, \varepsilon \neq 0)$. Ainsi, comme le montre la Fig. 5.9, il est aisé de constater que le seul et unique cas pour lequel l'effet d'épaulement peut être supprimé est celui pour lequel le facteur de Henry est nul. Concernant le facteur de compression du gain, celui-ci n'intervient pas puisque la *non-linéarité* ne disparaît pas. Pour conclure, les *non-linéarités* du P(I) sont dues à des variations spatiales de l'indice effectif c'est-à-dire aux effets du *spatial hole burning* [7]. Comme il l'a été vu au chapitre 1, cet effet parasite est inexistant lorsque le facteur de Henry α_H est nul. En d'autres termes, un facteur de Henry nul est une condition suffisante pour que la *non-linéarité* s'annihile. En revanche, un facteur de Henry non nul est compatible, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant,

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

avec un laser sans *non-linéarité*. Discutons maintenant de l'impact de ces *non-linéarités* sur le comportement spectral du laser. Expérimentalement, la présence d'un épaulement dans le P(I) se traduit par un changement profond dans la signature spectrale du laser. Par exemple, sur la Fig. 5.10, les spectres simulés et mesurés du laser de la Fig. 5.8 sont reportés. Les spectres (a) et (b) sont respectivement ceux enregistrés et calculés avant la *non-linéarité* (c'est-à-dire quasiment au seuil, cf. flèche notée (a) sur la Fig. 5.8). Ainsi, il est aisé de constater qu'un excellent accord théorie/expérience est obtenu puisqu'un comportement monomode est observé dans les deux cas. En revanche, les spectres (c) et (d) représentent respectivement ceux simulés et enregistrés après la *non-linéarité* (à vingt fois le seuil environ, cf. flèche notée (b) sur la Fig. 5.8). Un bon accord entre la simulation et la mesure est de nouveau reporté. En effet, il est montré que le comportement spectral du laser change brutalement au-delà de l'épaulement et devient multimode. Un tel effet est bien évidemment catastrophique pour les applications dynamiques puisqu'aucune transmission ne peut être réalisée. A ce titre, il sera montré, entre autre, dans la suite de la discussion, que les structures *perrier* et *chianti* réalisées peuvent conduire à des caractéristiques courant/puissance parfaitement linéaires (i.e sans *non-linéarité*) et qu'aucune dégradation spectrale n'est observée avec le courant d'injection.

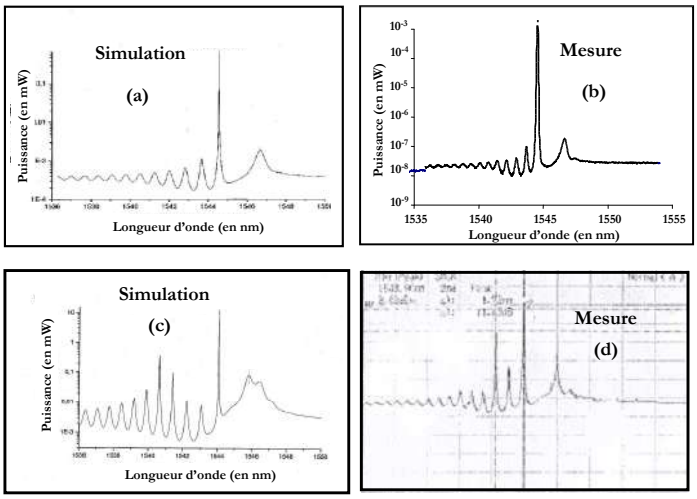

FIG. 5.10 – *Comparaison entre les spectres simulés et mesurés d'un laser DFB présentant une non-linéarité dans le P(I) : (a) et (b) avant la non-linéarité ; (c) et (d) après la non-linéarité*

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

5.6 Comparaison théorie-expérience

Dans ce chapitre, les résultats numériques relatifs aux structures *chianti* et *perrier* sont présentés et comparés par rapport à l'expérience. A ce titre, il sera démontré que des performances spectrales homogènes associées à un bon contrôle du *spatial hole burning* (absence de *non-linéarité* dans la caractéristique courant/puisssance) ainsi qu'une faible dérive de fréquence (i.e *chirp*) ont été obtenus sur ces composants. En conséquence, des transmissions à 2,5 GBit/s sans plancher et avec de faibles pénalités seront présentées au lecteur. L'ensemble des résultats discutés dans ce paragraphe se retrouvent à travers les références [17][18].

5.6.1 Résultats numériques

Etude spectrale

Considérons dans un premier temps un laser DFB AR/AR issu de la famille *perrier*. La Fig. 5.11 donne une représentation schématique du laser avec les cotes typiques utilisées. La

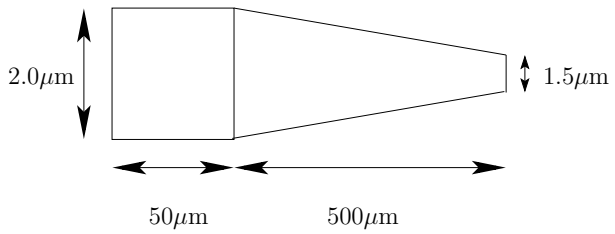

FIG. 5.11 – *Laser DFB AR/AR de type perrier et de longueur 550 μm - l'extrémité du biseau est utilisée comme paramètre variable de manière à évaluer la résistance du laser aux fluctuations technologiques.*

Fig. 5.12 exhibe maintenant une simulation du spectre optique du laser de la Fig. 5.11 (ligne continue (a)). Cette simulation fondée sur la théorie des matrices de transfert est obtenue pour une puissance d'injection de 10 mW. Ainsi, il est aisé de constater que le résultat numérique est en parfaite adéquation avec l'analyse physique conduite précédemment : le spectre du laser est strictement monomode avec une longueur d'onde d'émission localisée sur le bord de la *stopband* du laser. Pour exemple, les valeurs calculées de la *stopband* $\Delta\lambda$ et du SMSR (i.e *Side Mode Suppression Ratio*) sont respectivement de 1,3 nm et de 45 dB. De manière parallèle, la sensibilité du laser à des variations dues aux fluctuations technologiques a été évaluée. Ainsi, la Fig. 5.12 montre également une superposition à 10 mW du spectre optique calculé pour

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

trois largeurs de pointe (i.e extrémité du biseau) différentes telles que $p = 1{,}5$ μm (cas initial (a)), $p = 1{,}7$ μm (ligne discontinue (b)) et $p = 1{,}4$ μm (ligne pointillée (c)). Dans le cas où la largeur de la pointe augmente de 1,5 μm (cas (a)) à 1,7 μm (cas (b)), une légère variation de la longueur d'onde d'émission vers le rouge (i.e vers les grandes longueurs d'onde) est calculée. Toutefois, ce décalage reste modérément faible et n'excède pas 0,32 nm (soit une déviation de la longueur d'onde de 1549,36 nm à 1549,68 nm). Concernant la valeur de la *stopband*, celle-ci

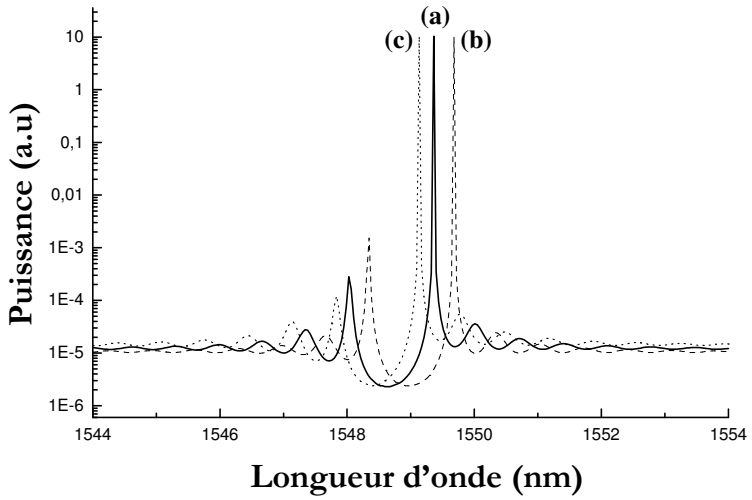

FIG. 5.12 – *Superposition de spectres calculés sur le laser perrier pour différentes largeurs de pointe (a) $p = 1{,}5$ μm, (b) $p = 1{,}7$ μm, (c) $p = 1{,}4$ μm*

reste constante et égale à $\Delta\lambda = 1{,}3$ nm. De plus, cette simulation montre que le caractère monomode du composant n'est absolument pas altéré par les fluctuations technologiques puisque le SMSR reste proche de 39 dB à 10 mW (soit une perte de 6 dB seulement par rapport au cas initial (a)). Lorsque la largeur de pointe est réduite de 1,5 μm (cas (a)) à 1,4 μm (cas (c)), la simulation prouve à nouveau qu'aucune dégradation est observée. En effet, les valeurs calculées de la *stopband* $\Delta\lambda$ et du SMSR sont respectivement proches de 1,3 nm et 49 dB. En revanche dans cette situation, une variation opposée (i.e vers les courtes longueurs d'onde) de la longueur d'onde d'émission est calculée. Cette déviation comprise entre 1549,36 nm et 1549,13 nm n'excède pas 0,20 nm. Quid maintenant de la variation de phase totale induite par un changement de la largeur de pointe p dans la section en biseau? Cette variation de phase notée $\delta\varphi(p)$ peut se calculer à partir de la relation suivante :

$$\delta\varphi(p) = \int_0^l dz \Delta n_{eff}(z) \tag{5.20}$$

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

L'équation (5.20) traduit la variation de longueur optique dans la section en biseau de longueur $l = 500$ μm. Ainsi $\Delta n_{eff}(z)$ décrit la variation de l'indice effectif le long de cette section en biseau. Par convention, cette variation est choisie nulle sur la section large (i.e lorsque la largeur de ruban est égale à 2,0 μm). Ainsi, quand la largeur de pointe augmente de 1,5 μm à 1,7 μm (et décroît respectivement de 1,5 μm à 1,4 μm), la variation de longueur optique dans la section biseau est égale à $\delta\varphi(p = 1{,}5\mu m) - \delta\varphi(p = 1{,}7\mu m) \approx \frac{2\lambda}{3}$ (respectivement $\delta\varphi(p = 1{,}4\mu m) - \delta\varphi(p = 1{,}5\mu m) \approx \frac{\lambda}{3}$). En conséquence, en comparant avec les lasers à saut de phase, la variation de longueur optique dans la cavité laser est bien plus significative et n'induit aucune dégradation sur le comportement spectral du laser. En d'autres termes, il est montré théoriquement dans ce paragraphe, qu'il est possible d'obtenir une structure parfaitement monomode, indépendante des effets de phases aux facettes, émettant sur les bords de la *stopband* et ayant une grande résistivité aux fluctuations technologiques.

En utilisant les mêmes techniques numériques que pour le laser *perrier*, la structure *chianti*

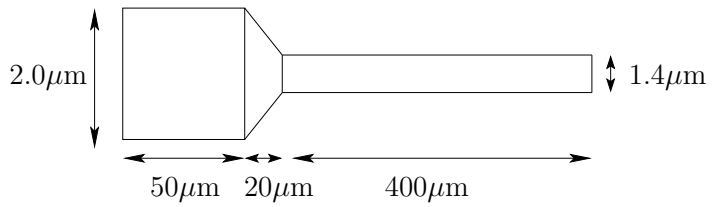

FIG. 5.13 – *Laser DFB AR/AR de type chianti et de longueur 470 μm*

peut également être modélisée. Ainsi, la Fig. 5.14 exhibe le spectre simulé de la structure longue de 470 μm décrite sur la Fig. 5.13. Le calcul est réalisé très au-dessus du seuil c'est-à-dire pour un courant d'injection 20 fois supérieur au courant de seuil du laser. A nouveau, il est aisé de constater que ce résultat de simulation est en parfait accord avec les hypothèses théoriques de départ. Le laser est bien monomode et émet sur les bords de la *stopband*. Dans ce cas précis, la largeur de la *stopband* $\Delta\lambda$ et du SMSR calculés sont respectivement de 1,5 nm et de 38 dB. Pour conclure, les propositions annoncées au paragraphe §.5.2 sont bien confirmées. En effet, en utilisant la méthode des matrices de transfert, des résultats de simulations relatives aux structures *perrier* et *chianti* ont été présentés. Dans tous les cas, un comportement monomode localisé sur les bords de la *stopband* est prédit.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

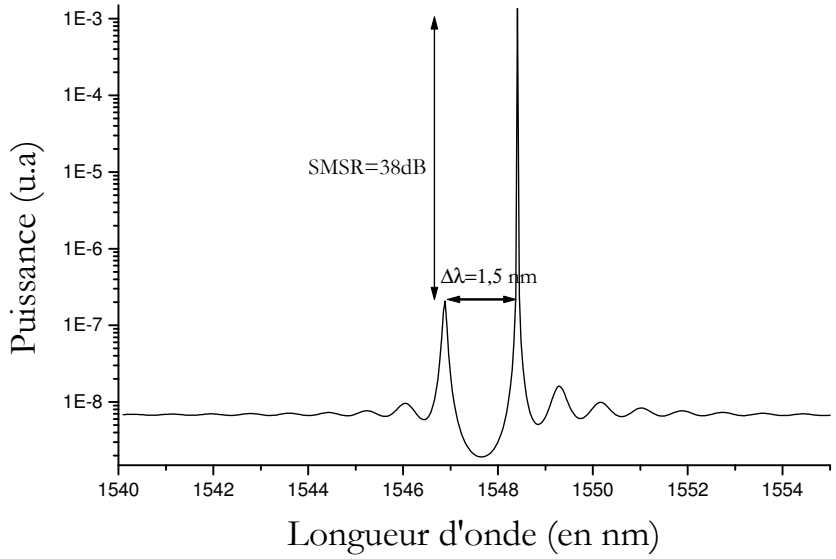

FIG. 5.14 – *Simulation au-dessus du seuil du spectre optique du laser chianti*

Etude de la dérive de fréquence

La réponse du laser à la modulation de son courant d'alimentation engendre à la fois une modulation d'amplitude AM (i.e *Amplitude Modulation*) et une modulation de fréquence FM (i.e *Frequency Modulation*). Ainsi, l'étude de la dérive de fréquence repose sur la détermination des caractéristiques de la modulation de fréquence induite par la modulation du courant d'injection dans la cavité laser (cf. Chap. 1). D'une manière générale, si f_m représente la fréquence de modulation du laser, la réponse FM peut se décomposer en trois régimes distincts :

- *a*) à basse fréquence ($f_m <$ 10 MHz), les effets thermiques priment. La longueur d'onde augmentant avec la température, l'échauffement du composant diminue la fréquence optique. Les réponses FM et AM sont alors déphasées de 180°.

- *b*) à moyenne fréquence (10 MHz $< f_m <$ 1 GHz), les phénomènes thermiques ne sont plus significatifs. Les modulations AM et FM sont en phase. C'est le régime appelé adiabatique qui sera discuté par la suite.

- *c*) pour les fréquences supérieures c'est-à-dire pour des modulations de quelques GHz, il y a oscillation entre le nombre de porteurs et le nombre de photons. C'est le phénomène d'oscillations de relaxation au cours duquel les modulations AM et FM sont en quadrature.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Dans la suite de ce paragraphe, on se propose de discuter des effets physiques induits par le *chirp* adiabatique et de ses conséquences sur le comportement dynamique du laser. Le *chirp* adiabatique est défini comme la variation de la fréquence d'émission f (i.e de la longueur d'onde) en fonction du courant de modulation, $\frac{df}{dI}$, ou de la puissance $\frac{df}{dP}$. Sur la Fig. 5.15, quelques réponses FM mesurées sur des lasers DFB émettant à 1,55 μm sont présentées au lecteur [19]. Il est important de préciser que chaque courbe représentée correspond à un laser. Ainsi, la dérive de fréquence Δf peut être vue comme l'aire algébrique définie par la relation :

$$\Delta f = \int_{I_{th}}^{I} dI \frac{df}{dI} \tag{5.21}$$

ou encore,

$$\Delta f = \int_{0}^{P} dP \frac{df}{dP} \tag{5.22}$$

avec f, I et P respectivement la fréquence du laser, le courant d'injection et la puissance émise. D'une manière générale, deux types de regimes distincts sont observés : celui des faibles injections optiques (i.e faible puissance optique, typiquement $P < 2$ mW) et celui des injections plus importantes [19]. Comme le montre la Fig. 5.15, aux fortes injections optiques, le

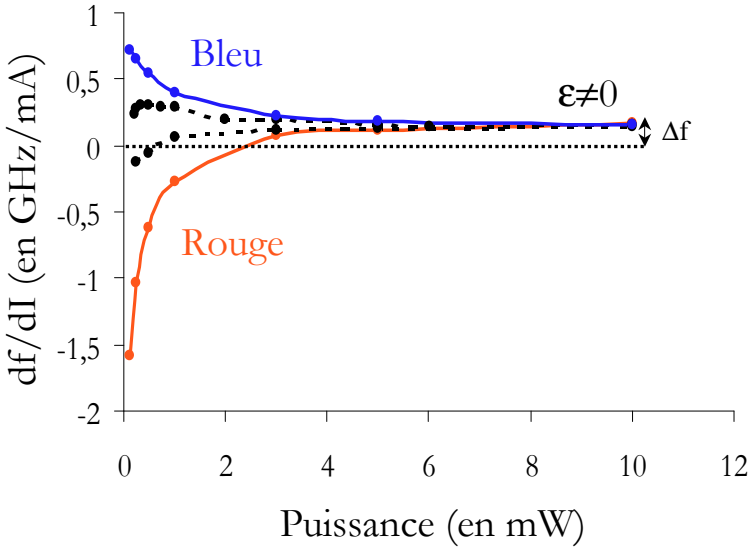

FIG. 5.15 – *Chirp adiabatique mesuré sur des lasers DFB émettant à 1,55 μm [19]- Les différences entre les courbes à basses puissances sont attribuées aux effets de phases aux facettes*

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

comportement du *chirp* adiabatique est asymptotique avec le courant injecté. Dans ces conditions, la valeur de convergence est dictée par les phénomènes non-linéaires de compression de gain et s'exprime par la relation [20]:

$$2\pi\frac{\Delta f}{\Delta I} = \frac{\eta_i}{e}\frac{\alpha_H}{2}\frac{\Gamma\varepsilon}{V} \tag{5.23}$$

avec η_i, e, V, Γ, ε, α_H et ΔI respectivement le rendement quantique interne, la charge de l'électron, le volume de la cavité laser, la facteur de confinement, le facteur de compression de gain, le facteur de Henry et la variation de courant. Ces phénomènes ne dépendant que des caractéristiques intrinsèques du matériau actif du composant et de son volume, le *chirp* adiabatique à fortes puissances est un invariant pour les puces lasers issues d'une même plaque. Précisons que, si le facteur de compression de gain ε (cf. Eq. (1.4)) est nul, l'asymptote se réduit à la droite d'équation $\frac{df}{dI} = 0$. En revanche, à faibles puissances, le comportement du *chirp* adiabatique est lié au *spatial hole burning* qui dépend à la fois des cas de phases aux facettes et de la puissance [21]. Ainsi, comme le montre la Fig 5.15, dans cette gamme de courant, un faisceau de courbe (pointillé | trait plein) induisant une grande dispersion entre les valeurs des *chirp* adiabatiques est généralement observé. Bien évidemment, une telle dispersion à des conséquences importantes notamment lors des applications dynamiques. De plus, comme il l'a déjà été mentionné au cours de cette dissertation, les cas de phases aux facettes étant de nature aléatoire, la réponse FM du laser est *in fine* imprévisible. Enfin, la qualité du *chirp* adiabatique se caractérise par sa couleur. En effet, comme le montre la Fig. 5.15, la dérive de fréquence peut être, soit vers le rouge (i.e vers les grandes longueurs d'onde), soit vers le bleu (i.e vers les courtes longueurs d'onde). Néanmoins, qualitativement, il a été

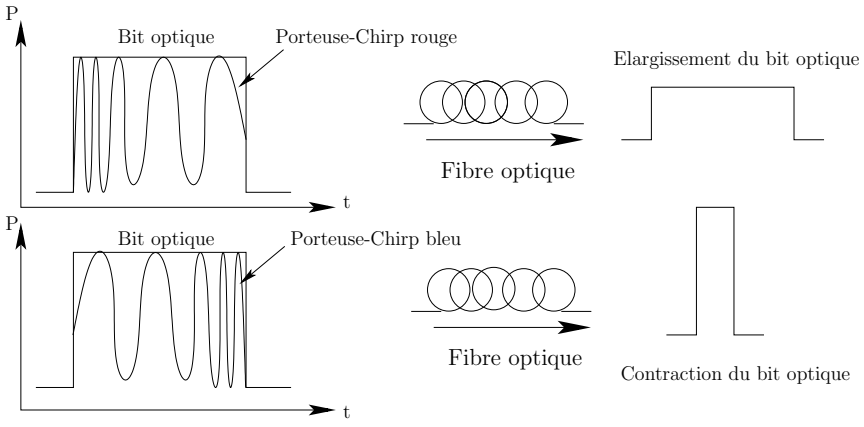

FIG. 5.16 – *Représentation schématique du phénomène d'élargissement (respectivement contraction) du bit optique induit par le chirp rouge (respectivement chirp bleu)*

observé que l'apparition d'un *chirp* rouge perturbait considérablement le comportement en

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

transmission d'un laser [19]. Par exemple, la Fig. 5.16 donne une représentation schématique de deux bits optiques dont les porteuses respectives correspondent, soit à un *chirp* rouge, soit à un *chirp* bleu. Ainsi, dans le cadre d'une dispersion chromatique anormale (ce qui est notre cas expérimentalement), les composantes bleues d'un pulse optique se propagent plus vite que les composantes rouges. En conséquence, après propagation dans la fibre optique, le *chirp* rouge provoque un élargissement du bit optique principal pouvant conduire le cas échéant à une dégradation rapide de la transmission (phénomène de plancher) tandis qu'une contraction est observée dans le cas du *chirp* bleu. C'est pourquoi, il a été observé, que pour des distances de propagation raisonnables, une dérive de fréquence vers le bleu perturbe beaucoup moins le comportement en transmission du laser. Pour conclure, la dérive de fréquence vers le rouge est un effet qui doit être évité lors de la conception des lasers DFB. Afin de confirmer ces conclusions théoriques, le *chirp* adiabatique des composants *perrier* et *chianti* a été calculé en utilisant la théorie des matrices de transfert introduite précédemment. Ainsi, les Fig. 5.17(a) et Fig. 5.17(b) montrent l'évolution théorique du *chirp* adiabatique $\frac{df}{dI}$ en fonction du courant d'injection I respectivement sur les lasers *perrier* et *chianti*. Comme on peut le

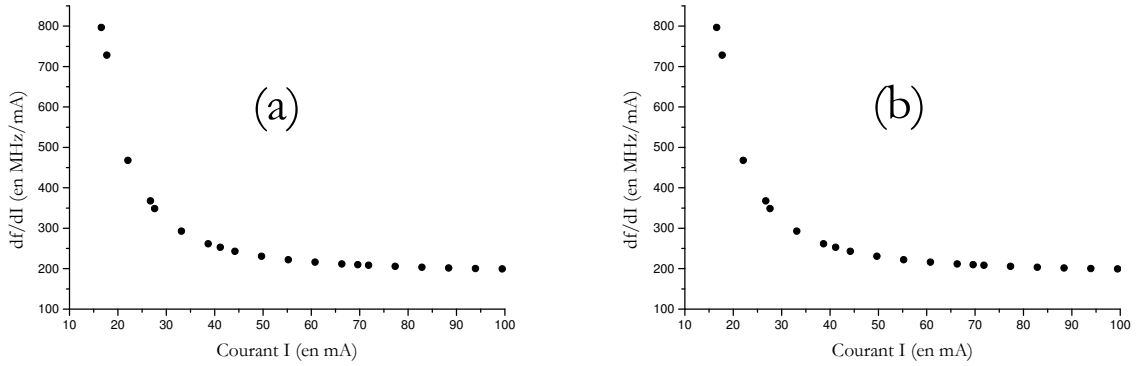

FIG. 5.17 – *Chirps simulés sur lasers perrier (a) et chianti (b)*

constater, la simulation confirme notre présentation. En effet, une décroissance rapide du *chirp* adiabatique prolongée par un comportement asymptotique aux fortes injections est observée. Typiquement, les valeurs asymptotiques calculées sont respectivement de l'ordre de 220 MHz/mA et 250 MHz/mA pour les lasers *perrier* et *chianti*. Précisons, par ailleurs, que grâce au traitement anti-reflet apposé sur les deux facettes des composants, il n'y a pas d'effets de phases et aucune variation de puce à puce sur la réponse adiabatique est à prévoir (cf. Fig. 5.25). Ce point particulier sera abordé au cours de ce chapitre lors de la comparaison avec les résultats expérimentaux. Enfin, il est important de noter que ces résultats de simulation montrent qu'un *chirp* adiabatique vers le bleu (i.e vers les courtes longueurs d'onde) est prédit

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

pour les structures étudiées. Bien qu'un tel résultat ne puisse être expliqué à ce jour autre que par des constatations purement numériques, de bons résultats peuvent être également envisagés en transmission.

5.6.2 Résultats expérimentaux

Dans ce paragraphe, les résultats expérimentaux obtenus sur les lasers *perrier* et *chianti* sont présentés au lecteur. Ainsi, après un bref rappel de la structure élémentaire utilisée, les caractéristiques statiques expérimentales (spectre, caractéristique courant-tension,...) sont analysées et comparées aux résultats de simulation. Enfin, après avoir analysé la dérive de fréquence (i.e *chirp*), les résultats de transmissions sans rétroaction optique externe seront introduits. A ce titre, il sera montré que des transmissions sans plancher, à 25°C et sur des distances de propagation de 90 km ont été obtenues à partir des composants AR/AR à réseau à pas variable. A la fin du paragraphe, il sera démontré qu'une grande uniformité des performances est obtenue à la fois du point de vue statique et dynamique.

Structure élémentaire

Comme pour les lasers AR/HR, la structure élémentaire utilisée est toujours à ruban enterré (cf. Chap. 1). Pour exemple, la Fig. 5.18 montre une vision en trois dimensions de la structure élémentaire du laser *chianti* de la Fig. 5.13. La couche active est réalisée à partir de six puits quantiques en InGaAsP contraints en compression et séparés par des barrières InGaAsP contraintes en tension. Le confinement optique est de nouveau obtenu à partir des SCH (i.e *Semiconductor Confinement Heterostructure*) de type Q1,17 et d'épaisseur 60 nm (cf. Chap. 4, §.4.4). Le réseau de diffraction est toujours réalisé à partir de techniques holographiques puis gravé dans la couche passive localisée au-dessus des SCH. La région active est ensuite gravée après une reprise de croissance sur réseau. La structure semi-conductrice est enterrée en utilisant la technique d'épitaxie par MOVPE (*Metal Organic Vapor Phase Epitaxy*). Enfin, une implantation protonique H^+ est appliquée afin de limiter les fuites latérales dans le ruban [22].

Etude des caractéristiques statiques

Sur la Fig. 5.19 (à gauche), une superposition des spectres optiques de douze lasers enregistrés à 10 mW sur la structure *perrier* de largeur de biseau égale à 1,5 μm (cf. Fig. 5.11) est représentée. La puissance optique, indiquée en unité décibel, est reportée en fonction de l'écart au mode de Bragg. On rappelle pour mémoire, que l'écart au mode de Bragg introduit au chapitre 3 correspond à la différence de longueurs d'onde entre le mode émis et le mode

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

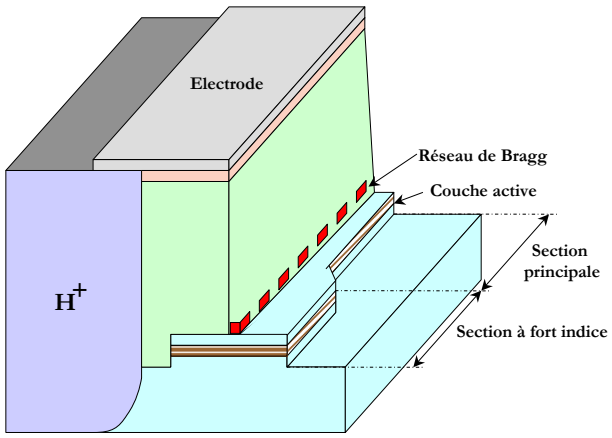

FIG. 5.18 – *Représentation schématique de la structure élémentaire à ruban enterré du laser chianti*

de Bragg. Ainsi, il est aisé de constater qu'un excellent accord avec les résultats de simulation exposés précédemment (cf. Fig. 5.12) est obtenu. En effet, un comportement spectral monomode est observé expérimentalement avec une longueur d'onde d'émission localisée sur le bord de la *stopband*. Les valeurs mesurées (respectivement calculées) sur le SMSR et la largeur de la *stopband* sont de 47 dB (respectivement 45 dB) et 1,1 nm (respectivement 1,5 nm), montrant indubitablement un très bon accord théorie/expérience. Le point le plus remarquable surgissant de ces résultats expérimentaux est l'excellent niveau de reproductibilité obtenu sur la longueur d'onde d'émission du laser. En effet, en utilisant trois barrettes de 25 lasers choisies de manière aléatoire sur la plaque InP 2", un écart type n'excédant pas 0,15 nm à 10 mW a été mesuré. La Fig. 5.19 (à droite) montre maintenant la distribution probabiliste du SMSR. Plus précisément, cette courbe traduit la probabilité d'atteindre un certain SMSR donné à 10 mW sur les trois barrettes de 25 lasers (soit 75 lasers au total). Ainsi, cette courbe montre qu'un rendement de 100% associé à une très bonne uniformité du SMSR est obtenu. Par exemple, la valeur moyenne du SMSR est de (47 $\pm$ 2) dB à 10 mW et de (50 $\pm$ 1) dB à 15 mW. En conséquence, ces résultats présentent un excellent degré d'homogénéité spectrale et sont *de facto* de première importance pour la réalisation future de lasers DFB uniformes.

De la même manière, l'homogénéité spectrale peut se retrouver sur les structures de type *chianti*. Par exemple, sur la Fig. 5.20, une superposition à 6 mW des spectres optiques de six lasers correspondant à la structure décrite sur la Fig. 5.13 est présentée. Ainsi, un excellent accord avec la théorie est obtenu puisqu'un comportement monomode localisé sur les bords de la *stopband* est à nouveau mis en évidence. En effet, en comparant avec le spectre calculé

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

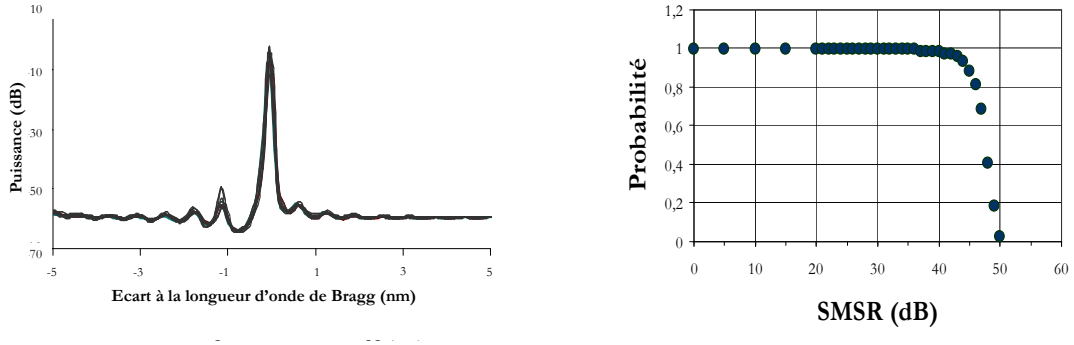

FIG. 5.19 – *Superposition de 12 spectres optiques d'une structure semi-conductrice AR/AR perrier à 6 mW (à gauche)- Probabilité d'obtenir un SMSR minimal en fonction du SMSR mesuré à 10 mW sur une série de 75 lasers (à droite)*

donné par la Fig. 5.14, les valeurs de la *stopband* et du SMSR mesurées (respectivement calculées) sont 1,6 nm (respectivement 1,5 nm) et 43,5 dB (respectivement 38 dB). De manière similaire aux lasers *perrier*, un bon degré de reproductibilité sur la longueur d'onde d'émission est obtenu. En effet, l'écart type mesuré statistiquement sur 25 lasers est de 0,11 nm ce qui constitue à nouveau une valeur relativement faible. Bien évidemment, la qualité du traitement anti-réflexion est de première importance pour l'obtention de tels résultats. A ce titre, la référence [23] explique théoriquement et expérimentalement l'impact d'un mauvais traitement anti-reflet sur le comportement spectral du laser. En effet, il est bien connu que les effets de phases aux facettes peuvent apparaître même pour de faibles réflectivités. Ainsi, un manque de précision sur la valeur du traitement anti-reflet engendre une dégradation du spectre pouvant générer une perte sur le SMSR entre 3 dB et 10 dB selon le cas de phase étudié (exaltation des modes supérieurs). De plus, la référence [23] montre qu'il est possible de prédire une valeur de traitement minimale permettant d'assurer l'homogénéité des composants. Enfin, il est également prouvé qu'en utilisant des lasers ayant un guide incliné par rapport au plan de clivage, la réflectivité des facettes peut être considérablement réduite. C'est cette dernière technique qui a été utilisée lors de la conception des lasers *chianti* et *perrier* et qui permet *in fine* d'expliquer en partie une telle homogénéité. Bien évidemment, d'autres types de lasers *chianti* déduits de la Fig. 5.13 ont été réalisés puis testés. Par exemple, la Fig. 5.21 exhibe quatre spectres optiques enregistrés très au-dessus du seuil (c'est-à-dire pour des courants d'injection proches de 200 mA). Le spectre de la structure de référence de la Fig. 5.13 est indexé par la lettre (c). Le spectre (a) correspond à la même structure que (c) sauf que la largeur du ruban en face avant a été augmentée de 1,4 μm à 1,7 μm. Enfin, les structures correspondant aux spectres (b) et (d) ont des largeurs de ruban de départ de

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

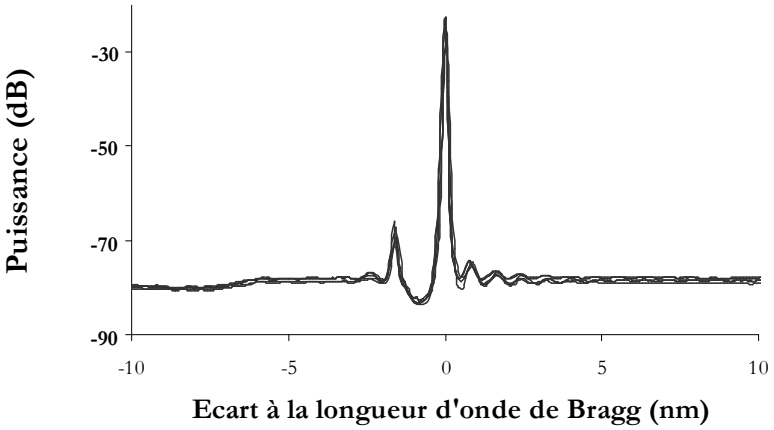

FIG. 5.20 – *Superposition de six spectres optiques d'une structure semi-conductrice AR/AR chianti à 6 mW*

1,7 μm pour des largeurs de ruban en face avant respectivement de 1,4 μm (cas (b)) et de 1,3 μm (cas (d)). Dans tous les cas, les structures restent bien monomodes avec un mode d'émission localisé vers les grandes longueurs d'onde. Ainsi, les SMSR mesurés dans ce cas précis sont respectivement pour les spectres (a), (b), (c) et (d) de 48 dB, 48 dB, 45 dB et 45 dB. Pour conclure, l'insensibilité aux fluctuations technologiques démontrées précédemment par les simulations se retrouve complètement à travers les résultats expérimentaux. Enfin, la Fig. 5.22 exhibe les caractéristiques expérimentales courant-puissance P(**I**) des lasers correspondant aux structures de la Fig. 5.13 et de la Fig. 5.11. Afin d'augmenter la clarté de la discussion, les spectres enregistrés à différents niveaux de puissance ((a) 3 mW, (b) 10 mW et (c) 15 mW) ont été insérés. Les courants de seuil (respectivement les rendements externes) à 25°C sont, pour les lasers *perrier* et *chianti*, de 20 mA (respectivement 0,26 W/A) et 12 mA (respectivement 0,19 W/A). Comme on peut le remarquer, les résultats montrent que les caractéristiques courant/puissance sont continues, sans *non-linéarité* y compris pour les fortes injections. En effet, lors du §. 5.4, l'impact d'un épaulement (i.e *kink*) sur le comportement spectral (basculement vers un état multimode) du laser a été amplement discuté. A ce titre, l'effet le plus remarquable exhibé par ces mesures est la forte augmentation du SMSR avec le courant d'injection. Ainsi, pour les caractéristiques courant/puissance ne présentant pas de *non-linéarité*, un renforcement du caractère monomode avec le courant d'injection est obtenu. Par exemple, dans le cas du laser *perrier* (respectivement le laser *chianti*), le SMSR mesuré est de 39 dB à 3 mW (respectivement 35 dB à 3 mW), 47 dB à 10 mW (respecti-

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

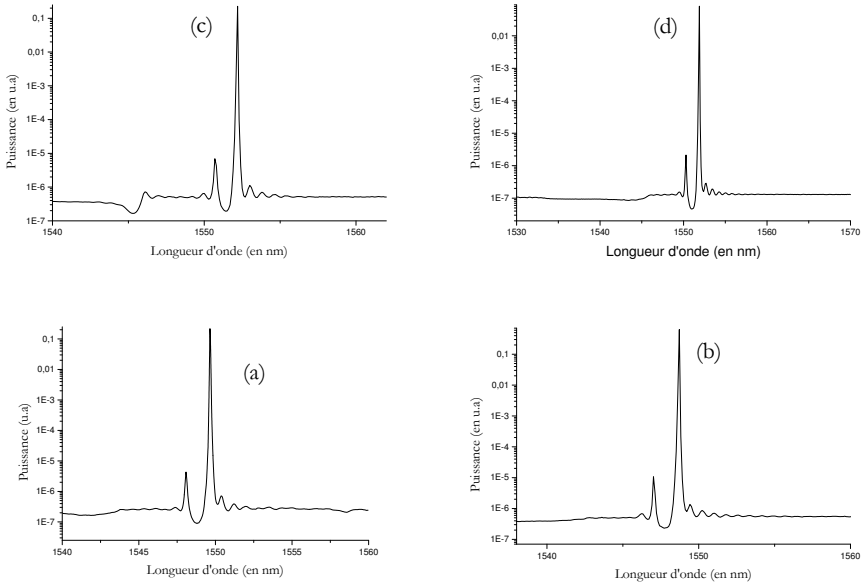

FIG. 5.21 – *Spectres optiques expérimentaux au-dessus du seuil ($I \approx 200$ mA) de plusieurs lasers chianti différents*

vement 40 dB à 10 mW) et de 46 dB à 15 mW (respectivement 40 dB à 15 mW). Le laser ne basculant donc jamais dans un état bimode (voire multimode), ces résultats sont particulièrement encourageants notamment pour les mesures de transmissions. On comprend ici l'intérêt de pouvoir prédire, comme au §. 5.4, la caractéristique courant/puissance y compris pour des fortes valeurs du courant d'injection. Précisons enfin, qu'en raison des fuites latérales toujours présentes dans les structures BRS ainsi que de l'échauffement de la puce par effet Joule, une saturation des caractéristiques est observée à forte puissance. Pour conclure, ces résultats montrent qu'en utilisant un traitement anti-reflet sur les deux facettes, il est possible de réaliser des structures conduisant à une bon degré d'homogénéité des caractéristiques statiques. A ce titre, examinons maintenant si le corollaire peut être obtenu à partir de mesures dynamiques (*chirp* et transmission).

Etude de la dérive de fréquence

L'etude expérimentale de la dérive de fréquence s'effectue à partir de mesures dites *petit-signaux* dont la théorie a été développée au cours du chapitre 1. Comme il l'a déjà été mentionné au paragraphe §. 5.5.1, la réponse du laser à la modulation de son courant d'alimentation engendre une modulation d'amplitude et une modulation de fréquence. Le but recherché est donc de déterminer les caractéristiques de la modulation de fréquence induite par la modulation du courant d'injection dans la cavité laser (cf. Chap. 1). Ainsi, si Δf et ΔI

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

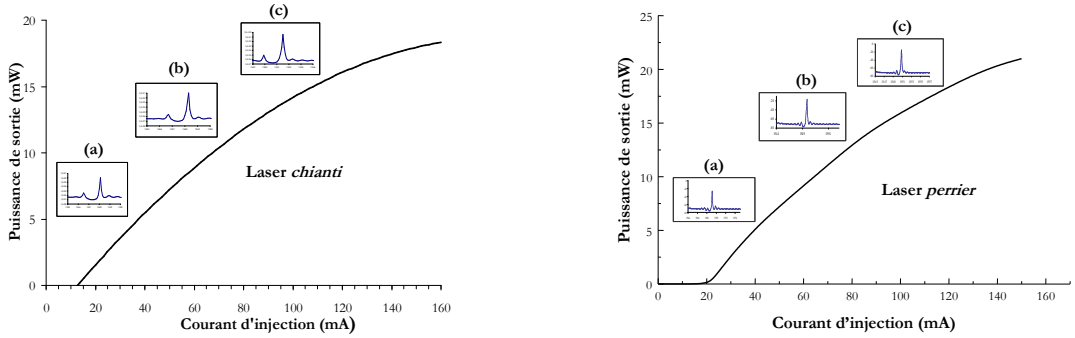

FIG. 5.22 – *Caractéristiques courant/puissance des lasers chianti et perrier - les spectres optiques ont été insérés pour des puissances de 3 mW (a), 10 mW (b) et 15 mW (c)*

représentent respectivement les variations de fréquence optique et du courant d'injection, le rapport $\frac{\Delta f}{\Delta I}$ peut être explicitement déterminé en phase et en amplitude. On rappelle que la variation de la fréquence optique induite par la modulation d'intensité est attribuée à deux effets :

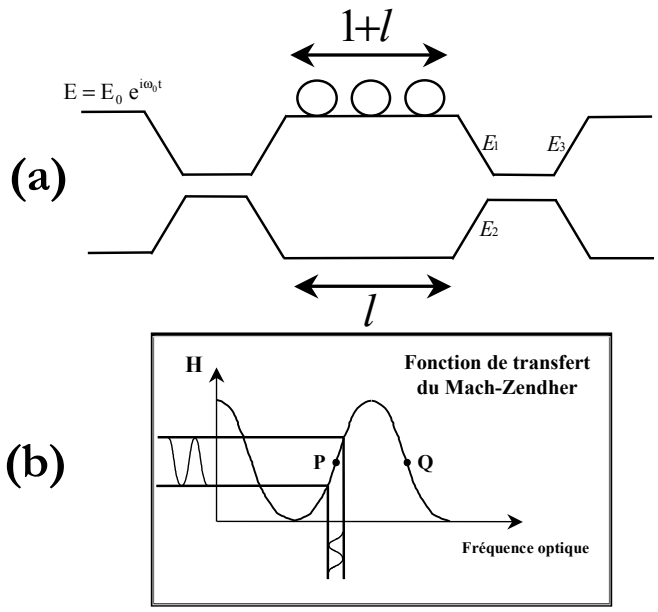

FIG. 5.23 – *Interféromètre de Mach-Zendher (a) - fonction de transfert du Mach-Zendher (b)*

- a) la variation de température (pour les basses fréquences, $f_m < 10$ MHz avec f_m la fré-

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

quence de modulation du laser),

- *b*) la variation de la densité de porteurs.

Ces deux effets cumulés provoquent une variation de l'indice de réfraction le long de la cavité et *in fine* de la fréquence de l'onde en sortie du laser. Ainsi, la fréquence d'émission f peut s'écrire comme :

$$f(t) = f_0 + \Delta f \sin(f_m t + \varphi) \tag{5.24}$$

avec respectivement f_0, Δf et φ la fréquence optique sans modulation, l'amplitude et la phase de la modulation (i.e la déviation de phase entre la réponse AM et la réponse FM). D'une manière générale, la mesure *petit-signal* permet d'analyser le comportement en puissance ainsi que la valeur du *chirp* adiabatique *via* la réponse FM. La réponse AM, quant à elle, permet d'accéder à la variation de la fréquence de résonance en fonction de la puissance optique d'où découle l'ensemble des propriétés dynamiques du composant. Le principe de la mesure FM repose sur la détermination des quantités Δf et φ à partir d'une méthode fondée sur l'utilisation de la fonction de transfert d'un interféromètre de type Mach-Zendher (cf. Fig. 5.23) [24]. Soit l la différence de marche entre les deux bras du Mach-Zendher et $E(t) = E_0 e^{i\omega_0 t}$ le champ électrique à l'entrée de l'interféromètre. En prenant la partie réelle de $E(t)$, l'intensité **I** à l'entrée se déduit donc immédiatement et se met sous la forme :

$$I =< E(t)E^*(t) >= \frac{E_0^2}{2} \tag{5.25}$$

Les champs complexes $(E_1(t), E_2(t))$ à la sortie du premier coupleur peuvent s'écrire comme :

$$(E_1(t) = E_0 e^{i\omega_0 t}, E_2(t) = E_0 e^{i(\omega_0 t + \varphi)}) \tag{5.26}$$

avec c la célérité de la lumière dans le vide, $\omega_0 = 2\pi f_0$ la pulsation du laser sans modulation, n l'indice de réfraction et $\varphi = \frac{2\pi l f n}{c}$ le déphasage induit entre les deux bras du Mach-Zendher. En utilisant la relation (5.26), l'intensité I_3 à la sortie du second coupleur peut ensuite se calculer à partir de la relation :

$$I_3 =< \frac{1}{\sqrt{2}}(E_1 + E_2) >< \frac{1}{\sqrt{2}}(E_1 + E_2) >^* \tag{5.27}$$

soit,

$$I_3 = 2I(1 + \cos(\frac{2\pi l n f}{c})) \tag{5.28}$$

Comme le montre l'équation (5.28), la variation du courant I_3 ne dépend que de Δf (cf. Eq. (5.24)). Ainsi, cette variation qui apparaît comme une combinaison des modulations d'amplitude et de fréquence est détectée à l'aide d'un photodétecteur. Les réponses AM et FM induites par la modulation de courant seront ensuite séparées. Pour ce faire, à partir de la

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

fonction de transfert du Mach-Zendher (cf. Fig. 5.23), deux mesures distinctes sont respectivement réalisées aux points P et Q lesquels correspondent respectivement à une augmentation ou à une diminution de fréquence (i.e à une augmentation ou une diminution de I_3). De plus, sachant qu'une augmentation de la puissance de sortie du laser provient toujours d'une augmentation de I_3 (que l'on soit au point P ou au point Q), on montre que, dans le cadre de l'approximation *petit-signal* :

$$I_{3,P} = \frac{1}{2}(I_{AM} + I_{FM}) \tag{5.29}$$

$$I_{3,Q} = \frac{1}{2}(I_{AM} - I_{FM}) \tag{5.30}$$

La résolution de ce système de deux équations à deux inconnues conduit à :

$$I_{FM} = I_{3,P} - I_{3,Q} \tag{5.31}$$

$$I_{AM} = I_{3,P} + I_{3,Q} \tag{5.32}$$

Les équations (5.31) et (5.32) montrent explicitement que la mesure du courant I_3 per-

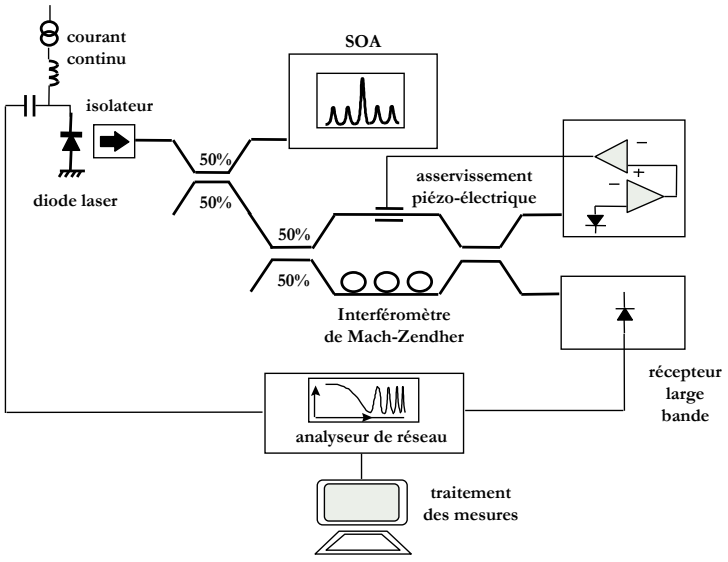

FIG. 5.24 – *Montage général utilisé pour les mesures AM et FM*

met d'accéder aux réponses AM et FM. La synoptique générale du banc utilisé pour ces mesures est représentée schématiquement sur la Fig. 5.24. Ainsi, en utilisant ce principe, le *chirp* adiabatique des lasers *perrier* et *chianti* a été mesuré. Par exemple, sur la Fig. 5.25, les résultats expérimentaux à 25°C obtenus sur quatre lasers *perrier* et *chianti* sont présentés au lecteur. Plus particulièrement, la quantité $\frac{df}{dP}$ (en GHz/mW) est reportée en fonction

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

de la puissance optique P. Une simple analyse est suffisante pour constater que la dérive de fréquence mesurée est orientée vers le bleu et se trouve donc *in fine* en accord avec les simulations de la Fig. 5.15. Par ailleurs, il est aisé de constater qu'une excellente homogénéité, indépendante de la structure utilisée, est reportée entre les différentes mesures. Ainsi, après avoir démontré l'homogénéité spectrale, ce résultat prouve que le *chirp* adiabatique est identique de laser à laser. Concernant les asymptotes $\frac{df}{dP}$ localisées aux fortes puissances, les valeurs mesurées sont respectivement proches de 0,5 GHz/mW et de 1,2 GHz/mW pour les structures *perrier* et *chianti*. En utilisant la relation $\frac{df}{dI} = \frac{df}{dP}\frac{dP}{dI} = \eta\frac{df}{dI}$ ainsi que les valeurs

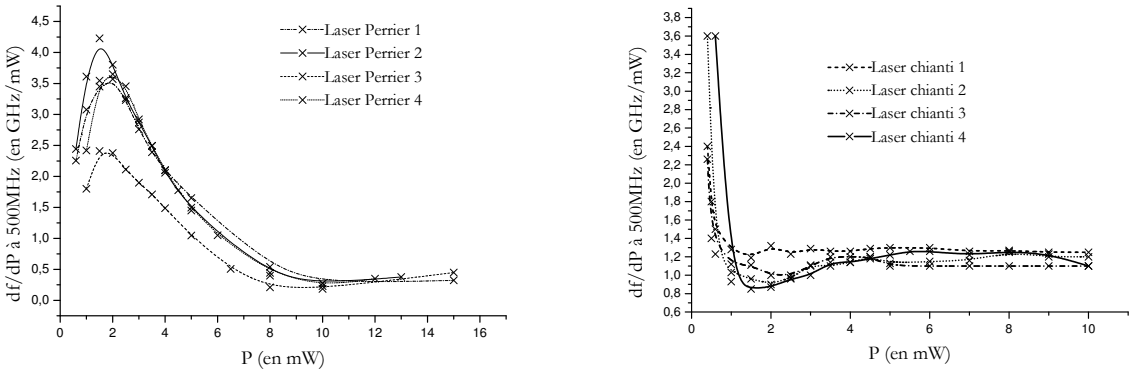

FIG. 5.25 – *Evolution expérimentale du chirp à 25°C sur les lasers perrier et chianti*

des rendements externes à 25°C, une comparaison entre les asymptotes calculées et mesurées peut être effectuée (cf. Tab. 5.1). Ainsi, dans le cadre des lasers *chianti*, un bon accord entre

	η (en W/A)	$(\frac{df}{dP})_{exp}$ (en GHz/mW)	$(\frac{df}{dI})_{th}$ (en GHz/mA)	$(\frac{df}{dI})_{exp}$ (en GHz/mA)
perrier	0,26	0,5	220	130
chianti	0,19	1,2	250	240

TAB. 5.1 – *Comparaison théorie/expérience entre les valeurs asymptotiques*

les valeurs asymptotiques est obtenu. En effet, la convergence calculée est localisée autour de 250 GHz/mA pour 240 GHz/mA mesurée. *A contrario*, un écart plus important est obtenu sur la structure *perrier*. Dans ce cas, la convergence calculée est proche de 220 GHz/mA pour 130 GHz/mA mesurée. Enfin, il est important de constater que la mesure met en exergue une nette différence entre les *chirps* adiabatiques des structures *perrier* et *chianti*. En effet, tous les lasers *chianti* atteignent l'asymptote beaucoup plus rapidement que les structures *perrier*. Plus particulièrement, le laser *perrier* ne converge vers son asymptote qu'à partir d'une puissance de 8 mW contre 2 mW pour la structure *chianti*. La vitesse de convergence vers l'asymptote étant un critère de qualité du *chirp* adiabatique, ces résultats ne laissent pas

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

présager un bon comportement de la structure *perrier* en transmission. Enfin, la connaissance des réponses FM et AM permet d'accéder au facteur de Henry α_H du laser [25]. En outre, il a été montré dans la littérature que celui-ci s'écrit comme :

$$\alpha_H = \lim_{f_m \to +\infty} \frac{2P}{f_m} \frac{FM}{AM} \tag{5.33}$$

L'équation (5.33) montre que le facteur de Henry est égal à la limite en fréquence du rapport des indices de modulation de fréquence et d'amplitude. Par exemple, le facteur de Henry moyen mesuré sur la plaque contenant les lasers *chianti* et *perrier* est proche de 3,5 à 5 mW et à 25°C. Ce résultat est en accord avec les données publiées dans la littérature sur les structures émettant à 1,55 μm. Par ailleurs, les facteurs de Henry expérimentaux des autres plaques étudiées sont reportés dans le Tab. 4.1 lequel a déjà été présenté au chapitre 4. Pour conclure, les facteurs de Henry typiques oscillent de 3,0 à 3,5 pour des lasers à 1,55 μm et de 2,0 à 3,0 pour des structures à 1,3 μm. On se propose maintenant de discuter des résultats de transmission sans rétroaction optique obtenus sur les lasers *perrier* et *chianti*.

Résultats de transmission

Dans ce paragraphe, les résultats de transmissions obtenus à 2,5 GBit/s sont présentés. Pour ce faire, le montage expérimental décrit par la Fig. 4.2 (cf. Chap. 4) mais sans la boucle de réalimentation optique est utilisé. Les mesures sont réalisées à 25°C en utilisant une dispersion chromatique sur fibre de 17 ps/nm/km, soit une distance de propagation de 90 km. Les taux d'extinction ER envisagés sont respectivement de 5 %, 8 % et 10 % pour une puissance d'injection de 5 mW. Bien que le *chirp* adiabatique mesuré sur les lasers *perrier* apparaisse comme un facteur limitant pour les applications dynamiques, leurs comportements ont quand même été évalués en transmission. Néanmoins, comme il l'était attendu, tous les composants exhibent un phénomène de plancher rendant impossible toute transmission y compris pour de très faibles taux d'extinction. En conséquence, seuls les lasers *chianti*, présentant la plus faible dérive de fréquence seront utilisés dans la suite de la discussion. Par exemple, sur la Fig. 5.26, les courbes de transmission d'un laser *chianti* (cf. Fig. 5.13) sont reportées. Plus précisément, les courbes représentées en pointillé correspondent au cas en *back-to-back* (i.e sans dispersion chromatique) tandis que celles en trait plein ont été obtenues après propagation. Les couleurs noires et bleues sont utilisées respectivement pour la mesure à ER = 8% et à ER = 5%. Comme on peut le constater, les courbes de taux d'erreurs restent parfaitement linéaires tant que le taux d'extinction n'excède pas 8 %. Dans ce cas précis, la pénalité en transmission mesurée à 10^{-10} est de | 1,0 dB constituant ainsi un résultat à l'état de l'art. On rappelle que la pénalité est définie comme la différence de sensibilité en décibel pour un taux d'erreurs de 10^{-10} entre le *back-to-back* et la transmission. En revanche, lorsque le taux d'extinction est de 5 %, un plancher apparaît en transmission. Dans ces conditions,

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

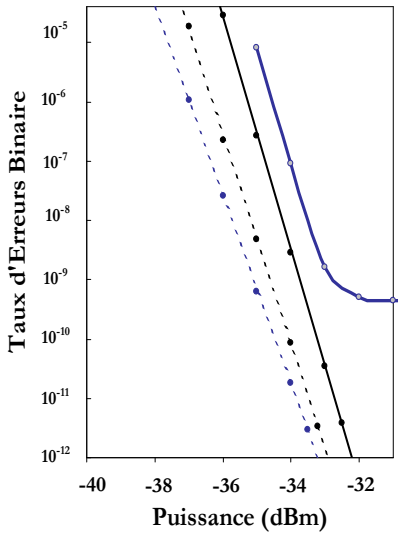

FIG. 5.26 – *Mesures de transmission sur 90 km à 2,5 GBit/s obtenues sur un laser chianti (P = 10 mW, ER= 8 % et ER = 5%)*

les limites dynamiques de la structure sont atteintes puisqu'aucune transmission ne peut être réalisée. De manière parallèle, d'autres lasers *chianti* correspondant également à la Fig. 5.13 ont été étudiés. A ce titre, les pénalités en transmission mesurées à 10^{-10} dans les mêmes conditions expérimentales (puissance de 5 mW et température de 25°C) sont reportées dans le Tab. 5.2. Le plancher en transmission est symbolisé par une croix dans le tableau. D'une

Laser	1	2	3	4
Pénalité (en dB), ER = 10 %	0,8	0,7	0,8	0,7
Pénalité (en dB), ER = 8 %	1,0	1,0	1,1	1,0
Pénalité (en dB), ER = 5 %	X	X	X	X

TAB. 5.2 – *Valeurs des pénalités mesurées à 10^{-10} lors des mesures de transmission à 2,5 GBit/s sur des lasers chianti*

manière générale, tous les lasers étudiés, représentés par les chiffres 1, 2, 3, et 4, présentent un plancher en transmission lorsque le taux d'extinction devient égal à 5 %. *A contrario*, quelque soit le composant étudié, des transmissions à 2,5 GBit/s ont été réalisées jusqu'à des taux d'extinction de 8 %. Le point le plus remarquable mis en évidence par ces mesures est l'excellente uniformité observée entre les pénalités. Celles-ci sont respectivement en moyenne de ± 0,7 dB à 10 % et n'excèdent pas ± 1,0 dB à 8 %. Pour conclure, ces résultats montrent clairement :

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

- *a*) un faible *chirp* de la structure *chianti* (cf. Fig. 5.25),
- *b*) une excellente stabilité spectrale et plus particulièrement lorsque le laser travaille sous modulation directe.

Dans la suite de la discussion, on se propose d'étudier la sensibilité à la réalimentation optique des structures *perrier* et *chianti*. Plus particulièrement, des mesures de transmission à 2,5 GBit/s, en présence de réalimentation optique externe réalisées sur le laser *chianti* seront présentées au lecteur.

5.7 Etude de la sensibilité à la réalimentation optique

Dans ce paragraphe, la sensibilité à la réalimentation optique des structures lasers DFB AR/AR *chianti* et *perrier* est analysée. Dans un premier temps, une nouvelle méthode numérique permettant de prédire le seuil d'effondrement de la cohérence du laser est présentée au lecteur. A ce titre, une comparaison rigoureuse avec la méthode analytique utilisée au chapitre 3 est effectuée en calculant le coefficient à la facette avant C_1 d'un laser DFB droit AR/HR. Puis, après avoir validé cette nouvelle technique de calcul, les seuils d'effondrement de la cohérence des structures *perrier* et *chianti* seront déterminés et comparés avec les résultats expérimentaux. Plus particulièrement, il sera montré que ces composants présentent d'une part, des seuils d'effondrement de la cohérence homogènes de laser à laser (pas de dispersion) et d'autre part comparables à ceux mesurés sur les lasers droits AR/HR (cf. Chap. 4). Dans une deuxième partie, les résultats dynamiques en présence de réalimentation optique seront présentés. A cette fin, il sera montré que la structure *chianti* démontrée précédemment comme étant celle à plus faible *chirp* permet de réaliser des transmissions à 2,5 GBit/s (avec une dispersion chromatique sur fibre de 300 ps/nm) sous réalimentation optique, sans plancher et avec des pénalités homogènes de laser à laser.

5.7.1 Etude numérique

Comme il l'a été vu au cours de la discussion, le seuil d'effondrement de la cohérence d'un laser à semi-conducteur est une donnée importante lors de l'évaluation du comportement dynamique du composant (cf. Chap. 4). Ainsi, il est aisé de comprendre que la prédiction théorique du seuil du régime critique constitue une donnée complémentaire incontestable avant la réalisation technologique du laser à semi-conducteur. Comme il l'a été montré précédemment, ce seuil peut être approché en utilisant la méthode analytique développée par Favre (cf. Chap. 3). Néanmoins, cette technique de calcul est limitée puisque uniquement applicable au cas d'un laser DFB droit (i.e un laser à largeur de ruban constante). C'est pourquoi, on se propose maintenant d'étendre la méthode de Favre au cas général c'est-à-dire au cas d'un

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

laser dont la largeur de ruban n'est plus constante (i.e par exemple, les lasers avec biseau). Ainsi, en utilisant la méthode des matrices de transfert exposée au §. 5.3, il sera montré que le coefficient à la facette C_1 et *in fine* le seuil d'effondrement de la cohérence du laser peuvent être facilement déterminés et ce dans tous les cas de figure. A ce titre, examinons dans un premier temps sur quel principe physique repose cette nouvelle méthode de calcul du coefficient C_1.

Principe de la méthode

Considérons un laser DFB dont la réflectivité en amplitude sur la facette avant est notée ρ_1. Comme il l'a été vu au chapitre 2, lorsque cette facette est soumise à une réflexion externe, une modification de la réflectivité apparaît. Ainsi, si $\widetilde{\rho_1}$ représente la valeur de la réflectivité en présence de réalimentation optique, la variation totale de réflectivité en amplitude $\Delta\rho_1 = \widetilde{\rho_1} - \rho_1$ s'écrit comme (cf. Chap. 2) :

$$\Delta\rho_1 = (1 - |\rho_1^2|)\gamma e^{i\omega\tau} \tag{5.34}$$

avec γ l'amplitude de la réflexion, $\tau = \frac{2L_e}{c}$ le temps aller-retour dans la cavité externe de longueur L_e (c est la célérité de la lumière dans le vide) et ω la pulsation d'émission du laser en présence de réalimentation optique. En effet, sachant que la réflexion externe induit également une modification de la pulsation d'émission du laser (cf. Chap. 2), la variation de pulsation $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ (avec ω_0 et ω respectivement les pulsations du laser sans et avec réalimentation optique) s'exprime à partir de la relation suivante :

$$\Delta\omega\tau = -\xi \sin(\omega\tau + \arctan\alpha_H) \tag{5.35}$$

où

$$\xi = K\tau\sqrt{1+\alpha_H^2} = \frac{2C_1\gamma}{\tau_i}\tau\sqrt{1+\alpha_H^2} \tag{5.36}$$

avec C_1 le coefficient de couplage entre la cavité laser et la cavité externe (i.e coefficient à la facette avant), τ_i le temps aller-retour dans la cavité interne et α_H le facteur de Henry. En utilisant les équations (5.34), (5.35) et (5.36), la variation de pulsation $\Delta\omega$ induite par la réalimentation optique externe se met sous une forme plus explicite :

$$\Delta\omega\tau_i = -2C_1\sqrt{1+\alpha_H^2}\frac{\Delta\rho_1}{1-|\rho_1^2|}h(\phi) \tag{5.37}$$

Dans l'équation (5.37), la fonction circulaire $h(\phi) = e^{-i\phi}\sin(\phi + \arctan(\alpha_H))$ qui dépend de la phase de l'onde retour $\phi = \omega\tau$ est telle que $|h(\phi)| \leq 1$. Ainsi, sur l'intervalle [0,2π], l'équation (5.37) atteint son *maximum* $\Delta\omega\tau_i = (\Delta\omega\tau_i)_{max}$ pour une valeur de ϕ telle que $|h(\phi)| = 1$.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Dans ces conditions particulières, la variation de pulsation est maximale et le coefficient à la facette C_1 se met sous la forme :

$$C_1 = \frac{(\Delta\omega\tau_i)_{max}(1-|\rho_1^2|)}{2\sqrt{1+\alpha_H^2}\Delta\rho_1} \tag{5.38}$$

Comme le montre l'équation (5.38), le coefficient à la facette avant peut maintenant être facilement déterminé à partir des caractéristiques fondamentales que sont la variation de phase maximale $(\Delta\omega\tau_i)_{max}$, le temps aller-retour dans la cavité laser τ_i, le facteur de Henry α_H, la réflectivité en face avant ρ_1 et l'amplitude du taux de retour optique γ. De manière identique au chapitre 3, la connaissance du coefficient C_1 permet de calculer le seuil d'effondrement de la cohérence du laser *via* la relation de Helms *et al.* (cf. Eq. (2.51)). Ainsi, en injectant l'équation (5.38) dans l'équation (2.51), le seuil d'effondrement de la cohérence du laser se calcule directement à partir de la relation :

$$\gamma_c = \frac{\tau_i^2\omega_r^4}{4\omega_d^2}\left|\frac{\Delta\rho_1}{(\Delta\omega\tau_i)_{max}(1-|\rho_1^2|)}\right|^2 \tag{5.39}$$

Il est important de signaler que ce calcul, fondé sur la détermination de l'amplitude maximale

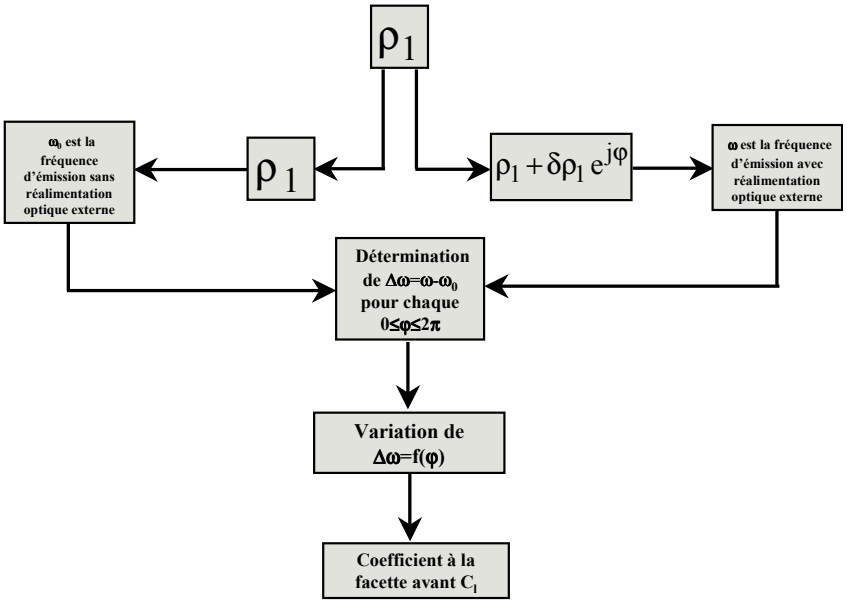

FIG. 5.27 – *Algorithme utilisé pour le calcul du coefficient* C_1

de la variation de pulsation, est strictement indépendant de la structure laser utilisée. En d'autres termes, cette méthode est opaque à la géométrie du composant et permet de calculer le seuil d'effondrement de la cohérence de tout type de laser. C'est pourquoi, en utilisant le

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

code de calcul développé au §.5.3 et fondé sur la théorie des matrices de transfert, le coefficient C_1 peut être déterminé *via* l'algorithme de calcul représenté sur la Fig. 5.27. Examinons maintenant comment ce dernier se décompose :

- *a*) pour une structure laser donnée, le spectre sans réalimentation optique est calculé. La pulsation d'émission ω_0 liée au mode principal est alors déterminée.

- *b*) de façon à prendre en compte la réalimentation optique dans le code de calcul, une variation de la réflectivité à la facette avant (soumise à la réflexion externe) de ρ_1 à $\rho_1+\delta\rho_1 e^{i\varphi}$ est imposée (avec ρ_1 la réflectivité en amplitude et φ la variation de phase correspondante). Dans ces conditions, le spectre du laser et *in fine* la nouvelle pulsation d'émission ω sont recalculés et ce pour chaque valeur de φ telle que $0 \leq \varphi \leq 2\pi$.

- *c*) la connaissance de ω_0 et $\omega(\varphi)$ conduit *de facto* à la détermination de la variation de pulsation $\Delta\omega = \omega(\varphi) - \omega_0 = f(\varphi)$. L'amplitude maximale de la sinusoïde, correspondant à la condition $|h(\phi)| = 1$, permet d'accéder au coefficient C_1 puis au seuil d'effondrement de la cohérence du laser *via* les équations (5.38) et (5.39).

Dans la suite de la discussion, on se propose, à partir de cet algorithme, de valider cette nouvelle méthode de calcul. Pour ce faire, le coefficient C_1 d'un laser DFB droit AR/HR sera à nouveau déterminé puis comparé au résultat obtenu à partir de la méthode de Favre utilisée au cours du chapitre 3.

Application au laser DFB droit AR/HR

Sur la Fig. 5.28, un laser DFB droit soumis à une contre-réaction optique d'amplitude γ à travers la facette traitée anti-reflet (AR) (i.e $\rho_1 = 0$) est représenté. Un traitement hautement réfléchissant (HR) est apposé sur la facette arrière (i.e $\rho_2 = 0{,}95e^{i\varphi_2}$ avec $0 \leq \varphi_2 \leq 2\pi$). La longueur du composant est fixée à $L = 350\mu$m. Le coefficient de couplage normalisé κL prend respectivement les valeurs 0,30, 0,50, 0,75 et 0,90. Dans ces conditions, ce composant est identique à celui étudié au chapitre 3. Ainsi, en appliquant le fait que $\rho_1 = 0$ dans l'équation (5.38), l'expression du coefficient C_1 se réduit à :

$$C_1 = \frac{(\Delta\omega\tau_i)_{max}}{2\sqrt{1+\alpha_H^2}\Delta\rho_1} \tag{5.40}$$

Dans la suite de la discussion, on suppose que la variation de la réflectivité $\Delta\rho_1$ induite par la réalimentation optique est égale à 2.10^{-4}. Cette valeur est arbitraire mais correspond aux ordres de grandeur mesurés expérimentalement. Par ailleurs, les constantes fondamentales

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

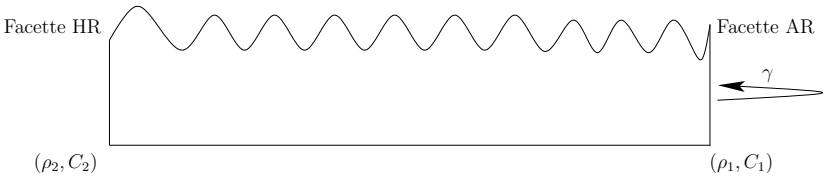

FIG. 5.28 – *Laser DFB droit AR/HR soumis à une contre-réaction optique d'amplitude gamma à travers la facette AR*

utilisées pour le calcul sont respectivement $\tau_i = 7{,}5$ ps et $\alpha_H = 3{,}5$. Les simulations sont réalisées pour $\varphi_2 = \pi$ et $\varphi_2 = \pi/2$ avec φ_2 la phase de la facette arrière. La Fig. 5.29 exhibe les variations de la quantité $\Delta\omega\tau_i$ en fonction de la phase φ et ce pour les différentes valeurs du coefficient de couplage normalisé κL. Notons enfin que ce calcul est réalisé en fixant φ_2 à π et que chaque point est obtenu pour une valeur de la phase φ telle que $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Un ajustement des points est ensuite réalisé et ce pour chaque valeur de κL. Comme prédit par la théorie, les variations de la quantité $\Delta\omega\tau_i$ calculées sont sinusoïdales.

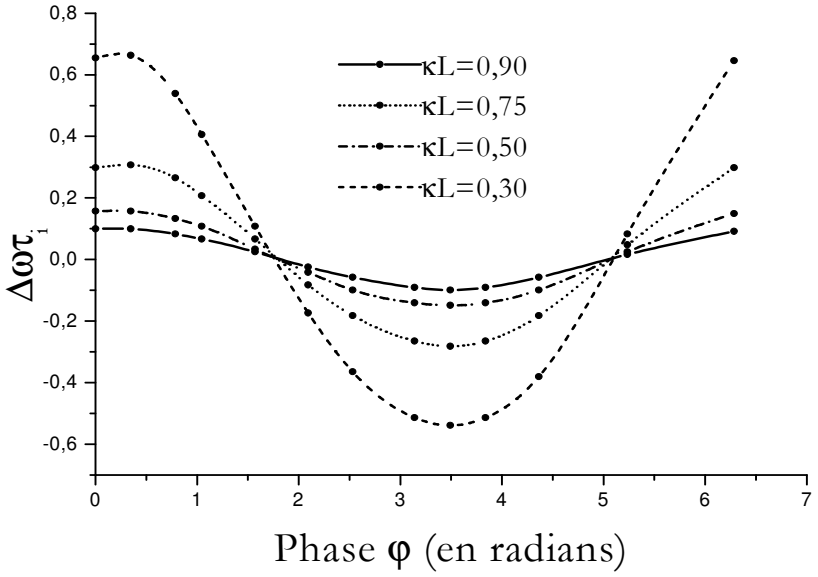

FIG. 5.29 – *Evolution de la variation de phase $\Delta\omega\tau_i$ en fonction de la phase φ pour différentes valeurs de κL*

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Bien que l'amplitude de ces oscillations diminuent avec le coefficient de couplage normalisé, il est aisé de localiser les *maxima* permettant la détermination du coefficient C_1 à partir de la relation (5.40). La Fig. 5.30 exhibe maintenant les variations simulées du coefficient C_1 en fonction du coefficient de couplage normalisé κL. Plus précisément, les croix ($\times$) et ($+$) représentent les valeurs du coefficient C_1 calculées respectivement avec la méthode générale (i.e méthode de la variation de pulsation) et avec la méthode de Favre (cf. Fig. 3.7). Ainsi, un bon accord entre les deux méthodes est démontré puisqu'une quasi-superposition entre les différents points est obtenue. En d'autres termes, quelque soit la méthode utilisée, la sensibilité à la réalimentation optique du laser est la même puisque les variations du coefficient C_1 sont similaires et les valeurs calculées quasiment-reproductibles d'une méthode à l'autre. Par ailleurs, les conclusions théoriques annoncées au chapitre 3 quant à l'importance d'un fort coefficient de couplage normalisé sur la résistivité du laser à la réalimentation optique sont à nouveau retrouvées. En effet, la sensibilité à la réalimentation optique diminue avec la quantité κL puisqu'une décroissance des coefficients C_1 est observée. Pour conclure, ces simulations réalisées sur la base d'un laser droit DFB AR/HR permettent de valider complètement la nouvelle méthode de calcul. En effet, comme il l'a été montré, les valeurs du coefficient C_1 calculées sont du même ordre de grandeur que celles obtenues au chapitre 3. C'est pourquoi, dans le paragraphe suivant, on se propose d'appliquer cette méthode générale au cas des lasers DFB AR/AR à réseau à pas variable (i.e lasers *perrier* et *chianti*).

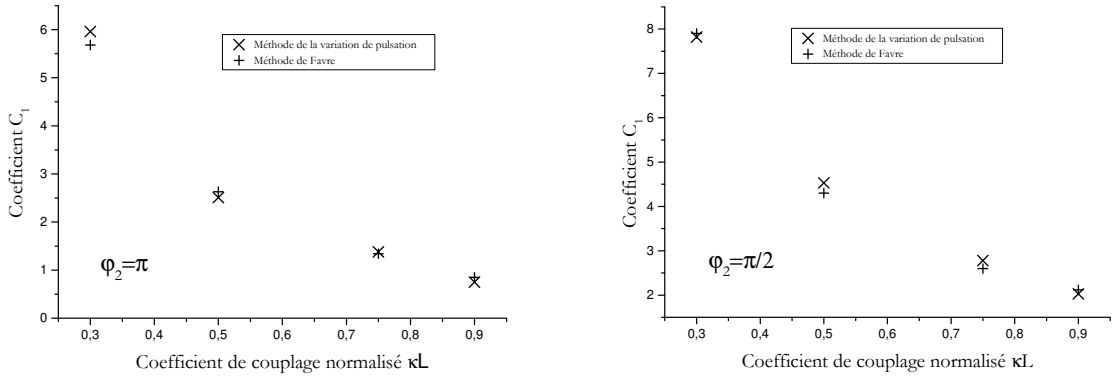

FIG. 5.30 – *Comparaison des valeurs du coefficient C_1 entre la méthode de Favre et la méthode générale dite de la variation de pulsation ($\varphi_2 = \pi$ ou $\varphi_2 = \pi/2$)*

Application aux lasers DFB AR/AR à réseau à pas variable

Appliquons maintenant la méthode générale décrite et validée au paragraphe précédent au cas des lasers DFB AR/AR comportant une section en biseau. Pour ce faire, prenons pour objet, dans un premier temps la structure laser *chianti* représentée schématiquement sur la Fig.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

5.31. La longueur totale du composant est $L = 450$ μm correspondant à un temps aller-retour interne $\tau_i \approx 10$ ps. Le paramètre variable noté p représente la largeur de la section en biseau à la facette avant et est tel que 1,0 μm $\leq p \leq$ 1,7 μm. Comme dans le cas d'un ruban droit, le coefficient de couplage du laser κ prend respectivement les valeurs de 20 cm^{-1}, 50 cm^{-1} et 80 cm^{-1}. On rappelle qu'en raison de la section à largeur de ruban variable, le coefficient de couplage normalisé κL n'est pas défini. Seul un coefficient de couplage moyen $\overline{\kappa} = \frac{1}{L}\int_0^L dz\kappa(z)$ doit être pris en compte (avec z l'axe longitudinal de propagation). De manière à être en accord avec l'expérience, on suppose que la réalimentation optique d'amplitude γ est produite sur la facette avant du laser c'est-à-dire sur la facette de largeur p. Comme il l'a déjà été

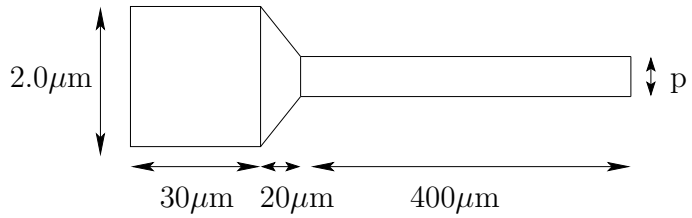

FIG. 5.31 – *Représentation schématique de la structure chianti étudiée*

montré dans les chapitres précédents, la présence du traitement anti-reflet sur les deux faces du laser annihile tous effets de phases. En conséquence, contrairement au laser DFB AR/HR, les calculs appliqués au cas d'une structure AR/AR se simplifient considérablement puisque $\varphi_2 \equiv 0$. En utilisant à nouveau l'algorithme décrit sur la Fig. 5.27, la variation de pulsation $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ (avec ω et ω_0 respectivement les pulsations d'émission avec et sans réalimentation optique déterminées à partir du spectre) en fonction de φ peut être déterminée. Par exemple, la Fig. 5.32 montre l'évolution de la variation de phase $\Delta\omega\tau_i$ en fonction de φ et ce pour les trois coefficients de couplage considérés. Les simulations sont réalisées en supposant des largeurs de biseau respectivement égales à 1,7 μm, 1,6 μm, 1,4 μm et 1,1 μm. Dans tous les cas, des comportements sinusoïdaux confirmant les conclusions théoriques apportées par l'équation (5.37) sont observés. Par ailleurs, l'amplitude des oscillations augmente lorsque κ et p diminuent. L'impact de telles variations sur le coefficient C_1 et *in fine* sur le seuil d'effondrement de la cohérence est non négligeable et sera discuté ultérieurement. Sachant que la quantité $(\Delta\omega\tau_i)_{max}$ est localisée proche de $\varphi \approx \frac{5\pi}{4}$, le coefficient à la facette avant C_1

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

peut être explicitement déterminé à partir de l'équation :

$$C_1 = \frac{(\Delta\omega\tau_i)_{max}}{2\sqrt{1+\alpha_H^2}\Delta\rho_1} \tag{5.41}$$

Pour les besoins de la simulation, on suppose que $\alpha_H = 3{,}5$ et que $\Delta\rho_1 = 2.10^{-4}$. Dans le

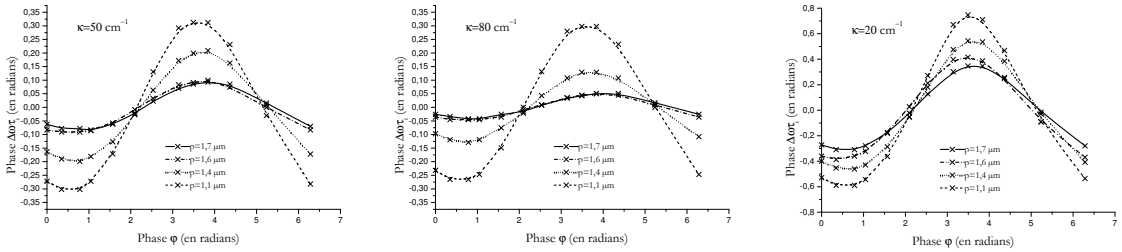

FIG. 5.32 – *Variation de la phase $\Delta\omega\tau_i$ en fonction de la phase φ dans le cas du laser chianti (κ = 20, 50 et 80 cm^{-1})- la largeur du ruban en face avant est notée p et est telle que 1,0 $\mu m \leq p \leq 1{,}7\ \mu m$*

Tab. 5.3, les coefficients C_1 calculés sont reportés en fonction des valeurs données à κ et p. Par rapport au cas du laser droit AR/HR exposé au paragraphe précédent, le coefficient C_1 décroît cette fois-ci lorsque κ et p augmentent. En d'autres termes, une augmentation du seuil d'effondrement de la cohérence c'est-à-dire un renforcement de la résistivité du laser à la réalimentation optique est attendue lorsque les quantités κ et p sont élevées. Cette analyse peut être aisément vérifiée en injectant les valeurs calculées du coefficient C_1 dans l'équation (2.51) donnant le seuil de déclenchement du régime critique. Notons que pour les simulations,

κ	$p = 1{,}7\ \mu$m	$p = 1{,}6\ \mu$m	$p = 1{,}4\ \mu$m	$p = 1{,}1\ \mu$m
20	3,45	4,20	5,89	8,13
50	0,93	0,96	2,00	5,27
80	0,48	0,50	1,26	2,89

TAB. 5.3 – *Coefficients C_1 calculés pour différentes valeurs de κ et p*

les fréquences de résonance $\omega_r/2\pi$ et d'amortisement $\omega_d/2\pi$ sont respectivement égales à 8 GHz et 12 GHz. Dans le Tab. 5.4, les seuils d'effondrement de la cohérence γ_c calculés (et exprimés en décibel) sont reportés en fonction des valeurs données à κ et p. Ainsi, le seuil d'effondrement de la cohérence diminue avec le coefficient de couplage κ et la largeur de la facette avant p. En effet, comme il l'a déjà été mentionné à de nombreuses reprises, un fort coefficient de couplage conduit à une forte densité de photons intra-cavité c'est-à-dire à une meilleure résistivité à la réalimentation optique. Par exemple, lorsque $p = 1{,}6\ \mu$m, le

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

seuil d'effondrement de la cohérence se décale de -45,6 dB à -27,1 dB lorsque le coefficient de couplage augmente de 20 cm^{-1} à 80 cm^{-1}. De manière parallèle, l'effet d'amplification de l'onde retour est d'autant plus important que la largeur du biseau est faible. Qualitativement, ceci s'explique par un effet de coefficient de couplage normalisé dont la valeur décroît avec la largeur du biseau. Ainsi, si le biseau est de faible largeur, l'onde réinjectée dans le laser voit localement un milieu à faible gain (i.e à faible coefficient de couplage) et est plus sensible à la réalimentation optique. A *contrario*, la sensibilité à la réalimentation optique sera d'autant plus faible que la largeur du biseau est modérément importante. Par exemple, dans le cas où $\kappa = 80$ cm^{-1}, un seuil d'effondrement de la cohérence de -42,3 dB est obtenu pour $p = 1{,}1$ μm tandis que ce dernier atteint -26,7 dB lorsque $p = 1{,}7$ μm. De manière à comparer avec les résultats expérimentaux, le taux de retour optique critique RL_c (i.e quantité de réalimentation optique renvoyée dans la fibre nécessaire pour basculer le laser dans le régime d'effondrement de la cohérence) est maintenant utilisé. Ainsi, en supposant des pertes de couplage C de 3 dB (ce qui est le cas expérimentalement), ce dernier se déduit aisément à partir de la relation $RL_c = \gamma_c$-2C où γ_c sont les valeurs indiquées dans le Tab. 5.4. La Fig. 5.33 montre donc l'évolution théorique du taux de retour optique critique (i.e *return loss* critique) RL_c avec la largeur du biseau p et ce pour les différentes valeurs du coefficient de couplage. Chaque croix représente un point de calcul. L'ensemble des points est ensuite ajusté par une fonction afin de mettre en évidence le phénomène physique observé. Notons enfin que le point noir sert de référence puisqu'il permet d'accéder à la valeur du taux de retour optique critique d'un laser ayant une largeur de biseau de 1,5 μm. La translation de 6 dB induite lors du passage de γ_c à RL_c ne changeant rien aux conclusions précédentes, comparons désormais ces résultats de simulation à l'expérience. Les lasers utilisés dans ce paragraphe sont tels que $\kappa = 80$ cm^{-1} et $p = 1{,}5$ μm (cf. Fig. 5.31). Les taux de retour optique critiques RL_c sont mesurés à 10 mW et à 25°C à partir d'un analyseur de spectre optique (ASO) de résolution 10 pm. Sur la Fig. 5.34, les valeurs des taux de retour optique critique (i.e *return loss*) de plusieurs lasers notés i (avec $1 \leq i \leq 9$) sont rapportées dans un histogramme. Il est aisé de constater qu'un bon accord théorie/expérience est obtenu. En effet, pour une largeur de biseau de 1,5 μm, le taux de retour optique critique moyen mesuré est de l'ordre de -26,3 dB contre -25,0 dB calculé (cf. Fig. 5.33). En incluant le fait que la détermination expérimentale du seuil du régime critique engendre une incertitude de $\pm$ 1dB, un bon recouvrement entre les valeurs

κ	$p = 1{,}7$ μm	$p = 1{,}6$ μm	$p = 1{,}4$ μm	$p = 1{,}1$ μm
20	-43,8	-45,6	-48,5	-51,3
50	-32,5	-32,7	-39,1	-47,5
80	-26,7	-27,1	-35,1	-42,3

TAB. 5.4 – *Seuils d'effondrement de la cohérence calculés pour différentes valeurs de κ et p*

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

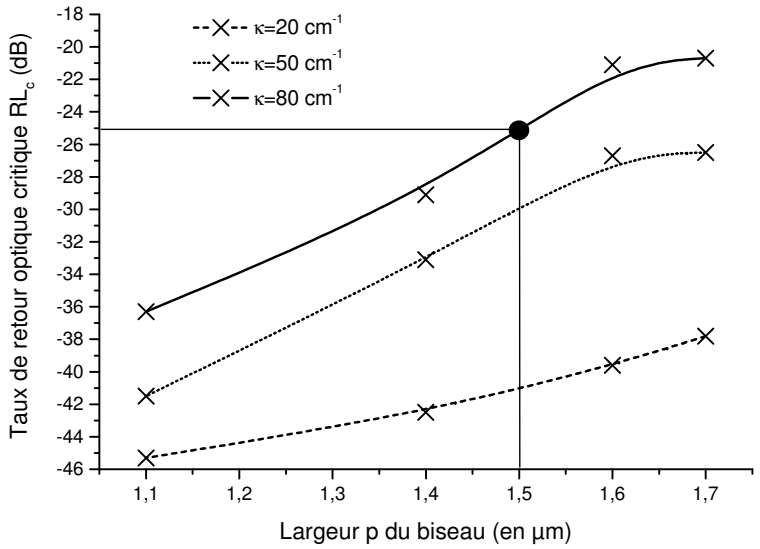

FIG. 5.33 – *Evolution théorique du taux de retour optique critique RL_c fonction de κ et p*

calculées et mesurées est clairement obtenu. Ainsi, cette nouvelle méthode de calcul permet de prédire et ce de manière complètement générale le seuil d'effondrement de la cohérence de n'importe quelle type de structure laser. Notons enfin que le point le plus remarquable mis en évidence par la Fig. 5.34 est le très bon degré d'homogénéité obtenu entre les seuils d'effondrement de la cohérence. En effet, après l'uniformité spectrale et l'uniformité des pénalités en transmission, ces résultats montrent également que la sensibilité à la réalimentation optique est la même puisque les seuils d'effondrement de la cohérence sont quasiment identiques de laser à laser (aux incertitudes expérimentales près). Ceci démontre que, contrairement aux structures lasers DFB AR/HR, aucune dispersion entre les seuils n'apparaît. Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, une telle propriété a des conséquences fondamentales lors des applications dynamiques et en particulier en transmission.

Bien évidemment, les mêmes calculs peuvent être menés en utilisant le laser *perrier*. Considérons par exemple, la structure représentée sur la Fig. 5.35 dont la longueur totale et le coefficient de couplage sont respectivement $L = 550$ μm (soit un temps aller-retour interne $\tau_i \approx 12$ ps) et $\kappa = 50$ cm^{-1}. La largeur de la section en biseau est toujours notée p (avec 1,0 μm $\leq p \leq$ 1,7 μm). Comme il l'a été démontré précédemment, cette structure possédant un *chirp* plus important n'a pas été retenue pour nos études. Aussi, dans la suite de la discussion, une simple analyse théorique et non expérimentale du seuil d'effondrement de la cohérence sera effectuée. En utilisant la même méthode que pour les lasers droits et les lasers

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

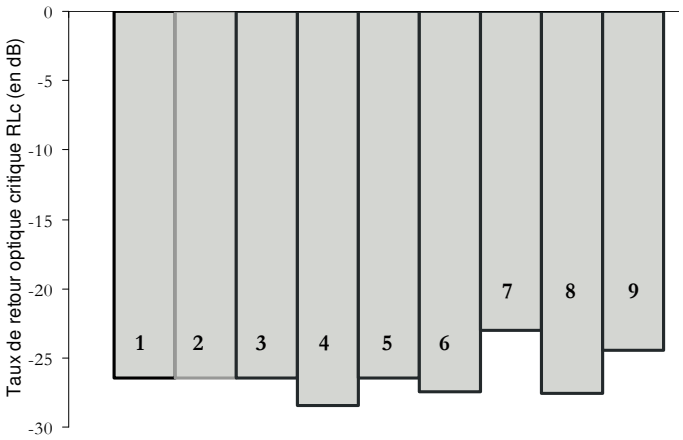

FIG. 5.34 – *Evolution expérimentale du taux de retour optique critique pour quelques lasers chianti AR/AR de la Fig. 5.31*

chianti, la variation de pulsation $\Delta\omega$ peut à nouveau être déterminée à partir de l'algorithme de calcul de la Fig. 5.27. Pour les besoins de la simulation, on suppose que $\alpha_H = 3{,}5$ et que $\Delta\rho_1 = 2.10^{-4}$. Sur la Fig. 5.36, l'évolution de la variation de phase $\Delta\omega\tau_i$ en fonction de φ (avec $0 \leq \varphi \leq 2\pi$) est représentée pour deux largeurs de pointe différentes telles que $p =$ 1,0 μm (points) et $p = 1{,}5$ μm (croix). De la même manière, la signature est de type sinusoïdal et les *maxima* des courbes proches de $\varphi = \pi$ permettent de déterminer *via* la relation (5.40) le coefficient à la facette C_1. Par exemple, les valeurs des coefficients C_1 calculées sont respectivement de 0,75, 0,76, 1,32 et 2,28 pour des largeurs de biseau de 1,7 μm, 1,5 μm, 1,4 μm et 1,0 μm. Puis, en supposant que $\omega_r/2\pi$ et $\omega_d/2\pi$ sont toujours de 8 GHz et 12 GHz, le seuil d'effondrement de la cohérence γ_c peut à nouveau être déterminé en utilisant la relation de Helms *et al.* (cf. Eq. 2.51). Ainsi, en appliquant cette relation, les seuils du régime critique calculés atteignent respectivement -28,9 dB, -29,0 dB, -33,8 dB et -38,5 dB pour des largeurs de biseau de 1,7 μm, 1,5 μm, 1,4 μm et 1,0 μm. En choisissant une largeur de biseau typique telle que $p = 1{,}5$ μm et des pertes de couplage optique proches de -3 dB, le taux de retour optique critique (i.e *return loss* critique) correspondant à l'apparition du régime d'effondrement de la cohérence se calcule autour de $RL_c = \gamma_c - 2C =$ -33,8 | 6 = -27,6 dB. Comme on peut le constater, ces valeurs restent proches de celles calculées sur la structure *chianti*. De manière similaire, les conclusions théoriques annoncées précédemment se recoupent puisqu'une meilleure résistivité à la réalimentation optique est obtenue lorsque les quantités κ et p augmentent. Pour conclure, il est montré ici que le seuil d'effondrement de la cohérence de toute structure laser (à largeur de ruban variable ou constante) peut être

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

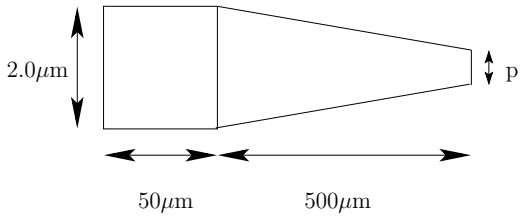

FIG. 5.35 – *Représentation schématique de la structure perrier*

déterminé analytiquement à partir de la méthode générale. La structure *chianti* retenue pour les applications dynamiques (qui seront discutées au paragraphe suivant) montre de faibles seuils d'apparition du régime critique (par comparaison avec les lasers AR/HR avec biseau exposés au chapitre 4) et homogènes de laser à laser.

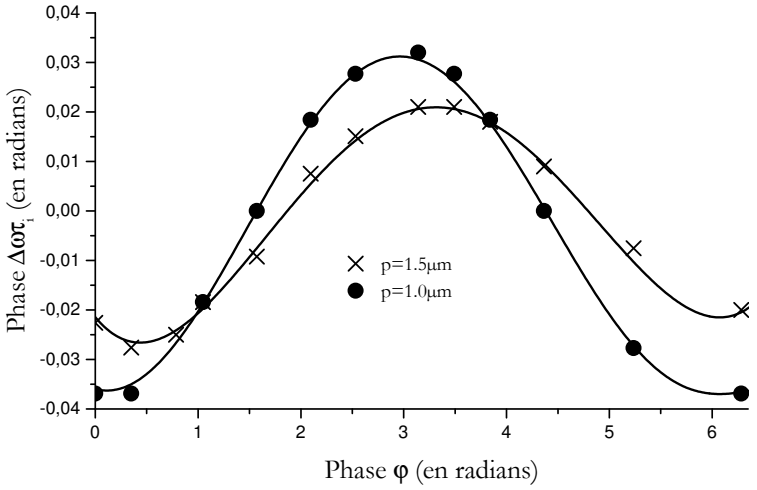

FIG. 5.36 – *Evolution théorique de la phase $\Delta\omega\tau_i$ en fonction de la phase φ pour le laser perrier AR/AR - la largeur du biseau en face avant est notée p*

5.7.2 Quid du rapport des puissances $\frac{P_1}{P_2}$?

Dans ce paragraphe, on se propose de calculer le rapport des puissances entre la face avant et la face arrière puis de le comparer à l'expérience. A ce titre, cette simulation du rapport

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

P_1/P_2 a été réalisée à partir de deux méthodes différentes : par l'analyse du *spatial hole burning* et par la détermination des coefficients C_k. En effet, comme il a été vu lors du chapitre 3, le module du rapport des coefficients C_k (avec $k = 1,2$ selon la facette du laser) est directement proportionnel au rapport des puissances. Ainsi, si P_1 et P_2 représentent respectivement les puissances avant et arrière, il vient la relation :

$$\frac{P_1}{P_2} = |\frac{C_1}{C_2}| \tag{5.42}$$

Pour ce faire, considérons à nouveau les lasers *perrier* et *chianti* de longueur L représentés sur les Fig. 5.11 et Fig. 5.13. Dans le cadre de cette étude, les largeurs p aux facettes arrière sont choisies telles que : $p_{perrier} = 1,7$ μm et $p_{chianti} = 1,4$ μm. Par ailleurs, les coefficients de couplage des composants sont respectivement de 30 cm^{-1} (laser *chianti*) et de 50 cm^{-1} (laser *perrier*). En utilisant le code de calcul fondé sur la théorie des matrices de transfert, la répartition de la densité de photons dans la cavité optique peut être étudiée et les coefficients aux facettes C_k déterminés (à partir de la méthode générale décrite au §. 5.6.1). Notons enfin que pour la détermination du coefficient C_2, on suppose cette fois-ci que la rétroaction optique d'amplitude γ est produite sur la facette arrière. Dans le Tab. 5.5, l'ensemble des résultats de simulation est reporté et comparé avec l'expérience. Ainsi, pour les deux structures, il est mentionné, de la gauche vers la droite, les densités de photons sur les facettes avant et arrière S_1 (en $z = L$) et S_2 (en $z = 0$), le rapport $\frac{S_1}{S_2}$, les coefficients aux facettes avant et arrière C_1 et C_2, le rapport $\frac{C_1}{C_2}$ et enfin le rapport des puissances $(\frac{P_1}{P_2})_{exp}$ mesurées. Par exemple, sur la Fig. 5.37, une simulation du *spatial hole burning* (cf. Chap. 1) au-dessus du seuil est représentée pour les deux lasers étudiés. Ainsi, comme on peut le constater, la signature du *spatial hole burning* du laser *chianti* est parfaitement symétrique laissant ainsi présager un rapport face avant face arrière peu élevé. A *contrario*, grâce à la présence du biseau, une dissymétrie plus prononcée apparaît sur le *spatial hole burning* du laser *perrier*. En effet, dans ces conditions, la puissance renvoyée sur la facette avant étant plus importante, le rapport des puissances est supérieur à celui du laser *chianti*. Ainsi, un bon accord entre les deux méthodes de calcul est obtenu puisque dans le cas des lasers *perrier* et *chianti*, les valeurs calculées sur les quantités $\frac{S_1}{S_2}$ (respectivement $\frac{C_1}{C_2}$) sont égales à 1,4 (respectivement 1,7) et 1,1 (respectivement 1,1). Par ailleurs, comme il l'a été annoncé au début de ce paragraphe, en raison de la présence du biseau, le rapport des puissances face avant face arrière est légèrement plus important pour la structure *perrier*. Comparons maintenant ces résultats de simulation avec le rapport des puissances $(\frac{P_1}{P_2})_{exp}$ mesurées expérimentalement. Ainsi, dans le Tab. 5.5, le rapport des puissances mesurées est respectivement de 1,5 et 1,2 pour les lasers *perrier* et *chianti*. Ces deux valeurs sont en parfait accord avec celles prédites par la simulation. Pour conclure, ces résultats expérimentaux confirment que des améliorations doivent être apportées à la structure *chianti* notamment en ce qui concerne le rapport des puissances. Dans la suite de

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

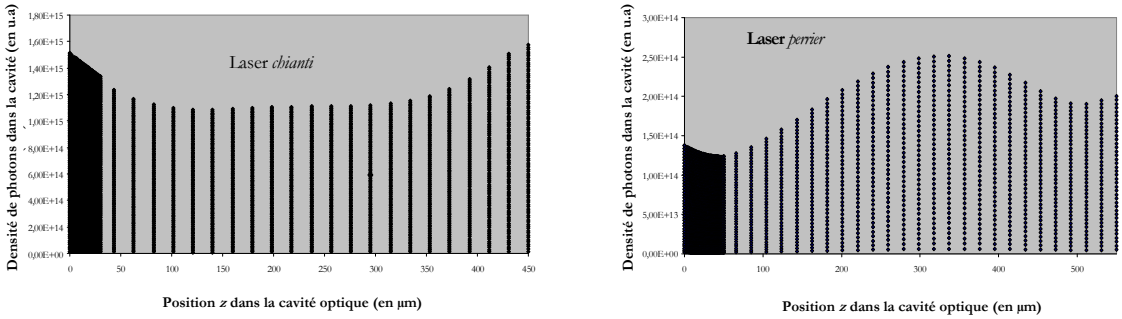

FIG. 5.37 – *Evolution théorique de la densité de photons (i.e spatial hole burning) en fonction de la position z dans la cavité pour les lasers chianti et perrier*

	S_1	S_2	$\frac{S_1}{S_2}$	C_1	C_2	$\frac{C_1}{C_2}$	$(\frac{P_1}{P_2})_{exp}$
Laser *perrier*	$2{,}0.10^{+14}$	$1{,}4.10^{+14}$	1,4	0,75	0,44	1,7	≈1,5
Laser *chianti*	$1{,}6.10^{+15}$	$1{,}5.10^{+15}$	1,1	3,94	3,5	1,1	≈1,2

TAB. 5.5 – *Données théoriques et expérimentales obtenues sur les lasers perrier et chianti*

la discussion, on se propose de discuter des résultats de transmission obtenus en présence de réalimentation optique sur la structure *chianti*.

5.7.3 Etude du comportement dynamique

Dans ce paragraphe, le comportement dynamique en transmission des lasers *chianti* est étudié en présence de réalimentation optique externe. Pour ce faire, le montage expérimental décrit par la Fig. 4.2 (cf. Chap. 4) est réutilisé. Les mesures de transmission sont toutes réalisées à 25°C en utilisant une fibre dont la dispersion chromatique d est de 300 ps/nm. En conséquence, la longueur de propagation l disponible pour les mesures de transmission est $l \approx \frac{d\lambda c}{n} \approx 40$ km à 1,3 μm (avec c la célérité de la lumière dans le vide, n l'indice optique et λ la longueur d'onde du laser). Les lasers *chianti* utilisés, dont les transmissions sans rétroaction optique ont déjà été analysées (cf. Tab. 5.2), sont à nouveau désignés par les chiffres (1), (2) et (3). Le taux de retour optique (i.e *return loss*) dans la fibre RL varie de -50 dB à -14 dB. Le taux d'extinction ER est fixé à 5 % pendant tout la durée de l'expérience tout en conservant une puissance d'émission proche de 5 mW. Les mesures ont toutes été réalisées à la température de 25°C. Notons enfin que contrairement à toutes les mesures de taux d'erreurs réalisées dans cette thèse, la puissance d'émission n'a pas été fixée à 10 mW en raison de la limitation imposée par le courant de modulation. On rappelle que seuls les lasers

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

chianti, présentant la plus faible dérive de fréquence sont étudiés dans ce paragraphe. Sur

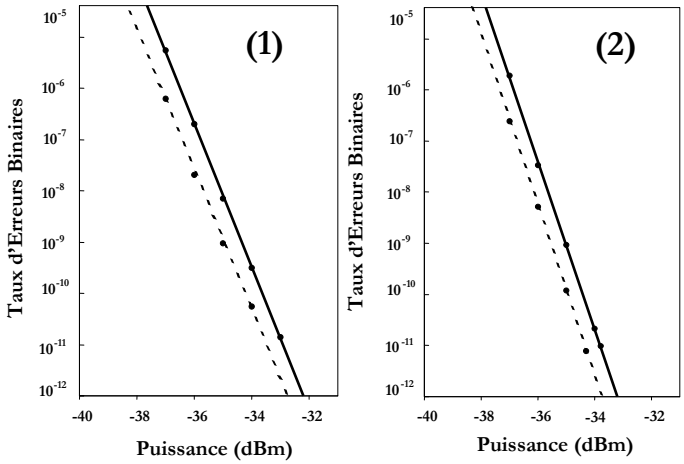

FIG. 5.38 – *Transmissions à 2,5 Gbit/s et à 25°C sur les lasers chianti (1) et (2) en présence de réalimentation optique externe (P = 5 mW, ER = 5 %, d = 300 ps/nm)*

les Fig. 5.38 et Fig. 5.39, les courbes de taux d'erreurs des lasers (1), (2) et (3) en présence de réalimentation optique sont présentées au lecteur. Comme précédemment, les droites en pointillé et en trait plein représentent respectivement les courbes obtenues en *back-to-back* et après propagation dans la fibre. Au cours de ce chapitre, il a été montré que les taux de retour optique critique RL_c des structures *chianti* étaient d'une part parfaitement homogènes de laser à laser et d'autre part localisés proche de -25 dB (cf. Fig. 5.34). En conséquence, afin d'évaluer la résistivité de ces composants à la réalimentation optique, toutes les mesures de taux d'erreurs présentées dans ce paragraphe sont effectuées au seuil ou au-dessus du seuil du régime critique c'est-à-dire pour des taux de retour optique de -17 dB (laser (1)), -19 dB (laser (2)) et -25 dB (laser (3)). Ainsi, après analyse des Fig. 5.38 et Fig. 5.39, il est aisé de constater que, quelque soit le laser considéré, des transmissions sans plancher et avec des pénalités inférieures à 1 dB peuvent être obtenues. Par exemple, les pénalités mesurées à 10^{-10} sont homogènes et n'excédent pas $\pm$0,5 dB, $\pm$0,6 dB et $\pm$0,4 dB pour les lasers (1), (2) et (3). Concernant la dépendance de la pénalité avec le taux de retour optique, celle-ci est toujours intrinsèquement liée au seuil d'effondrement de la cohérence du laser. En effet, sur la Fig. 5.40, la variation de la pénalité en transmission et mesurée à 10^{-10} est reportée en fonction du taux de retour optique. Une croix représente un point de mesure obtenu pour un taux de retour optique donné. L'ensemble des points est ensuite ajusté par une courbe afin de mettre en évidence le phénomène observé. Le seuil d'effondrement de la cohérence des composants étant homogène, celui-ci est simplement représenté par une droite verticale noire localisée à -25 dB. Ainsi, de manière similaire aux lasers DFB AR/HR, la pénalité reste

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

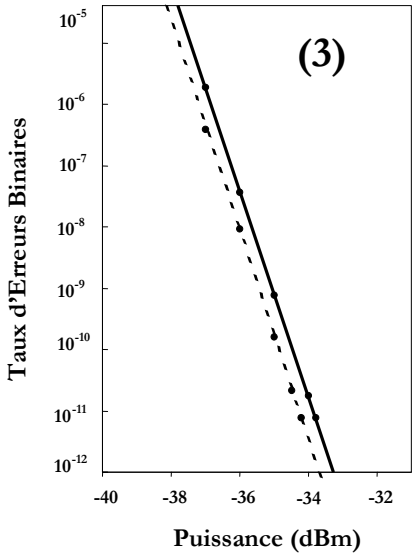

FIG. 5.39 – *Transmissions à 2,5 Gbit/s et à 25°C sur le laser chianti (3) en présence de réalimentation optique externe (P = 5 mW, ER = 5 %, d = 300 ps/nm)*

quasiment constante avant le seuil d'effondrement de la cohérence (typiquement lorsque -50 dB < RL < -25 dB) et augmente au-delà du régime critique (c'est-à-dire lorsque RL > -25 dB). Bien que cette dégradation de la pénalité soit attribuée à l'augmentation du bruit de phase et d'intensité du laser, il a été montré précédemment que le bruit d'intensité reste la cause physique prépondérante dans le mécanisme de dégradation de la pénalité (pour une dispersion chromatique de 300 ps/nm) sous rétroaction optique externe (cf. Chap. 4). En conséquence, lorsque les lasers *chianti* travaillent au-delà du régime d'effondrement de la cohérence, la pénalité augmente brutalement de ≃ 0,3 dB (pour RL = -50 dB) à ≃ 1,0 dB (pour RL = -14 dB) en moyenne. Bien évidemment, lorsque la pénalité devient proche de ≃ 1,0 dB, un phénomène de plancher apparaît indubitablement dans les courbes de taux d'erreurs. Cette détérioration de la pénalité limitant *de facto* les performances en transmission peut être attribuée à une augmentation de la dérive de fréquence. Pour conclure, les lasers *chianti* réalisés dans le cadre de la thèse permettent d'effectuer des transmissions à 2,5 GBit/s et à 25°C au-delà du régime d'effondrement de la cohérence. Les résultats traduisant l'évolution de la pénalité en fonction du taux de retour optique corroborent les conclusions théoriques et expérimentales développées au chapitre 4. D'une manière générale, des pénalités en transmission encourageantes (< 1 dB) avec une très faible dispersion et en accord avec les normes ITU [26] à 1,3 μm sont rapportées. A terme, il apparaît nécessaire d'améliorer ces structures (diminution du facteur de Henry et de la dérive de fréquence) afin de pouvoir réaliser des transmissions sur des distances de propagation plus importantes (typiquement 90 km) et *in*

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

fine de couvrir les applications métropolitaines à 1,55 μm.

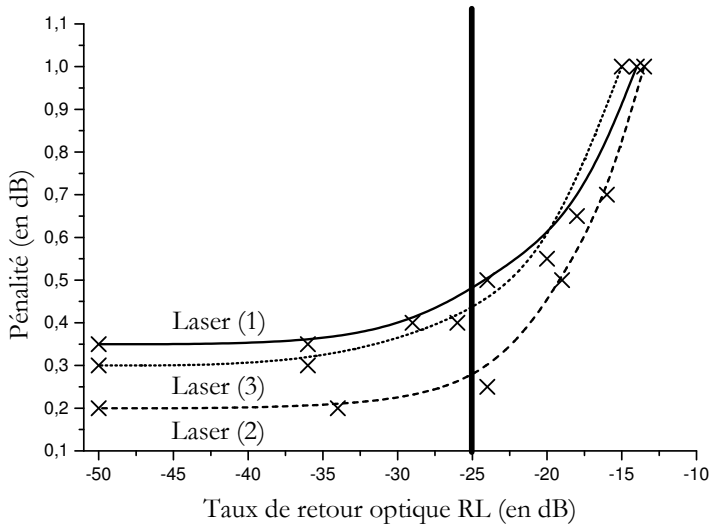

FIG. 5.40 – *Evolution de la pénalité à 25°C en fonction du taux de retour optique sur les lasers chianti (1), (2) et (3) (P = 5 mW, ER = 5 %, d = 300 ps/nm)*

5.7.4 Conclusions

Dans ce paragraphe, l'étude de la sensibilité à la réalimentation optique des lasers DFB à réseau à pas variable a été intensivement étudiée. Dans un premier temps, il a été montré qu'une nouvelle méthode de calcul du seuil d'effondrement de la cohérence du laser pouvait être développée. Après avoir validé cette méthode générale à partir de lasers droits AR/HR, le seuil d'effondrement de la cohérence des structures *perrier* et *chianti* a été complètement déterminé puis comparé à l'expérience. Plus spécialement, il a été montré que ces seuils s'avèrent particulièrement homogènes de laser à laser et localisés à des niveaux de retour optique proches de ceux mesurés sur les rubans droits (environ -25 dB). Enfin, après avoir montré théoriquement et expérimentalement que le rapport des puissances $\frac{P_1}{P_2}$ (avec P_k les puissances d'émission sur les faces avant ($k = 1$) et arrière ($k = 2$)) est respectivement de l'ordre de 1,2 et 1,5 pour les lasers *chianti* et *perrier*, les transmissions en présence de réalimentation optique ont été étudiées. En utilisant les structures *chianti* c'est-à-dire les lasers présentant la plus faible dérive de fréquence, des transmission à 2,5 GBit/s et au-dessus du régime d'effondrement de la cohérence ont été réalisées. Comme il l'a été montré, ces mesures de taux d'erreurs ne présentent pas de plancher et s'accompagnent de pénalités en transmission inférieures à 1 dB.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

5.8 Comparaison par rapport à l'état de l'art

Dans ce paragraphe, une comparaison par rapport à l'état de l'art est proposée au lecteur. D'une manière générale, peu d'articles rapportant des performances technologiques sur des structures à réseau à pas variable sont disponibles dans la littérature. En effet, bon nombre d'articles se concentrent avant tout sur la compréhension des phénomènes physiques à partir de résultats de simulation. D'une manière générale, l'étude des composants à réseau *chirpés* est principalement menée à bien à partir de composants dont le *chirp* est obtenu par variation de la période du réseau de diffraction. Les lasers utilisés sont alors des structures DFB à section droite apparaissant comme une somme de décalage de réseaux à pas identiques. Dans cette catégorie qui rassemble la majorité des papiers publiés, il convient de citer les travaux de Zhou *et al.* [27] qui proposent une analyse théorique de la sélection des modes et montrent comment supprimer le *spatial hole burning* dans les lasers à réseau à pas variable. Par la suite, Zhou *et al.*[28] montrent théoriquement qu'à partir de telles structures et d'un saut de phase $\lambda/4$, un comportement monomode ainsi qu'un bon degré d'uniformité peuvent être obtenus. De la même manière, Chen *et al.* [29] prouvent théoriquement et expérimentalement que l'accordabilité en longueur d'onde d'un laser DFB multisection peut être très nettement augmentée en utilisant un réseau de diffraction à pas variable. Dans le but d'obtenir un bon couplage dans la fibre optique, des structures composées de sections en biseau actives et/ou passives ont été également réalisées afin de diminuer la divergence du laser. Cet aspect ne sera pas développé dans la suite car très différent des objectifs traités dans le cadre de la thèse. Aussi, le lecteur est invité à consulter les références [30][31][32] pour plus de renseignements. Les structures développées pendant la thèse se distinguent donc nettement de celles publiées dans la littérature. En effet, les composants dont le *chirp* est induit par la variation de la largeur du ruban sont constitués d'une section droite à fort indice effectif prolongée, soit par une double section homogène active (laser *chianti*), soit uniquement par un biseau actif (laser *perrier*). Ainsi, par rapport aux techniques usuelles décrites dans la littérature, la section à fort indice effectif est utilisée comme une partie perturbatrice afin de briser la symétrie du système et *in fine* de modifier la sélection spectrale du laser. De plus, il est important de rappeler qu'un traitement anti-reflet est apposé sur les deux facettes du composant et ce dans le but de supprimer les effets de phases afin d'obtenir des performances homogènes de laser à laser. Enfin, outre l'analyse des performances statiques (très souvent mentionnées dans la littérature), les composants réalisés ont en plus été évalués d'un point de vue dynamique. Ainsi, des résultats encourageants en transmission y compris en présence de rétroaction optique externe ont été démontrés. Il est important de noter que ces aspects (transmission, sensibilité à la réalimentation optique) ne sont pas abordés dans la littérature. Pour conclure, il apparaît clairement que les résultats obtenus sur les lasers DFB AR/AR à réseau à pas

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

variable se situent au-delà de l'état de l'art. Dans ce chapitre, une caractérisation complète de ces composants a été réalisée démontrant une forte reproductibilité des performances de laser à laser ainsi qu'une bonne résistance à la réalimentation optique externe.

5.9 Synthèse du chapitre

Les structures AR/AR présentées dans ce chapitre apparaissent, à notre connaissance, comme la première réalisation expérimentale de lasers DFB composés d'un réseau de Bragg asymétrique. Ces structures se situent donc *de facto* au-delà de l'état de l'art. Ainsi, en concevant une structure DFB *ad hoc* à réseau à pas variable, traitée anti-reflet sur les deux faces, de bonnes performances statiques (spectre, caractéristique courant-puissance,...) et dynamiques (*chirp*, transmission) ont été obtenues. De manière parallèle, un code de calcul fondé sur la théorie des matrices de transfert a été utilisé afin de comparer la simulation à l'expérience. Concernant l'évaluation de la sensibilité à la réalimentation optique, une nouvelle technique numérique dont l'objet principal est de traiter tous les types de structures lasers a été développée à partir du code de calcul existant au laboratoire. Ainsi, quelle que soit la structure considérée (*perrier* ou *chianti*), un excellent accord théorie-expérience (aussi bien qualitatif que quantitatif) a été obtenu. Plus particulièrement, il convient d'insister sur le fait qu'un bon degré d'homogénéité entre les performances a été mesuré et plus particulièrement :
- uniformité spectrale (superposition de spectres optiques de lasers issus d'une même barrette),
- uniformité du *chirp* adiabatique (couleur, limite à l'asymptote),
- uniformité des pénalités en transmission avec et sans réalimentation optique,
- uniformité des seuils d'effondrement de la cohérence.

Ces résultats montrent donc que sur une plaque donnée, les performances statiques et dynamiques ainsi que la sensibilité à la réalimentation optique sont les mêmes de laser à laser. Par ailleurs, il a été vu que sur ces structures AR/AR une augmentation du SMSR avec le courant d'injection a été obtenue. Ce bon contrôle du *spatial hole burning* permet d'obtenir des caractéristiques courant-puissance stables, sans non-linéarité y compris aux fortes puissances. Toutefois, il est important de noter que malgré ces résultats encourageants, des progrès restent à apporter sur ces lasers. Citons par exemple, le cas de la dérive de fréquence trop importante sur la structure *perrier* et limitant *de facto* son fonctionnement aux applications continues. Concernant la structure *chianti*, bien que des transmissions à 2,5 GBit/s sans plancher et en présence d'un fort taux de retour optique ont été effectuées, la distance de propagation ($\approx$ 40 km) reste aujourd'hui un facteur limitant vis-à-vis des applications systèmes. Ainsi, en augmentant la distance de transmission à 90 km, ces lasers peuvent présenter un fort potentiel en modulation directe en raison de leur résistance élevée et homogène à la réalimen-

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tation optique. Pour conclure, les résultats présentés dans ce chapitre montrent clairement la possibilité de concevoir des composants ayant des performances homogènes sur plaque et ce y compris en terme de réalimentation optique. Cette avancée supplémentaire dans la technologie est capitale à l'échelle industrielle puisque la réduction des coûts peut maintenant prendre en compte la suppression de l'opération de triage des puces et de l'isolateur optique.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Bibliographie

[1] H. Kogelnik and C.V Schank, "Coupled-wave theory of distributed feedback lasers", *Journal of Applied Physics*, Vol. 43 **(5)**, pp. 2327-2335, 1972.

[2] S. Akiba, M. Usami and K. Utaka, "1.5 μm $\frac{\lambda}{4}$-shifted InGaAsP/InP DFB lasers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. LT-5**(11)**, pp. 1546-1573, 1987.

[3] K. Utaka, S. Akiba, K. Sakai and Y. Matsushima, "Analysis of quarter-wave-shifted DFB laser", *Electronics Letters*, Vol. 20**(8)**, pp. 326-327, 1984.

[4] H. A. Haus and C. V Shank, "Antisymmetric taper of distributed feedback lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-12 **(9)**, p. 532-559, 1976.

[5] T. Kimura and A. Sugimura, "Coupled phase-shift distributed feedback semiconductor lasers for narrow linewidth operation", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 25 **(4)**, pp. 678-683, 1989.

[6] H. Ghafouri-Shiraz and B. S. K. Lo, "Distributed feedback laser diodes : principles and physical modelling", Ed. *Wiley*, 1996.

[7] W. S. Rabinovich and B. J. Feldman, "Spatial hole burning in distributed feedback lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 25 **(1)**, pp. 20-29, 1989.

[8] Y. Champagne and N. Mac Carthy, "Sensitivity of multiple-phase-shift distributed feedback semiconductor lasers to spatial hole burning", *Electronics Letters*, Vol. 27 **(21)**, pp. 1987-1989, 1991.

[9] F. Favre, "Theoretical analysis of external optical feedback on DFB semiconductor laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-23**(1)**, pp. 81-88, 1987.

[10] G. P. Agrawal and A. H. Bobeck, "Modeling of distributed feedback semiconductor lasers with axially-varying parameters", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 24 **(12)**, pp. 2407-2410, 1988.

[11] K.A. Winick, "Longitudinal mode competition in chirped grating distributed feedback lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 35 **(10)**, pp. 1402-1411, 1999.

[12] J. Hong, W. P. Huang, T. Makino and G. Pakulski, "Static and dynamic characteristics of MQW DFB lasers with varying ridge width", *IEE Proceedings- Journal of Optoelectronics*, Vol. 141 **(5)**, pp. 303-310, 1994.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

[13] G. Björk and O. Nilsson, "A new exact and efficient numerical matrix theory of complicated laser structures: properties of asymmetric phase-shifted DFB lasers", *Journal of Ligthwave Technology*, Vol. LT-5, pp. 140-146, 1987.

[14] M. Bondiou, R. Gabet, G. M. Stéphan and P. Besnard, "Linewidth of an optically injected semiconductor laser", *Journal of Optics B*, Vol. 2, pp. 41-46, 2000.

[15] M. Bondiou, "Etude des propriétés spectrales d'un laser à semi-conducteurs soumis à injection optique", *Thèse de Doctorat ENSSAT*, Université de Rennes 1, 1999.

[16] R. Gabet, "Etude expérimentale et théorique de l'injection optique dans un laser à semiconducteurs: application à la détection de faibles signaux cohérents à 1,55 μm", *Thèse de Doctorat ENSSAT*, Université de Rennes 1, 2000.

[17] F. Mallecot, F. Grillot, B. Thédrez, Ch. Chaumont, S. Hubert, M.F. Martineau, A. Pinquier, J. Py, L. Roux, "Selection-Free WDM DFB Lasers for STM16 Applications", *Optical Fiber Communication*, 2002, USA.

[18] F. Grillot *et al.*, "Analysis, fabrication, and characterization of 1.55μm selection-free tapered stripe DFB lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.14(**8**), pp. 1040-1042, 2002.

[19] B. Thédrez, J.M. Rainsant, N. Aberkane, B. André, H. Bissessur, J.G. Provost and B. Fernier, "Power and facet phase dependance of chirp for index and gain-coupled DFB lasers", *International Semi-conductor Laser Conference (ISLC)*, TuE41, pp. 175-176, 1998.

[20] K. Petermann, "Laser diode modulation and noise", *Kluwer Academic Publisher*, 1988.

[21] N. Aberkane, "Conception et réalisation de lasers à semi-conducteurs à coefficient de couplage complexe pour les télécommunications optiques", *Thèse de Doctorat*, Ecole Centrale de Lyon, 1999.

[22] Ph. Pagnod-Rossiaux, F. Gaborit, N. Tscherptner, L. Roux, C. Stark and B. Fernier, "High temperature GaInAsP/high band gap GaInAsP barriers 1.3μm SL-MQW lasers grown by gas source MBE", *Journal of Crystal Growth*, Vol. 175/176, pp. 948-954, 1996.

[23] F. Grillot *et al.*, "Lasers DFB strictement monomode utilisant un guide optique en biseau", *Journées Nationales d'Optique Guidée*(JNOG), Toulouse, 2000.

[24] W. V. Sorin, K. W. Chang, G. A. Conrad and P. R. Hernday, "Frequency domain analysis of an optical FM discriminator", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 10(**6**), pp. 787-793, 1992.

[25] C. B. Su, V. Lanzisera and R. Olshansky, "Measurement of nonlinear gain from FM modulation index of InGaAsP lasers", *Electronics Letters*, Vol. 21(**20**), pp. 893-895, 1985.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

[26] International Telecommunication Union G.957, "Transmissions systems and media, digital systems and networks", 1999.

[27] P. Zhou and G. S. Lee, "Mode selection and spatial hole burning suppression of a chirped grating DFB laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 56(**15**), pp. 1400-1402, 1990.

[28] P. Zhou and G. S. Lee, "Chirped grating $\lambda/4$ shifted distributed feedback laser with uniform longitudinal field distribution", *Electronics Letters*, Vol. 26(**20**), pp. 1660 -1661, 1990.

[29] N. Chen, Y. Nakano, K. Okamoto, K. Tada, G. Morthier and R. G. Baets, "Analysis, fabrication and characterization of tunable DFB lasers with chirped gratings", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 3(**2**), pp. 541-546, 1997.

[30] M. Kito, Y. Inaba, H. Nakayama, T. Chino, M. Ishino, Y. Matsui and K. Itoh, "High slope efficiency and low noise characteristics in tapered active stripe DFB lasers with narrow beam divergence", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 35(**12**), pp. 1765-1770, 1999.

[31] H. Jeon, J. M. Verdiell, M. Ziari and A. Mathur, "High-power divergence semiconductor lasers for GaAs based-980nm and InP based-1550nm applications", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 3(**6**), pp. 1344-1350, 1997.

[32] P. J. Williams, D. J. Robbins, J. Fine, I. Griffith and D. C. J. Reid, "1.55μm DFB lasers incorporating etched lateral taper spot size converters", *Electronics Letters*, Vol. 34(**8**), pp. 770-771, 1998.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Conclusion générale

≪ J'ai appris à ne jamais tarir le puits de mon inspiration, à toujours m'arrêter quand il restait un peu d'eau au fond et à laisser sa source le remplir pendant la nuit ≫.
Ernest Hemingway, Romancier américain, *Nobel de littérature 1954*

Cette thèse avait pour objet de concevoir des lasers monomodes à faible sensibilité à la réalimentation optique externe pour les transmissions à 2,5 GBit/s sans isolateur. Comme il l'a été montré au cours de la discussion, ce travail de recherche s'inscrit dans une politique innovante de réduction des coûts de mise en boîtier (i.e *packaging*). En effet, la conception et la réalisation de composants opto-électroniques fortement résistants à la réalimentation optique permettront à terme de concevoir des modules optiques sans isolateur. Ainsi, après une brève introduction rappelant les équations de base d'un laser à semi-conducteur, la théorie générale de la réalimentation optique a été introduite au lecteur. A ce titre, il a été montré que lorsque le laser est soumis à une rétroaction optique externe, cinq régimes de fonctionnement, indépendants de la longueur d'onde, peuvent être distingués. Plus particulièrement, pour un certain niveau de retour optique, ne dépendant ni de la phase de l'onde retour, ni de la longueur de la cavité externe, il a été vu que laser tend à devenir instable travaillant alors dans le régime d'effondrement de la cohérence (i.e *Coherence Collapse*). Ce régime qui se traduit par un élargissement de la largeur de raie de plusieurs dizaines de GHz parasite le comportement du laser en transmission. Ainsi, en appliquant la théorie générale de la réalimentation optique d'un laser Fabry-Perot au cas d'un laser DFB, il a été montré que le seuil d'apparition du régime d'effondrement de la cohérence est une donnée capitale pour l'analyse des transmissions. En effet, une augmentation importante de la pénalité en transmission, attribuée principalement à du bruit d'intensité en *back-to-back* est observée à partir du seuil du régime critique. Comme nous l'avons vu au cours du chapitre 4, ces résultats expérimentaux corroborent parfaitement les simulations numériques introduites par Clarke. En conséquence, la réalisation d'un module optique sans isolateur ne peut se faire que par le développement de sources lasers à seuil d'effondrement de la cohérence élevé. Dans ces conditions, le seuil de dégradation de la pénalité est décalé vers les forts taux de retour optique

permettant ainsi l'optimisation des transmissions à 2,5 GBit/s. De manière à renforcer cet effet, il a également été montré expérimentalement et théoriquement que le seuil d'effondrement de la cohérence peut être augmenté à partir de structures semi-conductrices possédant un coefficient de couplage normalisé élevé et/ou un faible facteur de Henry. Dans ces deux cas, le seuil d'effondrement de la cohérence est translaté de plusieurs décibels favorisant ainsi un meilleur comportement en transmission. En revanche, pour les applications industrielles, il a été vu que l'augmentation du régime critique (donc de la résistivité à la réalimentation optique) engendre indubitablement une baisse du rendement externe du laser. En conséquence, un compromis associant bon rendement externe et seuil d'effondrement de la cohérence élevé doit être trouvé en accord avec les normes internationales dictées par l'ITU (i.e *International Telecommunications Union*). D'une manière plus spécifique, les travaux de recherche présentés dans ce manuscrit se sont orientés autour de deux grands axes principaux : les lasers DFB AR/HR (lasers conventionnels) et les lasers DFB AR/AR à pas variable. Les principaux résultats et conclusions relatifs à ces deux études se déclinent ainsi :

Les lasers DFB AR/HR :
L'étude des lasers respectivement traités hautement-réfléchissant (HR) sur la facette arrière et anti-réfléchissant (AR) sur la facette avant a conduit aux conclusions suivantes :

- *a*) les coefficients aux facettes C_k (avec k = 1,2 selon la facette) quantifiant le couplage du laser avec une cavité externe sont fortement dépendants des cas de phases aux facettes induits par la réflectivité HR. *A fortiori*, nous avons montré que le régime d'effondrement de la cohérence dont le seuil est proportionnel à la quantité $\frac{1}{C_k^2}$ suit *de facto* une dépendance similaire. Plus particulièrement, il a été démontré théoriquement et expérimentalement que le seuil d'effondrement de la cohérence est lié à l'écart au mode de Bragg (induit par les phases aux facettes) par une distribution quasi-parabolique dont le *maximum* est obtenu lorsque le laser émet exactement au centre de la *stopband* (c'est-à-dire lorsque l'écart au mode de Bragg est nul). Ces conclusions montrent que l'expérimentateur à la liberté de sélectionner le composant ayant le meilleur seuil d'effondrement de la cohérence c'est-à-dire celui pour lequel la résistivité à la réalimentation optique est la plus forte. De manière complémentaire, il a été vu expérimentalement que la dispersion entre les seuils d'effondrement de la cohérence était également présente sur des lasers comportant une section en biseau. A ce titre, nous avons vu que les biseaux actifs sans réseau exhibaient une sensibilité à la réalimentation optique bien plus importante que ceux comportant un réseau de diffraction.

- *b*) une caractérisation expérimentale complète a permis de montrer que des transmissions à 2,5 GBit/s au-dessus du seuil d'effondrement de la cohérence et jusqu'à 85°C ont été réalisées

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

sur des structures droites ainsi que sur des structures avec biseau. Ces résultats qui se situent au-delà de l'état de l'art (pénalités inférieures à 1 dB en moyenne) apparaissent de plus peu sensibles à une rétroaction optique *incohérente* ainsi qu'à une modification de la phase de l'onde retour ou de la longueur de la cavité externe. Ainsi, en raison de la forte résistivité à la réalimentation optique, les résultats de transmission montrent que la réalisation d'un module optique sans isolateur peut être envisagée. De plus, il a été vu que dans certains cas, l'utilisation de lasers AR/HR couplés avec une section en biseau peut conduire à la réalisation d'un module à très bas coût. Ainsi, au chapitre 4, une forte résistivité à la réalimentation optique combinée à la fois à une bonne divergence et à une excellente stabilité thermique a été démontrée sur des composants. De tels résultats au-delà de l'état de l'art permettent d'envisager la réalisation d'un module composé d'un laser directement couplé dans une fibre optique c'est-à-dire ne comportant ni isolateur, ni lentille, ni contrôleur de température.
D'une manière générale, il convient de noter que même si les pénalités mesurées sur les sources AR/HR restent faibles (et ce y compris en présence d'un fort taux de retour optique), la dispersion induite par les effets de phases aux facettes sur les seuils d'effondrement de la cohérence engendre des comportements dynamiques variables de laser à laser. Aussi, c'est la raison pour laquelle, les conclusions ont montré qu'un tri des composants à l'échelle industrielle était obligatoire.

Les lasers DFB à réseau à pas variable :
Dans le but de s'affranchir des effets de phases aux facettes, de nouvelles structures (baptisées *perrier* et *chianti*) ont été réalisées au laboratoire. Ces lasers DFB sont traités anti-reflet sur les deux faces et sont fondés sur l'utilisation d'un réseau à pas variable (i.e *chirped grating*). Comme nous l'avons montré au chapitre 5, le *chirp* dans la structure est induit par la variation de la largeur du ruban donc de l'indice effectif. En utilisant la méthode des matrices de transfert, les calculs numériques ont montré qu'un comportement strictement monomode devait être attendu. Ce dernier aspect capital pour les applications *long-haul* a été confirmé expérimentalement. D'une manière plus spécifique, la caractérisation expérimentale a permis de mettre en exergue les points suivants :

- *a*) les structures à réseau à pas variable réalisées ne présentent aucune non-linéarité (i.e *kink*) dans les caractéristiques courant/puissance. De plus, un renforcement du caractère monomode a également été observé avec le courant d'injection démontrant clairement qu'un bon contrôle du *spatial hole burning* est obtenu sur ces composants.

- *b*) concernant l'évaluation de la sensibilité à la réalimentation optique, une nouvelle technique de calcul du seuil d'effondrement de la cohérence a été mise en place. Cette méthode

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

générale a tout d'abord été validée *via* une comparaison rigoureuse avec les résultats obtenus dans le cas des lasers DFB AR/HR (cf. Chap 4). Dans un deuxième temps, les seuils d'effondrement de la cohérence des structures à réseau à pas variable ont été calculés et comparés à l'expérience. A ce titre, un excellent accord entre la simulation et l'expérience a été obtenu montrant des seuils homogènes et n'excédant pas -25 dB. En conséquence, un bon degré de résistivité à la réalimentation optique a été démontré sur ces sources lasers.

- *c*) sur une plaque InP donnée, nous avons montré que ces structures permettent d'atteindre un comportement uniforme de grande qualité. En effet, une reproductibilité des performances statiques (superposition des spectres) et dynamiques (pénalités en transmission avec et sans réalimentation optique, *chirps* adiabatique) ainsi que sur les seuils d'effondrement de la cohérence a été obtenue.
D'un point de vue général, les résultats obtenus sur les lasers à pas variable constituent, à notre connaissance, la première démonstration expérimentale de lasers DFB à réseau de Bragg asymétrique et traités anti-reflet sur les deux facettes. A ce titre, les performances présentées au cours du chapitre 5 se situent au-delà de l'état de l'art. Ce degré de qualité et de reproductibilité des résultats s'explique par l'absence totale d'effets de phases aux facettes et donc par la qualité du traitement anti-reflet apposé. Toutefois, sachant que les transmissions sous rétroaction optique à 1,3 μm ont été réalisées sur des distances de propagation de 40 km (300 ps/nm), un effort doit maintenant être porté sur la réduction potentielle du *chirp* adiabatique pour le passage à 1,55 μm (1700 ps/nm). Ainsi, la qualité des transmissions combinée au faible seuil d'effondrement de la cohérence en feront des composants prometteurs pour les applications futures.

Pour conclure, les recherches menées dans le cadre de cette thèse ont été focalisées sur l'étude des lasers DFB AR/HR (chapitres 3 et 4) et AR/AR à pas variable (chapitre 5). A partir des conclusions théoriques et des nombreuses caractérisations expérimentales, l'ensemble des structures réalisées et développées nous a permis de valider le concept de module optique sans isolateur. Ainsi, une réduction des coûts de mise en boîtier d'un facteur 1/3 apparaît aujourd'hui comme la prochaine étape pour les industriels. Par ailleurs, outre la réalisation d'un module sans isolateur, il a été montré que les structures AR/AR à pas variable permettent également, de par l'absence d'effets de phases aux facettes, de s'affranchir de l'opération de triage des composants.

Perspectives au travail de recherche :
La course vers le haut-débit étant en évolution permanente, la modulation directe à un débit optique de 10 GBit/s apparaît aujourd'hui comme la prochaine étape de l'innovation. Néan-

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

moins, augmenter le débit optique de 2,5 GBit/s (STM16) à 10 GBit/s (STM64) requiert l'utilisation d'un laser ayant une structure verticale *ad hoc*. En effet, la modulation directe d'un laser à la fréquence de 10 GHz ne peut se faire que si le composant possède une fréquence de résonance plus élevée. A ce titre, l'augmentation de la fréquence de résonance peut être obtenue soit en réduisant la largeur des puits quantiques, soit en augmentant le nombre de puits quantiques ou bien tout simplement par le contrôle du facteur de compression de gain. Le travail de la structure verticale liée au matériau semi-conducteur reste donc un élément prépondérant pour augmenter la fréquence de résonance. C'est pourquoi, des lasers pour les applications 10 GBit/s ont été récemment réalisés au laboratoire. Bien qu'aucun résultat n'ait encore été publié à ce jour dans la littérature, des transmissions encourageantes à 10 GBit/s et en présence de réalimentation optique ont été effectuées au laboratoire en marge de cette thèse. Ainsi, en utilisant des lasers droits DFB AR/HR émettant à 1,3 μm et une dispersion chromatique de 140 ps/nm ($\approx$ 20 km de propagation), des transmissions sans plancher ont pu être réalisées à 25°C pour un taux d'extinction de 20 % (puissance émise proche de 10 mW) et un taux de retour optique dans la fibre d'environ -30 dB. De façon à diminuer de manière plus importante la sensibilité des lasers à la réalimentation optique, le travail de la structure verticale constitue encore un point d'amélioration majeur (mise en place de nouveau matériau). Toutefois, un axe de recherche prometteur repose sur le développement des lasers à boites quantiques. En effet, la symétrie du gain dans le domaine spectral, selon les analyses théoriques, pourrait engendrer un facteur de couplage phase-amplitude compris entre 0 et 1. Dans ces conditions et en vertu de ce qui a été montré au chapitre 3, le seuil d'effondrement de la cohérence du laser pourrait apparaître à des niveaux de retour optique très élevés. Bien évidemment, les conséquences sur la transmission sont capitales puisque, dans ces conditions bien précises, l'évolution de la pénalité en transmission n'est quasiment pas dégradée. Pour conclure, la recherche d'un composant fortement résistant à la réalimentation optique reste une préoccupation permanente dans le processus d'optimisation des performances systèmes. Aussi, le point que nous avons voulu mettre en évidence à travers cette thèse est que le régime d'effondrement de la cohérence est un point clef de l'optimisation. L'intégration de ce concept à nos recherches nous a permis de concevoir, de réaliser et de fabriquer des structures répondant aux exigences des systèmes.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Annexes

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Annexe A

Le théorème de Wiener-Kintchine

≪ Je suis toujours prêt à apprendre, bien que je n'aime pas toujours qu'on me donne des leçons ≫.
Winston Churchill, Homme d'Etat anglais.

Cette annexe a pour but d'introduire au lecteur le théorème de Wiener-Kintchine utilisé pour le calcul de la largeur de raie d'un laser à semi-conducteur.

A.1 Les transformations intégrales de Fourier

La transformation de Fourier est l'opération mathématique qui associe à la fonction $f(t)$, réelle ou complexe, de la variable réelle t, son spectre $F(\omega)$ appelé aussi transformée de Fourier selon :

$$F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dt f(t) e^{-i\omega t} \tag{A.1}$$

avec ω la fréquence dont la dimension physique est égale à l'inverse de celle de la variable temporelle t. Par ailleurs, on démontre que les fonctions $f(t)$ et $F(\omega)$ sont réciproques c'est-à-dire que l'on a aussi :

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega F(\omega) e^{+i\omega t} \tag{A.2}$$

A.2 La fonction d'auto-corrélation

La fonction d'auto-corrélation de $f(t)$ est définie selon la relation :

$$\phi_f(\tau) = < f(t+\tau), f^*(t) > = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} dt f(t+\tau) f^*(t) \tag{A.3}$$

Dans l'équation (A.3), $<>$ représente un terme moyen tandis que la fonction $f(t)$ est supposée stationnaire.

A.3 La densité spectrale de puissance

La densité spectrale de puissance notée $W_f(\omega)$ s'obtient à partir de la transformée de Fourier de la fonction d'auto-correlation $\phi_f(\tau)$ soit :

$$W_f(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \phi_f(\tau) e^{-i\omega\tau} \tag{A.4}$$

où $W_f(\omega)d\omega$ correspond à la quantité de puissance de la fonction $f(t)$ comprise entre les fréquences ω et $\omega + d\omega$.

Démonstration :

$$\lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} dt|f(t)|^2 = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} W_f(\omega)d\omega = \frac{\pi}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega|F(\omega)|^2 \tag{A.5}$$

Il vient donc :

$$\phi_f(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega W_f(\omega) e^{i\omega\tau} \tag{A.6}$$

Soit à partir de (A.3) :

$$\phi_f(\tau) = \phi_f^*(-\tau) \tag{A.7}$$

L'équation (A.4) est connue sous le nom du **théorème de Wiener-Kintchine.**

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Publications et communications de l'auteur

L'ensemble des résultats présentés dans ce manuscrit de thèse a conduit aux publications et communications suivantes :

Publications

[1] F. Grillot *et al.*, "2.5GBit/s transmission characteristics of 1.3μm DFB lasers with external optical feedback", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14**(1)**, pp. 101-103, 2002.

[2] F. Grillot *et al.*, "Analysis, fabrication, and characterization of 1.55μm selection-free tapered stripe DFB lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.14**(8)**, pp. 1040-1042, 2002.

[3] F. Grillot *et al.*, "Coherence collapse threshold of 1.3μm semiconductor DFB lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15**(1)**, pp. 9-11, 2003.

Conférences

[4] F.Grillot *et al.*, "2.5GBit/s 85°C floor-free operation of 1.3μm DFB lasers under external optical feedback for different reflection distances", *Europeen Communication Optical Conference*, Vol. 3, P2.18, Copenhagen, Denmark, 2002.

[5] F. Grillot *et al.*, "External optical feedback effect on 1.3μm DFB lasers : transmission up to the coherence collapse", *Semiconductor Integrated OptoElectronics Conference*, Cardiff, Wales, 2002.

[6] F. Grillot *et al.*, "Lasers DFB strictement monomode utilisant un guide optique en biseau", *Journées Nationales d'Optique Guidée*(JNOG), Toulouse, France, 2000.

[7] F. Mallécot, F. Grillot, B. Thédrez, Ch. Chaumont, S. Hubert, M.F. Martineau, A. Pinquier, J. Py, L. Roux., "Selection-Free WDM DFB Lasers for STM16 Applications", *Optical*

Fiber Communication, Anaheim, USA, 2002.

[8]B. Thedrez, O. Gauthier-Lafaye, F. Grillot, V. Voiriot, J.-L. Lafragette, J.-L. Gentner, B. Fernier, J. Py, L. Sylvestre, "1.3μm tapered DFB lasers for isolator-free 2.5GBit/s all-optical networks", *Optical Fiber Communication*, Anaheim, USA, 2001.

[9] B. Thedrez, V. Voiriot, S. Hubert, J.L. Lafragette, L. Roux, F. Grillot, J.L. Gentner, B. Fernier, "New WDM DFB laser structure for facet phase-free uniform performances", International Semiconductor Laser Conference, USA, 2000.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

2.5-Gb/s Transmission Characteristics of 1.3-μm DFB Lasers With External Optical Feedback

F. Grillot, B. Thedrez, J. Py, O. Gauthier-Lafaye, V. Voiriot, and J. L. Lafragette

***Abstract*—All-optical networks will require low-cost laser source. In order to reduce the packaging cost and to design a module without optical isolator, the 2.5-Gb/s 300-ps/nm transmission characteristics of 1.3-μm distributed-feedback lasers is analyzed in the presence of strong external optical feedback. The penalty degradation when the laser is operating under optical feedback is discussed and its dependence with the coherence collapse onset is analyzed. Although a drastic increase of the penalty with the coherence collapse state is reported, floor-free operation is demonstrated with a return loss as high as −8 dB.**

***Index Terms*—Coherence collapse, feedback, laser diodes, transmission.**

I. Introduction

THE EXTENSION of today's optical networks to the home requires the development of extremely low-cost laser sources [1]. While wafer fabrication techniques allows massive production, packaging remains a cost bottleneck, as it is not supported by parallel processing. Cost reduction must, therefore, be based on packaging simplification, such as flip-chip bonding and direct coupling of the laser to the fiber [2]. However, such direct coupling requires the suppression of the isolator which, at rates over the gigahertz range, continues to remain a challenge. Floor-free transmissions have already been reported at 85 °C at 2.5 Gb/s under strong feedback regime [3], [4]. In this letter, we demonstrate floorless 2.5-Gb/s transmission under −8-dB return loss with 1.3-μm distributed-feedback (DFB) lasers. We discuss the penalty evolution when the laser operates under optical feedback and demonstrate the feasibility of floor-free transmission even above the coherence collapse state [5]. These results are very promising for high-performance laser to fiber connection without the need for any optics or optical isolator, and open the way for all-optical telecommunication networks.

II. Design and Technology

The device under study is a DFB laser with a high-reflection coating on the rear facet and an antireflection coating on the front facet in order to allow for high efficiency. The length of the device is 350 μm. The active layer is made of nine compressively strained InAsP quantum wells separated by InGaAsP tensile strained barriers. The optical confinement was provided by two Q1.1-μm 70-nm wide separate confinement layers. The 2″ grating was defined using holographic techniques and etched in a passive layer located above the upper separate-confinement-heterostructure. After a grating planarization regrowth using molecular beam epitaxy, the active region was etched and then buried using metal–organic vapor phase epitaxy (MOVPE), as for standard buried ridge structures (BRSs) [6]. The threshold current value is typically 8 mA with an average efficiency of 0.35 W/A at 25 °C and 0.2 W/A at 85 °C.

Manuscript received May 4, 2001; revised August 9, 2001.

F. Grillot, B. Thedrez, O. Gauthier-Lafaye, V. Voiriot, and J. L. Lafragette are with OPTO+, Alcatel Research and Innovation, Groupement d'Intérêt Economique, F-91460 Marcoussis, France (e-mail: Frederic.Grillot@ms.alcatel.fr).

J. Py is with Alcatel Optronics, F-91625 Nozay, France.

Publisher Item Identifier S 1041-1135(02)00038-1.

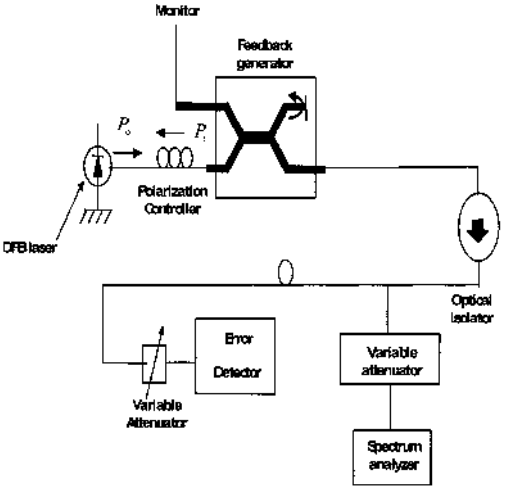

Fig. 1. Experimental setup for feedback study under 2.5 Gb/s with a 300-ps/nm dispersion fiber.

III. Measurements and Results

A. Experimental Setup

We used the transmission test setup sketched in Fig. 1. The laser was coupled to a back reflector apparatus through a polarization control element. The distance between the laser and the external reflector was optically measured to be $L_e = 13.6$ m which corresponds to a roundtrip time of $\tau_e = 130$ ns. Polarization was adjusted so as to have the reflected light in the transverse electric (TE) laser mode. A calibrated back reflector monitor was used to check the amount of reflected light. The back reflector was designed so as to allow direct transmission into the 300-ps/nm dispersion transmission line. These experiments were performed at 298 K with the laser biased at an

1041–1135/02$17.00 © 2002 IEEE

average output power of 10 mW under modulation. The laser was coupled to the transmission line by using an enlarged mode fiber and a 300-ps/nm fiber dispersion with 5-mW power coupled into the fiber. The behavior under high extinction ratio (ER) was carefully studied without optical feedback. Devices under study showed no floor down to 10^{-12} and penalties lower than 0 dB at T = 298 K with ER = 13 dB. The evaluation of the resistance to feedback was then carried out under 13-dB ER for DFB lasers with efficiency in the range from 0.32 W/A to 0.45 W/A and an average of 0.41 ± 0.04 W/A. The experimental value of the sidemode suppression ratio (SMSR) was ≈45 dB at 10 mW. The laser spectra were recorded in presence of optical feedback with an optical spectrum analyzer having a resolution of 10 pm. The amount of injected feedback into the laser is defined with the ratio (return–loss ratio) $RL = P_1/P_0$ through the variable feedback reflector where P_0 and P_1 are, respectively, the powers that are injected into the fiber and reflected by the system (Fig. 1). The amount of light which effectively returns into the laser depends on the optical coupling loss of the device to the fiber which was kept to about C = 3 dB during the whole experiment. The amount of light Γ injected into the laser cavity is given by the relation

$$\Gamma_{\rm dB} = RL_{\rm dB} - 2C_{\rm dB}.$$

The amount of light injected into the cavity Γ range from −47 dB to −14 dB. In what follows, we suggest to look closer at the characteristics of the transmission in presence of external optical feedback.

B. Transmission Measurements Analysis

In this paragraph, we investigate the effects of the feedback on the transmission of 1.3-μm DFB lasers. Five distinct regimes of feedback based on spectral observation were reported for 1.55-μm DFB lasers [7]. However, as the length of the external cavity (L_e = 13.6 m) is large, not all regimes of feedback were observed in our experiments. The feedback impact on the transmission was carefully studied for several regimes: first, for the lowest level of feedback $\Gamma = -47$ dB, second for $\Gamma = -33$ dB, and then for $\Gamma = -14$ dB when the laser operates under the coherence collapse state [5]. The experimental coherence collapse threshold value Γ_{cc} is comprised between −20 dB and −25 dB for all the lasers that we have studied. Moreover, the spectra relatives to the different regimes were also measured. In Fig. 2(a), the spectra for the lower level of feedback ($\Gamma = -47$ dB) is shown. The laser line operates on a single longitudinal mode with a weak impact of the external optical feedback. In Fig. 3, the bit-error-rate (BER) plots are measured. In solid line (a), the back-to-back curve without feedback can be compared with transmission [solid line (b)] at $\Gamma = -47$ dB. The value of the sensibility and penalty at 10^{-10} are, respectively, −34.8 dBm and ≈0 dB, with no floor above 10^{-12} BER. As the feedback level increases, harmonic spectral oscillation peaks on the emission profile can be observed. Peaks are located at multiples of the relaxation frequency f_r which is about 8 GHz at 10 mW. The amplitude of these oscillations is enforced when the feedback increases. Nevertheless, the penalty only increases from 0 dB (for $\Gamma = -47$ dB) to 0.2 dB (for $\Gamma = -33$ dB). The impact of the feedback on the transmission under these regimes is remarkably weak. Moreover, for $\Gamma = -33$ dB [Fig. 2(a)], a splitting at the top of laser spectrum attributed to mode hopping with a separation of ≈25 pm can be observed [7]. For $\Gamma = -20$ dB, the laser operates at the beginning of the coherence collapse regime. In Fig. 2(b), a typical spectra corresponding to this regime is shown (for $\Gamma = -14$ dB). This regime does not depend on the external cavity length and the feedback phase [7]. The main effect of this regime is a drastic reduction in the coherence length of the laser, namely, an important increase of the spectral linewidth. The linewidth at −20 dB is about 45 GHz compared with ≈10 MHz for the spectra without optical feedback. In Fig. 3, the result in transmission is presented [solid line (c)]. The penalty at 10^{-10} under such strong reflection is shifted to 1.6 dB but no floor is observed above 10^{-12} BER. The value of the sensitivity is about −33.9 dBm. The same behavior in transmission with penalty less than 0.9 dB can be obtained for all the lasers under test with efficiency ranging from 0.32 W/A to 0.45 W/A. Floor-free operation was realized for all the measurements. In Fig. 4, we show the penalty versus the level of feedback. The coherence collapse threshold for this laser is represented by a dark square line ($\Gamma_{cc} = -24$ dB). In Fig. 4, the penalty difference between the back-to-back without feedback and the back-to-back with feedback is represented (solid line). The penalty difference between back-to-back with feedback and transmission with feedback is also shown (dotted line). In all cases, before the coherence collapse regime, the penalty increase remains insignificant. On the other hand, when the feedback level is greater

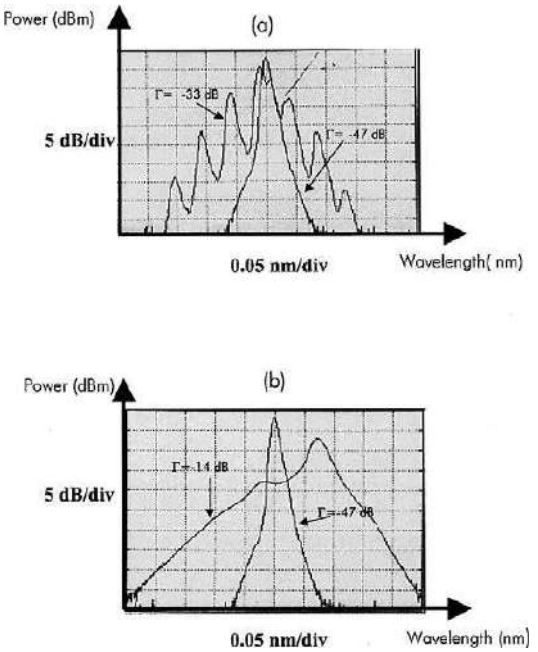

Fig. 2. Experimental spectra at 10 mW under feedback operation. (a) For $\Gamma = -47$ dB and $\Gamma = -33$ dB; λpeak = 1303.6 nm. (b) For $\Gamma = -47$ dB and $\Gamma = -14$ dB (coherence collapse regime); λpeak = 1303.6 nm.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

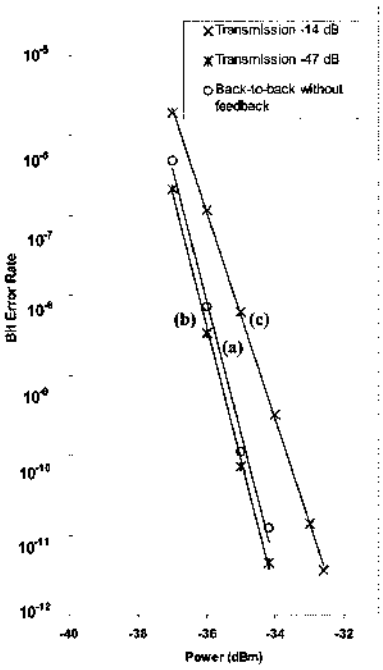

Fig. 3. BER at 2.5 Gb/s with a 330-ps/nm dispersion fiber under various optical feedback with ER = 13dB, temperature T = 298K, and laser output power P = 10 mW. (a) Back-to-back without feedback. (b) Transmission for $\Gamma = -47$ dB. (c) Transmission for $\Gamma = -14$ dB.

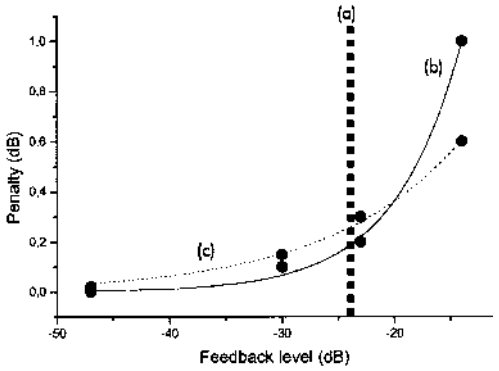

Fig. 4. 2.5-Gb/s 300-ps/nm transmission penalty versus return loss. (a) Vertical dotted line: Coherence collapse threshold ($\Gamma c = -24$ dB). (b) Solid line: Penalty between back-to-back without feedback and back-to-back with feedback. (c) Dotted line: Penalty between back-to-back with feedback and transmission with feedback.

than the coherence collapse regime, a drastic penalty increase is observed. This is consistent with the theoretical results of [8]. However, a more gradual increase of the penalty than predicted in [8] is measured, and a range of feedback level can be found where transmission under coherence collapse is feasible. This behavior of the penalty in presence of feedback is reproducible for all the lasers, and can be obtained without the use of a partially corrugated grating such as in [3]. In Fig. 4, the sum of the two penalties increases from 0 to 0.2 dB before the coherence collapse regime leading to 1.6 dB after this regime, a typical value for all measured devices. This increase can be explained through two major physical effects. Firstly, on the solid line plot (c), only the impact of the intensity noise due to feedback is represented. When the laser operates in transmission, the phase noise and the chirp is converted into intensity noise by the fiber. This results in an extra penalty which is depicted on the dotted line (b). It can be seen that the phase induced penalty mostly appears above the coherence collapse. As compared with the case without transmission, phase noise adds only a 0.6-dB penalty for $\Gamma = -14$ dB. Hence, the feedback induced phase penalty degradation is much weaker even under 300 ps/nm than the one created by intensity noise.

IV. Conclusion

We have presented the characteristics of 1.3-μm DFB lasers for 300-ps/nm 2.5-Gb/s transmission in presence of external optical feedback. A full analysis of the transmission for several regimes has been realized. We have experimentally demonstrated that the penalty degradation remains low below and increases steeply above the optical chaotic state, although floor-free transmission is still possible. In that case the penalty degradation is mostly induced by intensity noise rather than frequency noise, even under 300-ps/nm dispersion. In conclusion, we have demonstrated 2.5-Gb/s transmission with no floor and low penalties above the coherence collapse regime allowing the use of 1.3 μm directly modulated DFB laser for high bit rate and long distance transmissions without optical isolator.

References

[1] Y. Tohmori, Y. Itaya, and H. Toba, "1.3 μm spot-size converter integrated laser diodes (SS-LD's) for access network applications," in *Proc. LEOS'97*, 1997, Paper TuQ1, pp. 270–271.

[2] B. Fernier, K. Adams, C. Artigue, T. Barrou, A. Göth, E. Grard, W. Jörg, D. Keller, J. L. Lafragette, A. Lestra, P. Pagnod, S. Rabaron, J. M. Rainsant, J. Scherb, D. Toullier, D. Tregoat, and W. Rehm, "1.3 μm low cost plastic module for 622Mbit/s transmission at 85 °C," in *Proc. ECOC'98*, vol. 1, 1998, pp. 445–446.

[3] Y. Huang, K. Shiba, Y. Muroya, N. Suzuki, and T. Okuda, "Isolator-free 2.5 Gb/s, 45 km transmission characteristics in partially corrugated waveguide laser diodes from −40°C to 80°C under −14 dB external optical feedback," in *Proc. OFC 1999*, Paper WH6, pp. 143–145.

[4] B. Thedrez, O. Gauthier-Lafaye, F. Grillot, V. Voiriot, J.-L. Lafragette, J.-L. Gentner, B. Fernier, J. Py, and L. Sylvestre, "1.3μm tapered DFB lasers for isolator-free 2.5 Gbit/s all-optical networks," in *Proc. OFC'01*, 2001, Paper WC4.

[5] D. Lenstra, B. H. Verbeek, and A. J. Den Boef, "Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-21, pp. 674–679, 1985.

[6] Ph. Pagnod-Rossiaux, F. Gaborit, N. Tscherptner, L. Roux, C. Stark, and B. Fernier, "High temperature (Ga)InAsP/high band gap GaInAsP barriers 1.3 μm SL-MQW lasers grown by gas source MBE," *J. Cryst. Growth*, vol. 175/176, pp. 948–954, 1996.

[7] R. W. Tkach and A. R. Chraplyvy, "Regimes of feedback effects in 1.5-μm distributed feedback lasers," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-4, pp. 1655–1661, 1986.

[8] R. B. Clarke, "The effect of reflections on the system performances of intensity modulated laser diodes," *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, pp. 741–749, June 1991.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Analysis, Fabrication, and Characterization of 1.55-μm Selection-Free Tapered Stripe DFB Lasers

F. Grillot, *Student Member, IEEE*, B. Thedrez, F. Mallecot, C. Chaumont, S. Hubert, M. F. Martineau, A. Pinquier, and L. Roux

***Abstract*—A new selection-free laser structure for monomode behavior based on an engineering of the stripe geometry is proposed. The structure is designed in order to eliminate facet phase effects and laser to laser variations. The effect of spatial hole burning is simulated and an enhancement of the sidemode suppression ratio (SMSR) with power is predicted and measured. Moreover, the sensitivity to technological fluctuations is theoretically analyzed. Experimentally, lasers having a 47-dB SMSR at 10 mW and an excellent homogeneity from laser to laser is obtained on a two inch wafer.**

***Index Terms*—Distributed-feedback lasers, phase-shift device, SMSR, stripe engineering.**

I. Introduction

ALTHOUGH distributed-feedback (DFB) lasers were introduced some thirty years ago, the uniform fabrication of monomode lasers with predictable spectra remains a challenge. Interference effects between the grating and the facets make the lasing properties highly dependent on cleavage plane variations as small as a part of a wavelength. To clear the fabrication process from such dependence, antireflection (AR) coatings on both facets can be used when combined to an appropriate structure such as a phase-shift laser [1]. However, in most cases, a high technological accuracy is needed to control the laser spectral characteristics and the fabrication of such structures remains a technological challenge. In this letter, a new method based on a stripe engineering approach [2], [3] is proposed and investigated in order to demonstrate "selection-free" DFB lasers that do not need spectral screening. The mode selection between the two longitudinal modes located on the edge of the stopband is obtained by a proper variation of the effective index along the laser axis. Both theoretical and experimental results on 1.55- μm AR/AR DFB lasers are reported. We show that the structure under study has a lower sensitivity to technological fluctuations than phase-shifted devices [4]. Furthermore, no spurious effect due to spatial hole burning is observed and an increase of the sidemode suppression ratio (SMSR) with the injected power is theoretically predicted and experimentally measured. Finally, a single-mode laser with a good chip to chip homogeneity and having a 47-dB SMSR at 10 mW is demonstrated.

Manuscript received February 5, 2002; revised April 5, 2002.

The authors are with ALCATEL-OPTO+, Alcatel Research and Innovation, Route de Nozay, F-91460 Marcoussis (e-mail: Frederic.Grillot@ms.alcatel.fr).

Publisher Item Identifier S 1041-1135(02)06020-2.

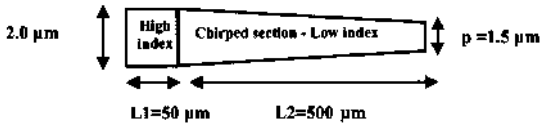

Fig. 1. Design of the device showing a 50-μm-long straight section (high index) followed by a 500-μm-long tapered stripe section (low index).

II. Theoretical Analysis

When an antireflection coating is used on both facets, DFB lasers which have a uniform grating emit on two longitudinal modes which are symmetrically located with respect to the Bragg wavelength. Since the degeneracy between the two modes is linked to the device symmetry, a grating with antisymmetric geometry has been proposed to obtain a monomode behavior as early as 1976 [1]. A typical example was demonstrated by inserting a quarter wave section between two equal uniform DFB structures. Thus, a single-mode DFB laser with good threshold characteristics and emitting in the middle of the stop-band was predicted [1], [4]. Nevertheless, it implies the delicate control of a phase-shift technology. Another difficulty is the criticity of the phase-shift value since a small deviation from the required phase-shift can alter the single-mode behavior of the device, especially above threshold. Another approach for breaking the two modes degeneracy is to disturb the longitudinal symmetry of the grating [2], [3]. By comparison with phase-shifted devices (antisymetric grating), the laser does not lase in the middle of the stop-band, but favors one of the two longitudinal modes located on the edge of the stop-band. This approach can achieve a good selectivity of the lasing mode and if the design is appropriately chosen, no accurate control of the optical phase is required. The design that has been investigated in this letter is made of a 50- μm-long straight section ended by a 500- μm-long tapered stripe section (see Fig. 1). A uniform grating is built using conventional holographic techniques. Its optical pitch, however, varies along the device due to the dependence of the effective index with the stripe width. Because of its symmetrical shape, the tapered section alone does not allow for single-mode operation [5]. The increase of the effective index in the wider section breaks the symmetry and modifies the spectral selection. This selection technique has the key advantage to be directly usable with any standard laser manufacturing processes. Self-consistent calculations using the transfer matrix method [6] were performed to

1041-1135/02$17.00 © 2002 IEEE

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

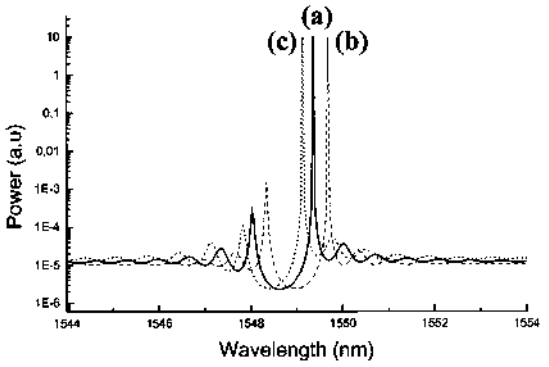

Fig. 2. Superimposition of three calculated spectra: (a) Solid line: $p = 1.5$ μm corresponding to the initial case (design of Fig. 1) $\lambda = 1549.36$ nm; SMSR at 10 mW = 45 dB; $\Delta\lambda = 1.3$ nm. (b) Dashed line: Tip width $p = 1.7$ μm; $\lambda = 1549.68$ nm; SMSR at 10 mW = 39 dB; $\Delta\lambda = 1.3$ nm. (c) Dotted line: Tip width $p = 1.4$ μm; $\lambda = 1549.13$ nm; SMSR at 10 mW = 49 dB; $\Delta\lambda = 1.3$ nm.

predict the spectral behavior. Variations of the effective index, of the confinement factor and of the grating strength, were taken into account. The spatial hole burning effect was simulated by truncating the devices into small constant carrier density regions. The lasing conditions were then self-consistently found for any input current. Once the carrier density and index profiles were determined, the spectrum was finally calculated. In Fig. 2, a simulation at 10 mW of the optical spectra [solid line (a)] corresponding to the design of Fig. 1 is depicted. As predicted by the theoretical analysis, the laser is strictly monomode and emits on the edge of the stop-band. The calculated values of the stop-band $\Delta\lambda$ and SMSR values are respectively about 1.3 nm and 45 dB. The laser response to a small variation of geometrical parameters due to technological fluctuations has also been carefully simulated. Fig. 2 shows a superimposition at 10 mW of the calculated optical spectra for three different tip widths of $p = 1.5$ μm [initial case (a)], $p = 1.7$ μm [dashed line, case (b)] and $p = 1.4$ μm [grey solid line, case (c)]. If the width of the tip varies from 1.5 to 1.7 μm [case (b)], a small red shift of the emitting wavelength which does not exceed 0.32 nm (from 1549.36 to 1549.68 nm) is predicted by the simulation tool, while the stopband value remains equal to 1.3 nm. Although a small decrease of the SMSR of 6 dB is also calculated, the single-mode character is not affected under such a variation since the SMSR remains equal to 39 dB at 10 mW. Even when the width of the tip is reduced to 1.4 μm [case (c)] no degradation is observed since the calculated values of the stop-band $\Delta\lambda$ and SMSR are respectively about 1.3 nm and 49 dB even if a 0.2 nm small blue shift of the emitting wavelength is again predicted (from 1549.36 to 1549.13 nm). The overall phase-shift δ induced by a variation of the tip width in the tapered long stripe section has also been calculated

$$\delta = \int_0^{L_2} dz |\Delta n_{\text{eff}}(z)|. \quad (1)$$

Equation (1) corresponds to the variation of the optical length in the tapered section of length L_2. $\Delta n_{\text{eff}}(z)$ describes the variation of the effective index along the tapered stripe and is zero

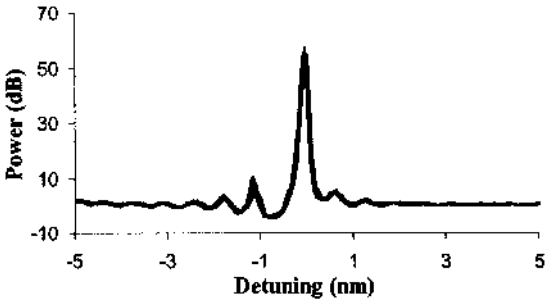

Fig. 3. Superimposition of twelve measured spectra at 10 mW versus the Bragg detuning. SMSR = 47 dB; $\Delta\lambda = 1.1$ nm.

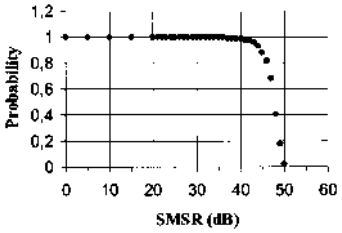

Fig. 4. Probability to reach a minimum side mode suppression ratio (SMSR) versus the SMSR for a set of 75 tested lasers at 10 mW.

on the large section. When the width of the tip increases from 1.5 to 1.7 μm (and decreases from 1.5 to 1.4 μm, respectively) the variation of the optical length within the tapered section is, respectively, equaled to $\delta \approx 2\lambda/3$ ($\delta \approx \lambda/3$, respectively). The variation of the optical length in the laser cavity are significant compared to the wavelength, yet in opposition to phase-shifted devices, they do not induce any degradation on the laser spectral behavior. This demonstrates the possibility to conceive a facet-phase independent monomode structure emitting on the edge of the stopband and having a low dependence on technological fluctuations.

III. Technology and Experimental Results

The laser is a buried ridge stripe (BRS) with proton implantation. The vertical structure has already been published in details [7]. The active stack is made of six strained layer multiquantum wells (SL-MQWs) surrounded by two confinement layers. The grating is defined in a quaternary layer localized over the active region. In a similar way as for conventional DFB lasers, a standard holographic process is used to fabricated a single pitch grating over the full wafer. Moreover, to avoid undesirable reflections, an antireflection coating in the range of 10^{-1} was deposited on each facet. In Fig. 3, the optical spectrum at 10 mW corresponding to a set of twelve lasers are reported versus the normalized Bragg detuning. A very good agreement with calculated spectra (see Fig. 2) is obtained. The measured stop-band is about $\Delta\lambda = 1.1$ nm and is very closed to the calculated value. A very reproducible value of the emission wavelength is also demonstrated from laser to laser with a standard deviation as low as 0.15 nm at 10 mW, measured under probe tests on three bars of 25 lasers chosen randomly on a 2-in wafer. In Fig. 4, the SMSR distribution is plotted. These measurements

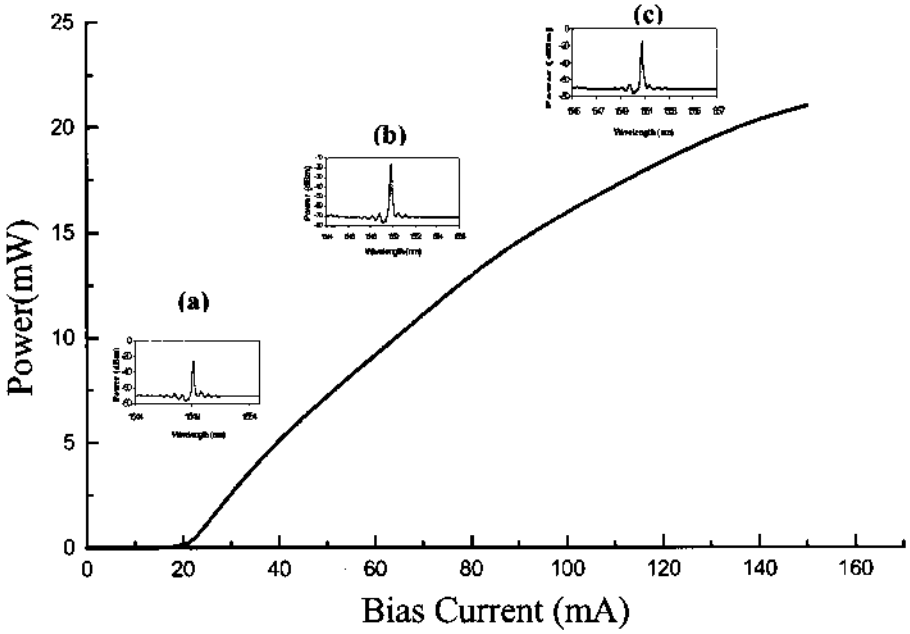

Fig. 5. Light current characteristic: Ith = 20 mA , $\eta = 0.26$ W/A. Inset: Spectra at different injected current. (a) $I = 27$ mA SMSR = 39 dB. (b) $I = 63$ mA SMSR = 47 dB. (c) $I = 116$ mA SMSR = 51 dB.

were realized for the set of 75 lasers at 10 mW and demonstrate a monomode yield of 100% and a very good SMSR uniformity with an average value of (47 ± 2) dB at 10 mW and of (50 ± 1) dB at 15 mW. These results constitute a successful demonstration of the spectral homogeneity and are of prime importance for the realization of DFB lasers bars with uniform wavelength. In Fig. 5, the light current characteristic is reported with the spectra at different power levels shown in inset. The threshold current is about 20 mA, whereas an external efficiency at threshold of 0.26 W/A has been obtained. An increase of the SMSR with the injected power is obtained throughout the whole $L(I)$ curve. The decrease of the efficiency is attributed to temperature increase, as well as to leakage current (the laser do not have blocking layers) and is not predicted by simulation. Through these results, we have demonstrated that by using an antireflection coating on both facets to eliminate facet phase effects and a variable stripe width, it is possible to conceive selection-free DFB lasers with a good reproducibility.

IV. Conclusion

We have shown in this letter that antireflection coated DFB lasers can demonstrate a high chip-to-chip homogeneity and excellent spectral behavior when combined with proper stripe engineering. Thanks to the simulation tool, a low sensitivity of such designs to technological fluctuations associated to an enhancement of the SMSR with the injected power has been demonstrated. These predictions were confirmed by the measurements and a 100% yield on three randomly chosen 25 laser bars with a 47-dB SMSR at 10 mW increasing to 50 dB at 15 mW has been obtained. These results constitute a successful demonstration of the proposed stripe engineering approach and are of prime importance for the realization of selection-free DFB lasers.

References

[1] H. Haus *et al.*, "Antisymmetric taper of distributed feedback lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 12, pp. 532–539, Sept. 1976.
[2] G. P. Agrawal *et al.*, "Modeling of distributed feedback semiconductor lasers with axially-varying parameters," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, no. 12, 1988.
[3] J. Hong *et al.*, "Static and dynamic characteristics of MQW DFB lasers with varying ridge width," *Proc. Inst. Elect. Eng.*, vol. 141, no. 5, 1994.
[4] K. Sekartedjo *et al.*, "1.5 μm phase-shifted lasers for single mode operation," *Electron. Lett.*, vol. 20, no. 2, pp. 80–81, 1984.
[5] K. A. Winick, "Longitudinal mode competition in chirped grating distributed feedback lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, Oct. 1999.
[6] G. Björk and O. Nilsson, "A new exact and efficient numerical matrix theory of complicated laser structures: Properties of asymmetric phase-shifted DFB lasers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 5, pp. 140–146, Jan. 1987.
[7] B. Thedrez *et al.*, "1.55 μm DFB laser with integrated spot-size converter operating at 2.5 Gbit/s with modulated power over 20 mW for 180 km transmission," in *OFC Tech. Dig.*, 1999, Paper WH5.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Coherence-Collapse Threshold of 1.3-μm Semiconductor DFB Lasers

F. Grillot, *Student Member, IEEE*, B. Thedrez, O. Gauthier-Lafaye, M. F. Martineau, V. Voiriot, J. L. Lafragette, J. L. Gentner, and L. Silvestre

***Abstract*—The onset of the coherence-collapse threshold is theoretically and experimentally studied for monomode 1.3-μm antireflection/high reflection distributed-feedback lasers taking into account facet phase effects. The variation of the coherence collapse from chip to chip due to the facet phase is in the range of 7 dB and remains almost independent of the grating coefficient. Lasers that operate without coherence collapse under −15-dB optical feedback, while exhibiting an efficiency as high as 0.30 W/A, are demonstrated. Such lasers are adequate for 2.5Gb/s transmission without isolator under the International Telecommunication Union recommended return loss.**

***Index Terms*—Coherence collapse, distributed-feedback lasers, external optical feedback, facet phase effects, transmission.**

I. Introduction

THE EXTENSION of today's optical networks to the home requires the development of extremely low-cost laser sources [1]. While wafer fabrication techniques allow massive production, packaging remains a cost bottleneck, as it is not supported by parallel processing. Cost reduction must therefore be based on packaging simplification, such as flip-chip bonding and direct coupling of the laser to the fiber [2]. However, in order to realize an optical module without optical isolator, the conception of lasers having a higher resistivity against external optical feedback continues to remain a challenge. It is well known that the performances of a semiconductor laser operating under external optical feedback are strongly altered. Five distinct regimes based on spectral observation were reported for 1.55-μm semiconductor distributed-feedback (DFB) lasers [3]. Moreover, a full theoretical analysis showing the effects of external optical feedback on the threshold gain and spectral linewidth of DFB lasers has also been published [4]. More particularly, it has been shown that for a certain level of feedback, the laser tends to become unstable and operates within the coherence-collapse regime [5]. This particular state depends neither on the external cavity length nor the feedback phase. A drastic reduction in the coherence length may be observed within the coherence-collapse regime. It is important to stress that this chaotic behavior also alters the dynamic performances in transmission. It has been already shown, both theoretically [6] and experimentally [7], that the penalty degradation in the bit error rate (BER) plots is strongly linked to the threshold of the coherence-collapse regime. On another hand, an analytical expression of the coherence-collapse threshold based on a weak coherent-feedback hypothesis was introduced for Fabry–Pérot lasers [8]. By extending this analytical relation to the case of DFB lasers, the sensitivity to optical feedback of 1.3-μm antireflection/high reflection (AR/HR) DFB lasers is carefully studied in this letter. The dependence of the coherence-collapse threshold with facet phase effects which are due to the HR coating is clearly demonstrated and quantified both theoretically and experimentally. Finally, the coherence-collapse threshold and its consequences on the penalty degradation mechanism is discussed and analyzed.

Manuscript received May 17, 2002; revised August 29, 2002.

F. Grillot, B. Thedrez, O. Gauthier-Lafaye, M. F. Martineau, V. Voiriot, J. L. Lafragette, and J. L. Gentner are with ALCATEL-OPTO+, Alcatel Research and Innovation, F-91460 Marcoussis, France (e-mail: Frederic.Grillot@ms.alcatel.fr).

L. Silvestre is with Alcatel Optronics, F-91625 Nozay, France.

Digital Object Identifier 10.1109/LPT.2002.805771

II. Theory and Numerical Results

When an AR coating is used on both facets, DFB lasers which have a uniform grating emit on two longitudinal modes which are symmetrically located with respect to the Bragg wavelength. These two longitudinal modes have the same losses and allow to define the stopband of the laser. In order to obtain a monomode laser, an HR coating (an AR coating, respectively) is applied on the rear facet (on the front facet, respectively) to break down the longitudinal symmetry. Due to the HR coating, interference effects between the grating and the facets make the lasing properties highly dependent on cleavage plane variations as small as a part of a wavelength. In consequence, DFB lasers may lase either at the Bragg wavelength or at another wavelength located within the laser stopband. To take into account such a random phenomena, the normalized Bragg deviation is introduced as

$$\delta L = (\beta - \beta_{\mathrm{Bragg}})\, L \tag{1}$$

where β, β_{Bragg}, and L are, respectively, the emission angular wavevector of the laser, the Bragg angular wavevector (linked to the grating period), and the length of the laser. Let us consider an external optical feedback Γ produced on the AR-coated side by a reflector of amplitude reflectivity, R on an AR/HR DFB laser. The amount of light Γ injected into the laser cavity is defined by the relation $\Gamma = RL - 2C$ where RL and C are, respectively, the return-loss level and the optical coupling loss of the device to the fiber in decibels. The amplitude reflectivity of the laser is denoted ρ_r for the HR facet (ρ_f for the AR coating facet, respectively). By using Maxwell equations and the boundary conditions, a determinental equation for longitudinal modes [9] can be written in the simplified form

$$\frac{\gamma L}{th(\gamma L)} - \sqrt{(\gamma L)^2 - (\kappa L)^2} = -i\kappa L\tilde{\rho}_r. \tag{2}$$

1041-1135/03$17.00 © 2003 IEEE

In (2), the normalized coupling coefficient is denoted κL and the propagation constant γ satisfies the dispersion relation $\gamma^2 = \kappa^2 + q^2$where $q = \alpha - i\delta$ and α represents the threshold laser losses. The amplitude reflectivity on the right facet and on the left facet are respectively given by the relations $\tilde{\rho}_r = \rho_r e^{-i\varphi_r}$ and $\tilde{\rho}_l = \rho_l e^{-i\varphi_l}$ where the (φ_r, φ_l) couple represents the facet phase terms depending on the position of the facets in the corrugation. By assuming a sufficiently low reflectivity on the AR facet, the optical field is not affected by φ_l and the laser only depends on the HR facet phase. For a weak optical feedback ($|R| \ll 1$), the equivalent facet (left facet) submitted to optical feedback can be written as

$$\rho_{l,eq} = \rho_l + \left(1 - |\rho_l|^2\right) Re^{-i\omega\tau}. \quad (3)$$

In (3), ω is the emission angular frequency and τ the external round-trip time. Following the Lang and Kobayaschi [10] model, a complex coefficient corresponding to the left facet can be calculated following the relation [4]

$$C_l = \frac{\left[(qL)^2 + (\kappa L)^2\right]\left[2\tilde{\rho}_r(qL)/\kappa L - i\left(1 + \tilde{\rho}_r^2\right)\right]}{qL[\kappa L\left(1 + \tilde{\rho}_r^2\right) - i\tilde{\rho}_r] + 2i\tilde{\rho}_r(qL)^2 - \kappa L}. \quad (4)$$

This coefficient describes the coupling of the laser to the external cavity. It allows to quantify the feedback induced perturbations of the modes given by (2) which affects such parameters as the threshold gain or the laser linewidth [4]. Yet, it is only linked to the intrinsic lasers characteristics [11]. This complex coefficient also serves to calculate the coherence-collapse threshold $\Gamma = \Gamma_c$ whose analytical expression described in [8] may be extended to the case of a DFB laser following the relation

$$\Gamma_c(\text{dB}) = 10\log\left(\frac{\omega_r^4 \tau_i^2}{16\,|C_l|^2\,(1 + \alpha_H^2)\,\omega_d^2}\right) \quad (5)$$

where ω_r is the relaxation frequency, ω_d is the laser damping frequency, α_H the linewidth enhancement factor, τ_i the internal roundtrip time, and C_l the complex coefficient. Equation (5) holds under the assumption of $\Gamma_c < -30$ dB (weak optical feedback), $\alpha_H > 1$, and $\omega_p \tau \gg 1$ with $p = r, d$. From (5), it appears that the coherence-collapse threshold at a given output power P depends on facet phase effects via the complex coefficient C_l and the resonance frequency ω_r whose expression is given by the relation $\omega_r = A\sqrt{P/\eta(\varphi_r)}$ [12] where A and $\eta(\varphi_r)$ are, respectively, a constant coefficient and the external efficiency (which depends on the facet phases). In order to compare to the system measurements, an external cavity of 13-m length corresponding to an external roundtrip time of 130 ns is chosen for the calculations. The lasers parameters are, respectively, $\tau_i = 7.5$ ps, $\alpha_H = 2.5$, $L = 350$ μm, $\omega_d = 15$ GHz, and $A = 2$ GHz/(mA)$^{1/2}$. The amplitude reflectivity of the laser is, respectively, equal to $\rho_r = 0.95$ for the HR facet and $\rho_l = 0.00$ is assumed for the AR coating facet. After calculating the modulus of the complex coefficient $|C_l|$ by varying φ_r with $0 \leq \varphi_r \leq 2\pi$ to cover each phase case, the coherence-collapse threshold may be predicted for a given output power P. In the simulations, the facet phase dependence of the external efficiency $\eta(\varphi_r)$ has been taken into account by recalculating the output external efficiency for each facet phase case. In Fig. 1, a simulation showing the coherence-collapse threshold versus the normalized Bragg deviation is depicted for four normalized coupling coefficients values: a) $\kappa L = 0.30$, b) $\kappa L = 0.50$, c) $\kappa L = 0.75$, and d) $\kappa L = 1.20$. In all cases, a quasiparabolic distribution having a local maximum located at the Bragg wavelength ($\delta L = 0$) is obtained. Thus, the best case for the laser in terms of resistivity against optical feedback is predicted for a laser emitting in the middle of the stopband. The highest calculated coherence-collapse threshold values are very closed to, respectively, $\Gamma_c = -41$ dB for $\kappa L = 0.30$, $\Gamma_c = -34$ dB for $\kappa L = 0.50$, $\Gamma_c = -28$ dB for $\kappa L = 0.75$, and $\Gamma_c = -16$ dB for $\kappa L = 1.20$. On another hand, the worst case for the laser is predicted for $\varphi_r = 2\pi$ and $\varphi_r = 0$. In that case, the laser has two degenerate modes on both sides of the stopband. For a normalized Bragg deviation in the range from $\delta L = -3$ to $\delta L = +3$, the overall variation of the calculated coherence-collapse threshold may reach up to 7 dB on average. Hence, a strong dependence of the coherence-collapse threshold with facet phase effects is theoretically predicted.

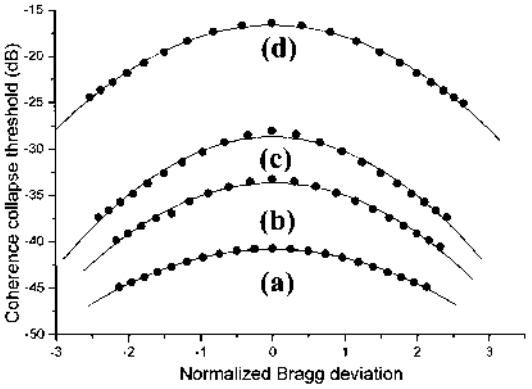

Fig. 1. Calculated coherence-collapse threshold variation versus the normalized Bragg deviation for an AR/HR 350-μm-long DFB laser ($T = 25$ °C, $P = 10$ mW). The line between calculated dots is to help the eye. (a) $\kappa L = 0.30$. (b) $\kappa L = 0.50$. (c) $\kappa L = 0.75$. (d) $\kappa L = 1.20$.

III. Experimental Results

The device under study is made of nine compressively strained InAsP quantum wells separated by InGaAsP tensile strained barriers. The optical confinement is provided by two Q1.1-μm 70-nm-wide separate confinement layers. The 2-in grating was defined using holographic techniques and etched in a passive layer located above the upper separate-confinement-heterostructure (SCH). After planarization regrowth, the active region was etched. The structure was then buried using metal–organic vapor phase epitaxy (MOVPE), as for standard buried ridge structures (BRS) [13]. The threshold current value is about 6.5 mA with an average efficiency of 0.34 W/A at 25 °C. The linewidth enhancement factor was measured according to the method described in [14] and was found to be equal to 2.5. Concerning the value of A it was measured

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

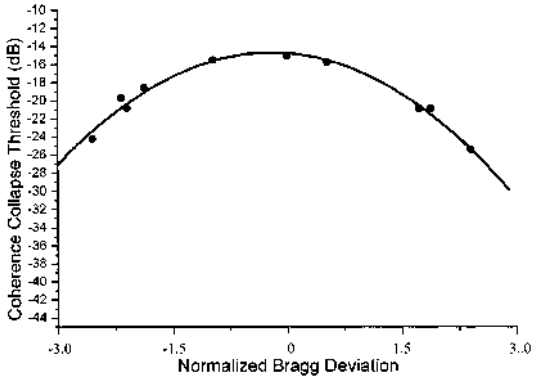

Fig. 2. Measured coherence-collapse threshold variation versus the normalized Bragg deviation for AR/HR 350-μm-long DFB lasers ($T = 25$ °C, $P = 10$ mW).

to be equal to (2.0 ± 0.1) GHz/(mA)$^{1/2}$. In Fig. 2, the coherence-collapse variation versus the normalized Bragg deviation is measured for 350-μm AR/HR DFB lasers at 10 mW and 25 °C. The measured plot is obtained by using a set of ten lasers having different facet phase cases. The determination of each coherence-collapse threshold is based on spectral observations and is set to be the point defined to ± 1 dB when a drastic broadening of the laser linewidth occurs. The laser coupling coefficient value is about $\kappa = 34$ cm^{-1} ($\kappa L = 1.2$). A very good agreement with calculated results is obtained since a quasiparabolic distribution is experimentally found. A slight asymmetry can be observed which, however, remains within experimental variations. The maximum of the coherence-collapse threshold is located at the Bragg wavelength while the sensitivity to optical feedback increases with the normalized Bragg deviation. The higher sensitivity of detuned DFB lasers can be traced back to a higher external efficiency and higher complex coefficient C_1. In the case of $\kappa L = 1.2$, the measured coherence-collapse threshold is $\Gamma_{cr} = -15$ dB ($\delta L = 0$) to be compared to the predicted value of -16 dB. It decreases to $\Gamma_{cr} = -21$ dB for $\delta L = -2$ and $\Gamma_{cr} = -23$ dB for $\delta L = +2$ while the calculated value is -22 dB. It has been shown [7] that 1.3-μm 2.5-Gb/s transmission could be performed under feedback up to the coherence collapse, with a penalty degradation that remains below 1 dB when using a total fiber dispersion of 300 ps/nm. In order to allow for floor-free low penalty transmission under the -24 dB recommended return loss of the G.957 International Telecommunication Union (ITU) specification, a coherence-collapse threshold of -24 dB should therefore be reached on all lasers in the case of no coupling loss. Our experimental results show that, with the chosen value of the coupling coefficient, the whole DFB laser population fulfills this condition despite facet phase induced device-to-device variations. We also show that such a result is reached without degrading the external efficiency, since an average value of 0.34 W/A is obtained with a minimum efficiency of 0.30 W/A at minimum feedback sensitivity.

IV. Conclusion

We have presented the characteristics of 1.3-μm AR/HR DFB lasers in presence of external optical feedback. A full analysis of the coherence-collapse threshold has been realized both theoretically and experimentally. We have demonstrated that due to the HR coating, the coherence-collapse threshold is strongly linked to the facet phase effects. Such a dependence induces a variation of the coherence-collapse threshold which is closed to a 7-dB range. By properly choosing the normalized coupling coefficient, a coherence collapse as high as -15-dB optical feedback could be demonstrated, while maintaining a high average efficiency of 0.34 W/A over the whole DFB population. Finally, the lasers after standard monomode screening are usable independently of their facet phase for 300-ps/nm 2.5-Gb/s isolator-free transmission under the recommended -24-dB G.957 ITU return loss specification [15].

References

[1] Y. Tohmori, Y. Itaya, and H. Toba, "1.3 μm spot-size converter integrated laser diodes (SS-LD's) for access network applications," in *Proc. LEOS'97*, 1997, pp. 270–271.

[2] B. Fernier, K. Adams, C. Artigue, T. Barrou, A. Göth, E. Grard, W. Jörg, D. Keller, J. L. Lafragette, A. Lestra, P. Pagnod, S. Rabaron, J. M. Rainsant, J. Scherb, D. Toullier, D. Tregoat, and W. Rehm, "1.3 μm low cost plastic module for 622Mbit/s transmission at 85°C," in *Proc. ECOC'98*, vol. 1, 1998, pp. 445–446.

[3] R. W. Tkach and A. R. Chraplyvy, "Regimes of feedback effects in 1.5 μm distributed feedback lasers," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-4, pp. 1655–1661, Nov. 1986.

[4] F. Favre, "Theoretical analysis of external optical feedback on DFB semiconductor laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-23, pp. 81–88, Jan. 1987.

[5] D. Lenstra, B. H. Verbeek, and A. J. Den Boef, "Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-21, pp. 674–679, June 1985.

[6] R. B. Clarke, "The effect of reflections on the system performances of intensity modulated laser diodes," *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, pp. 741–749, June 1991.

[7] F. Grillot, B. Thedrez, J. Py, O. Gauthier-Lafaye, V. Voiriot, and J. L. Lafragette, "2.5 Gbit/s transmission characteristics of 1.3μm DFB lasers with external optical feedback," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, pp. 101–103, Jan. 2002.

[8] J. Helms and K. Petermann, "A simple analytic expression for the stable operation range of laser diodes with optical feedback," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, pp. 833–836, May 1990.

[9] W. Streifer, R. D. Burnham, and D. R. Scifres, "Effect of external reflectors on longitudinal modes of distributed feedback lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-11, pp. 154–161, Apr. 1975.

[10] R. Lang and K. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-16, pp. 347–355, Mar. 1980.

[11] O. Nilsson and J. Buus, "Linewidth and feedback sensitivity of semiconductor diode lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-26, pp. 2039–2042, Dec. 1990.

[12] R. S. Tucker and I. P. Kaminow, "High frequency characteristics of directly modulated InGaAsP ridge waveguide and buried heterostructure lasers," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-2, pp. 385–393, Aug. 1984.

[13] Ph. Pagnod-Rossiaux, F. Gaborit, N. Tscherptner, L. Roux, C. Stark, and B. Fernier, "High temperature (Ga)InAsP/high band gap GaInAsP barriers 1.3 μm SL-MQW lasers grown by gas source MBE," *J. Cryst. Growth*, vol. 175/176, pp. 948–954, May 1996.

[14] R. Schimpe, J. E. Bowers, and T. L. Koch, "Characterization of frequency response of 1.5μm InGaAsP DFB laser diode and InGaAs PIN photodiode by heterodyne measurement technique," *Electron. Lett.*, vol. 22, no. 9, pp. 453–454, 1986.

[15] F. Grillot, B. Thedrez, O. Gauthier-Lafaye, J. Py, M. F. Martineau, J. L. Lafragette, J. L. Gentner, and L. Silvestre, "2.5Gbit/s 85°C floor-free operation of 1.3μm DFB lasers under external optical feedback for different reflection distances," in *Proc. ECOC'02*, vol. 3, 2002, p. 2.18.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

2.5Gbit/s 85°C floor-free operation of 1.3µm DFB lasers under external optical feedback for different reflection distances

F.Grillot (1), B.Thedrez (1), O.Gauthier-Lafaye (1), J.Py (1), M.F. Martineau (1), J.L. Lafragette (1), J.L. Gentner (1) and L. Silvestre (2)

1 Alcatel Research and Innovation, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France, Frederic.Grillot@ms.alcatel.fr

2 Alcatel Optronics, Route de Villejust F-91625 Nozay, France

***Abstract** : all-optical networks require low cost and high efficiency laser sources. We demonstrate floorless 2.5 Gbit/s transmission under -19dB return loss and at 85°C for a set of 1.3µm semiconductor DFB lasers with different reflection distances.*

Introduction

All-optical networks will require low cost laser source. In order to reduce the packaging cost and to design a module without optical isolator, the 2.5 Gbit/s 300 ps/nm transmission at 85°C characteristics of 1.3 µm AR/HR DFB lasers is analyzed in the presence of external optical feedback. All the transmission measurements have been realized at least up to the coherence collapse threshold [1]. The impact on the penalty variation has been fully analyzed when the external cavity length decreases from 13m to 1.5m. Finally, a floor-free operation with low penalties associated to a high insensitivity to an external cavity length variation has been demonstrated.

Laser description

The device under study is a distributed feedback laser (DFB) having a high reflection (HR) coating on the rear facet and an antireflection (AR) coating on the front facet in order to allow for high efficiency. The device is 350 µm long with an active layer made of 9 compressively strained InAsP quantum wells separated by InGaAsP tensile strained barriers. The optical confinement is provided by 2 Q1.1 µm 70 nm wide separate confinement layers. The 2'' grating was defined using holographic techniques and etched in a passive layer located above the upper SCH. After planarization regrowth, the active region was etched. The structure was then buried using MOVPE, as for standard BRS structures [2]. The threshold current value is about 35 mA with an average efficiency of 0.16 W/A at 85°C.

Coherence collapse threshold effect

It is well known that the performances of a semiconductor laser operating under external optical feedback are strongly altered. Five distinct regimes of feedback based on spectral observation were reported for 1.55 µm distributed feedback lasers [3]. Moreover, for a certain level of feedback, the laser tends to become unstable and operates under the coherence collapse regime. It has been already shown that the penalty degradation remains low below and increases steeply above the optical chaotic state [4]. Hence, the coherence collapse threshold sets the feedback limit below which the lasers should be used for transmission. The value of the coherence collapse threshold for a set of 10 lasers is shown in Fig.1 where the amount of injected feedback into the laser is defined by the ratio (return loss ratio) P_1 / P_0. P_0 and P_1 are respectively the powers that are injected into the fiber and reflected by the system. The coherence collapse variations seen in Fig.1 can be explained by random facet phase fluctuations at the HR facet and are plotted versus the lasing deviation from the Bragg wavelength for clarity. It can be seen that the coherence threshold can vary over 15 dB, which is in good agreement with our theoretical prediction [5]. Our simulation also supports the fact that the set of 10 lasers is representative of the whole monomode laser distribution. In order to characterize the lasers transmission performances for two different reflection lengths, worst case lasers in the 20 dB return loss range have therefore been selected for further experiments.

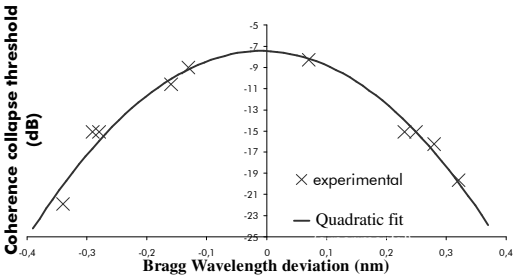

Fig .1

Experimental setup for transmission

The lasers under tests were coupled to a back reflector apparatus through a polarization control element. The distance between the lasers and the external reflector was optically measured and is either equal to 13.5 m or 1.50 m. Polarization was adjusted so as to have the reflected light in the TE laser mode. A calibrated back reflector monitor was used to check the amount of reflected light. The back reflector was designed so as to allow direct transmission into the 300 ps/nm dispersion transmission line. These experiments were performed at 85°C with the lasers biased at an average output power of 6mW under modulation. Coupling to the transmission line was realized with an enlarged mode fiber with 3 mW power coupled into the fiber. The evaluation of the resistance to feedback was then carried out under 12 dB ER. The following measurements have been realized for a return loss level of -19dB corresponding

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

to the coherence collapse onset of the selected device at 6 mW output power

Transmission results

In Fig. 2, the Bit Error Rate (BER) plots versus the optical power are depicted for a reflection distance of 13.5m. As can be seen, transmission without floor and with a very low penalty has been obtained down to 10^{-12} bit error rate. The value of the sensitivity at 10^{-10} is about –34.2dBm. The penalty at 10^{-10} bit error rate does not exceed -0.1 dB despite the operating temperature of 85°C.

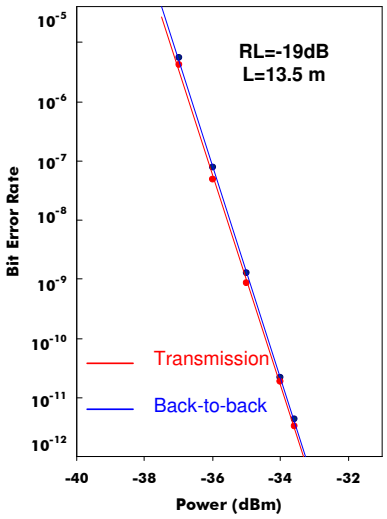

Fig .2

In order to study the effect of near reflections (from a connector for example) on the transmission, the external cavity length has been decreased to 1.50 m corresponding to an external roundtrip time of 15ns. The transmission conditions are the same as for Fig.2. As predicted by theory, the coherence collapse threshold which should not depend on either the external cavity length nor the feedback phase remained unchanged. In Fig.3 shows that no transmission degradation is observed since the penalty and sensitivity at 10^{-10} respectively are -0.2dB and -34.1dBm. These values remain very closed to those measured in the case L=13.5m. In conclusion, we have demonstrated for two external cavity lengths that transmissions without floor and with the same low penalty level is reached under –20 dB return loss even with lasers selected for their sensitivity to feedback. These results are all the more remarkable and constitute a successful demonstration for the realisation of DFB lasers having a high resistivity against external optical feedback.

Conclusion

1.3µm DFB lasers were designed for optics free uncooled packaging. Although a chip to chip variation is expected, most devices can be used in

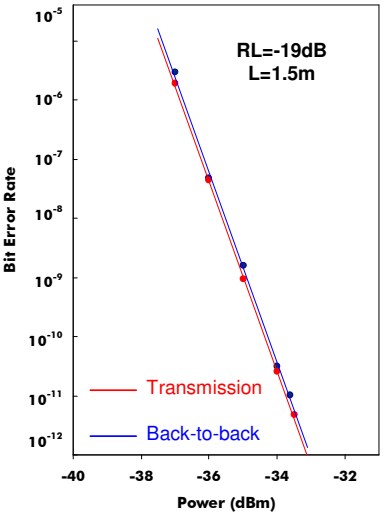

Fig .3

modules with no cooling elements and no isolators up to 85 °C for 2.5 Gbit/s transmission over a 30 to 40 km distance, even under a short external cavity length and under the most severe ITU return loss circumstances. The demonstrated performances show the feasibility of isolator-free, optics-free modules for low-cost production with 0 dB penalty at 85°C.

References

[1] D. Lenstra *et al.* "Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback."*Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-21, pp. 674-679, 1985.

[2] Ph. Pagnod-Rossiaux, F. Gaborit, N. Tscherptner, L. Roux, C. Stark and B. Fernier, "High temperature (Ga)InAsP/high band gap GaInAsP barriers 1.3 µm SL-MQW lasers grown by gas source MBE", *Journal of Crystal Growth*, Vol. 175/176, pp. 948-954, 1996.

[3] R.W. Tkach *et al.* 'Regimes of feedback effects in 1.5 µm distributed feedback lasers', *Journal of Lightwave technology* , Vol. LT-4, pp. 1655-1661, 1986.

[4] F.Grillot *et al*, "2.5 Gbit/s transmission characteristics 1.3 µm DFB lasers with external optical feedback", IEEE Photonics Technology Letters, January 2002

[5] F.Grillot *et al.,* "Study of facet phase effects on the coherence collapse threshold of 1.3µm semiconductor DFB lasers" to be submitted to IEEE Photonics Technology Letters

Lasers DFB strictement monomode utilisant un guide optique en biseau

GRILLOT Frédéric, THEDREZ Bruno, VOIRIOT Vincent, HUBERT Sahra, LAFRAGETTE Jean-Luc, GENTNER Jean-Louis, FERNIER Bruno (1)
(1) Opto+, Groupement d'intérêt économique, Alcatel Corporate Research Center
Route de Nozay, F-91460 Marcoussis
(+33)1 69 63 46 43, (+33) 1 69 63 14 22 , Frederic.Grillot@ms.alcatel.fr

Un nouveau type de lasers DFB monomode, exploitant les propriétés d'un guide en biseau, est présenté. Le rendement monomode des puces atteint est de 100%, ce que ne permettent pas les structures DFB traditionnelles. L'étude met en évidence une sensibilité élevée des composants aux valeurs de traitement antireflet. Nous présentons des résultats de sensibilité ainsi qu'une technologie simple permettant de s'affranchir de cette difficulté.

INTRODUCTION

L'industrie des lasers à semi conducteur monomode émettant à 1.55µm est fortement axée sur la technologie DFB (Distributed Feedback Laser). Ce type de composant qui a été introduit depuis une trentaine d'année maintenant, utilise un réseau de Bragg afin d'assurer une rétroaction optique sélective en longueur d'onde. Le caractère monomode du composant n'est cependant pas assuré du fait de l'incertitude des phases du réseau aux facettes lors de l'opération de clivage [1]. De facon à lever cette difficulté, un nouveau type de composant a été proposé [2]. Les lasers DFB utilisés sont des composants traités antireflet (AR) sur les deux faces incluant un guide optique en biseau permettant de lever la dégénerescence des modes de Bragg. Les composants présentent une divergence faible et un SMSR important. La résistance de ces composants aux effets des phases aux facettes sur les caractéristiques spectrales est plus particulièrement étudiée dans cet article.

I- RESULTATS EXPERIMENTAUX ET NUMERIQUES

La rétroaction dans un laser DFB est obtenue essentiellement par le réseau de Bragg. Toutefois, ce réseau est couplé à une cavité Fabry-Pérot formée par les facettes du cristal semi-conducteur. Toute fluctuation du plan de clivage de l'ordre de la longueur d'onde modifie l'accord entre les deux interféromètres et peut induire un comportement bimode du composant. De façon à éliminer cet effet de phase aux facettes, les miroirs doivent être traités antireflet. Dans ce cas, le laser DFB émet sur deux modes longitudinaux qui sont localisés de manière symétrique de part et d'autre de la longueur d'onde de Bragg λ_B. Pour lever cette dégénérescence, nous utilisons un guide biseauté (figure 1) dont la fonction est de réduire progressivement l'indice effectif $n_{eff}(z)$ dans l'axe du laser. Dans la région en biseau, la longueur d'onde de Bragg définie par $\lambda_B(z) = 2n(z)\Lambda$ (avec Λ la période du réseau) se décale vers les courtes longueurs d'ondes. La symétrie initiale du laser (ruban droit seul) est "brisée" et le laser n'émet plus que sur le mode de courte longueur d'onde. Sur la figure 2(a), un spectre simulé est montré pour un laser comportant une section droite de 350×1.75 μm

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

prolongée par un taper de 150 µ*m* et de largeur de pointe 0.2 µ*m*. Le spectre est calculé pour un courant d'injection de 45 *m*A. La simulation montre l'inhibition du mode de grande longueur d'onde. Sur la figure 2(b), le spectre expérimental obtenu à la même polarisation (pour une valeur de traitement antireflet de l'ordre de 10^{-3} environ) est en excellent accord avec la simulation, avec un SMSR de 33.2 dB (contre 32.5 dB calculé) et une valeur de la bande interdite de 1.7 *nm* (contre 1.8 *nm* calculé) à la longueur d'onde de 1545.1 *nm*. Le seuil expérimental est de 20.5 mA. Par ailleurs, la section en biseau, faiblement confiné, permet d'élargir le mode transverse, avec une divergence qui décroît expérimentalement de 28° (section droite) à 15° (pointe du biseau), facilitant le couplage avec une fibre optique.

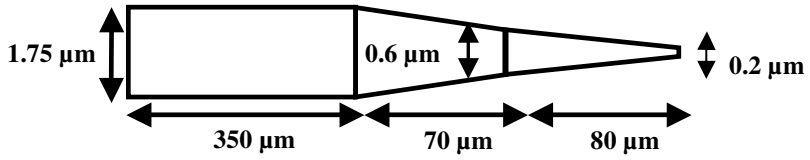

Figure 1 : schéma de la structure étudié

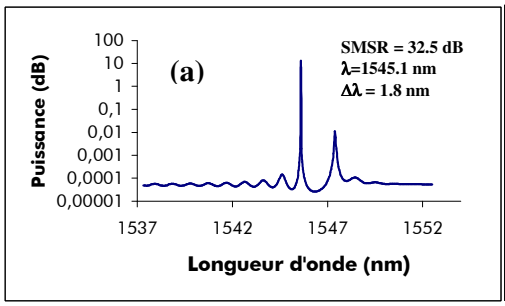

Figure 2 (a) : spectre théorique à 45 mA

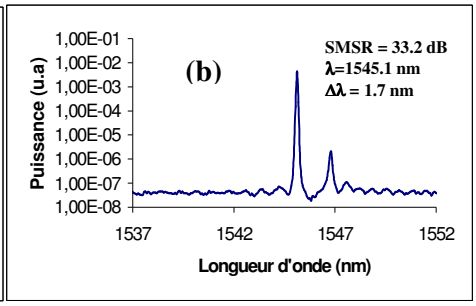

Figure 2 (b) : spectre expérimental à 45 mA

II- EFFETS DE PHASE AUX FACETTES

Il est connu que les effets de phase aux facettes peuvent apparaître même pour de faibles réflectivités. Dans ce paragraphe, l'étude théorique de l'effet des différents cas de phase nous permet de prédire une valeur de traitement $R_{\min}$ minimale permettant d'assurer l'homogénéité des composants. L'écart δl_i (i =1 ou 2 selon la face) entre réseau de Bragg et miroir clivé peut être décrit par une phase $\varphi_i = \pi\, \delta l_i / \Lambda$ comprises entre 0 et 2π. Sur la figure 4, nous avons simulé à 45 mA, le spectre obtenu pour un couple de réflectivité (R_1, R_2)=$(10^{-2}, 10^{-2})$ avec différentes valeurs du couple (φ_1, φ_2). Une dégradation du spectre peut être observé, le SMSR calculé subissant une perte entre entre 3 et 10 dB selon le cas de phase étudié. De manière systématique, on remarque une légère exaltation des modes supérieurs, observé expérimentalement pour de telles valeurs de traitement. Pour de petites variations des réflectivités telles que $(R_1, R_2) \leq (10^{-3}, 10^{-3})$, le spectre reste inchangé. Afin de réduire la réflectivité des facettes, des lasers ayant un guide incliné par rapport au plan de

clivage ont été réalisés. Sur la figure 5, nous montrons les spectres expérimentaux obtenus sur une barrette de neuf composants. L'ensemble des spectre issus de cette barrette reste parfaitement homogène. En outre, le SMSR à 3 mW est de l'ordre de 44 dB et la déviation de la longueur d'onde n'excède pas 0.13 *nm*.

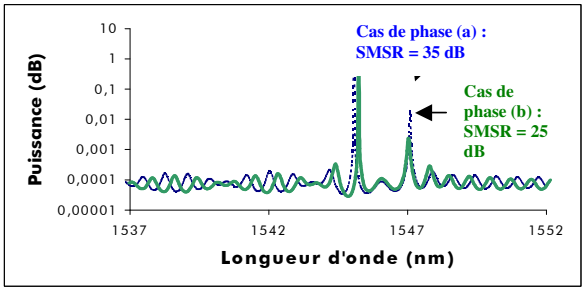

Figure 4 : spectres théoriques pour deux cas de phase - laser AR/AR pour $(R_1, R_2) = (10^{-2}, 10^{-2})$

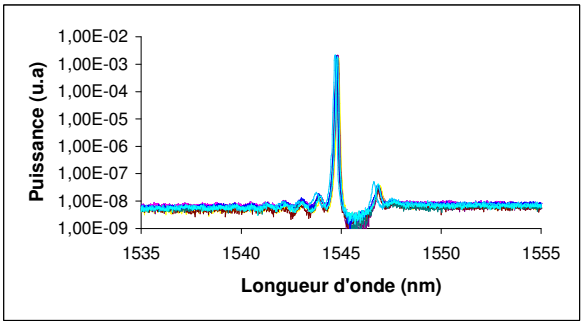

Figure 5 : spectres expérimentaux pour 9 lasers consécutifs AR/AR à 3mW avec axe incliné

CONCLUSION

La technologie des lasers à contre-réaction distribuée est très dépendante des problèmes liés au phases aux facettes. Une nouvelle structure a été proposée afin de s'affranchir de cette difficulté. L'impact des effets de phase aux facettes sur les différentes caractéristiques spectrales de la structure a été étudié. Nous avons montré qu'il existait une valeur limite du traitement au-delà de laquelle le composant est fortement sensible. Afin de réduire les réflexions aux facettes, un angle a été introduit entre l'axe du composant et les plans de clivage. D'excellent résultats d'homogénéité entre lasers ont ainsi été obtenus conformément aux prédictions théoriques.

BIBLIOGRAPHIE

[1] **G.P. Agrawal**, «*Long-wavelength semiconductor lasers*».
[2] **B. Thedrez, V. Voiriot, S. Hubert, J.L. Lafragette, L. Roux, F.Grillot, J.L. Gentner, B. Fernier**, «*New WDM DFB structure for facet phase-free uniform performances*», ISCL, 2000.

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Glossaire

≪ Dire qu'un livre est moral ou immoral n'a pas de sens, un livre est bien ou mal écrit c'est tout ≫.
Oscar Wilde, Ecrivain irlandais.
Extrait de la préface de *Le portrait de Dorian Gray*.

Dans cette section, le lecteur trouvera une liste des principaux symboles mathématiques, constantes fondamentales et acronymes divers utilisés dans la thèse. Les unités sont celles du système international MKSA. La liste n'est pas exhaustive.

Constantes fondamentales :
Constante de Planck : $h = 6{,}620755 \times 10^{-34}$ J.s^{-1}
Célérité de la lumière dans la vide : $c = 2{,}99792458 \times 10^{8}$ m.s^{-1}
Charge de l'électron : $|q| = e = 1{,}602177 \times 10^{-19}$ C
Perméabilité magnétique du vide : $\mu_0 = 1{,}25663706 \times 10^{-6}$ kg.m^{-1}.s^{-2}.A^{-2}
Permittivité diélectrique du vide : $\epsilon_0 = 8{,}854187821 \times 10^{-12}$ A^2.s^4.kg^{-1}.m^{-3}

Alphabet grec élémentaire :
λ : longueur d'onde (en m)
ω : pulsation (en rad.s^{-1})
β : vecteur d'onde (en m^{-1})
ν : fréquence (en Hz)
$\widetilde{\rho}_i$: réflectivité en amplitude à la facette i
φ_i : phase à la facette i (en radian)
α_i : pertes internes (en m^{-1})
α_m : pertes miroirs (en m^{-1})
ε : paramètre de saturation du gain (en m^{-3})
η : rendement externe du laser (en W/A)
η_i : rendement quantique interne du laser
Γ : facteur de confinement

τ_e : durée de vie des électrons (en s)
τ_p : temps de vie des photons (en s)
α_H : facteur de Henry
β_{sp} : taux d'émission spontanée
Λ : période du réseau de diffraction (en m)
κ : coefficient de couplage (en m^{-1})
δ : écart au mode de Bragg (en m^{-1})
τ : temps aller-retour dans la cavité externe (en s)
τ_i : temps aller-retour dans la cavité laser (en s)
ϕ_e : phase de l'onde retour (en radians)
γ_c : seuil d'effondrement de la cohérence du laser (en dB)

Alphabet latin élémentaire :
R_i : réflectivité en intensité à la facette i
v_g : vitesse de groupe (en $m.s^{-1}$)
L : longueur de la cavité laser (en m)
V : volume de la zone active (en m^3)
g : gain du matériau (en m^{-1})
n : indice de réfraction
n_{eff} : indice effectif
N_{th} : densité de porteurs au seuil (en m^{-3})
I_{th} : courant de seuil du laser (en A)
$\frac{\partial g}{\partial N}$: gain différentiel (en m^2)
$\frac{\partial n}{\partial N}$: indice différentiel (en m^3)
P : puissance optique (en W)
P_i : flux énergétique sur la facette i (en W)
l_c : longueur de cohérence du laser (en m)
C : pertes de couplage optique laser-fibre (en dB)
L_e : longueur de la cavité externe (en m)
C_i : coefficient de couplage de la facette i avec une cavité externe
K : paramètre de rétroaction optique (en Hz)

Principaux acronymes :
EDFA: Erbium Doped Fiber Amplifier
ITU : International Telecommunication Union
WDM : Wavelength Division Multiplexing
DFB : Distributed Feedback Laser

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

DBR : Distributed Bragg Reflector
BRS : Buried Heterostructure
SHB : Spectral Hole Burning ou Spatial Hole Burning
SMSR : Side Mode Suppression Ratio
TEB : Taux d'Erreurs Binaires
PRBS : Pattern Random Bit Sequence
FME : Fiber Mode Enlarged
ASO : Analyseur de Spectre Optique
SCH : Semiconductor Confinement Heterostructure
MOVPE : Metal Organic Vapor Phase Epitaxy
MBE : Molecular Beam Epitaxy
RIN : Relative Intensity Noise
QWs : Quantum Wells
VCSEL : Vertical Cavity Sources Emitting Lasers
AM : Amplitude Modulation
FM : Frequency Modulation
ER : Extinction Ratio
BTB : Back-to-Back
T.M : Transverse Magnétique
T.E : Transverse Electrique

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

tel-00007829, version 1 - 21 Dec 2004

Curriculum vitae

I was born on the 22nd of August 1974 in Versailles, France where I grew up until I was six years old. After moving out to Le Creusot, France, a city of Burgundy which is one of the most well-known prestigious city for its industrial past, I started my education in 1984. More particularly, I attended the Lycée Jean-Jaures in 1988 where I finished with the Baccalaureate diploma in Mathematics and Biology. I decided then to start my studies at the University of Dijon in 1992 by focusing on Mathematics, Physics and Chemistry. Fascinated by the order in Nature, I specialized my undergraduate studies along the fields of theoretical physics, quantum optics and photonics. In 1999, I graduated with the M.Sc. degree in Physics which focused on Light-Matter interaction. After having a fruitful time for 5 years in the capital of Burgundy, I decided to join OPTO+, the research center for optoelectronics components of Alcatel as a PhD student. The topic of my thesis is to study the effects of external optical feedback on semiconductor lasers in order to improve the quality of 2.5GBit/s transmissions. More particularly, what I have done is to realize DFB lasers having a strong resistivity to external optical feedback so as to conceive an optics-free module packaging. This manuscript represents my PhD work of the last 3.5 years.