



HAL
open science

Affinement spectral et bruit d'intensité de sources cohérentes de lumière à base de diodes laser en nitrure de gallium émettant dans le bleu

Antoine Congar

► **To cite this version:**

Antoine Congar. Affinement spectral et bruit d'intensité de sources cohérentes de lumière à base de diodes laser en nitrure de gallium émettant dans le bleu. Optique [physics.optics]. Université de Rennes, 2019. Français. NNT : 2019REN1S054 . tel-02449757v2

HAL Id: tel-02449757

<https://hal.science/tel-02449757v2>

Submitted on 11 Feb 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE DE RENNES 1
COMUE UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

ECOLE DOCTORALE N° 596
Matière Molécules et Matériaux
Spécialité : « Photonique »

Par

Antoine CONGAR

Affinement spectral et bruit d'intensité de sources cohérentes de lumière à base de diodes laser en nitrure de gallium émettant dans le bleu

Thèse présentée et soutenue à Lannion, le 02 septembre 2019
Unité de recherche : UMR 6082 Foton

Rapporteurs avant soutenance :

Isabelle SAGNES
Directrice de recherche CNRS, C2N
Jean Yves DUBOZ
Directeur de recherche CNRS, CRHEA

Composition du Jury :

Monique THUAL
Professeure Institut Foton / Présidente
Isabelle SAGNES
Directrice de recherche CNRS, C2N / rapporteure
Jean Yves DUBOZ
Directeur de recherche CNRS, CRHEA / rapporteur
Dmitri BOÍKO
Expert Senior, CSEM / Examineur
Raphaël BUTTÉ
Maitre d'enseignement et de recherche, EPFL / Examineur
Thierry GEORGES
Président du directoire Oxxius / Examineur
Pascal BESNARD
Professeur Institut Foton / Directeur de thèse
Stéphane TREBAOL
Maitre de conférences Institut Foton / Co-encadrant

Remerciements

Mes remerciements vont tout d'abord à Pascal Besnard et Stéphane Trebaol qui m'ont soutenu et dirigé durant cette thèse. Merci à Pascal de m'avoir fait confiance depuis mon arrivée en Master 2 malgré mon profil atypique.

Je réalise, à la fin de cette thèse, le chemin parcouru depuis le commencement de la thématique "lasers bleus" à l'Institut FOTON. Nous disposions alors seulement de quelques échantillons de lasers et peu d'équipement dans la gamme visible. Je remercie donc très chaleureusement Stéphane pour sa ténacité et sa persévérance qui ont permis de faire émerger cette thématique au sein du laboratoire ainsi que pour sa disponibilité au quotidien.

Mes remerciements vont ensuite aux membres du jury de thèse dont la précision des remarques et des commentaires a amélioré grandement ce manuscrit.

Une partie de ces travaux de thèse se sont déroulés au sein du LASPE (*Advanced Semiconductors for Photonics and Electronics Lab*) de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne. Je remercie Nicolas Grandjean et Raphaël Butté de m'avoir accueilli et d'avoir mis à ma disposition les moyens nécessaires à ce travail. J'ai beaucoup apprécié l'ambiance sympathique et cosmopolite du laboratoire.

Je remercie chaleureusement tous les collègues de l'Institut FOTON et de l'ENSSAT, pour les discussions scientifiques ou non qui ont enrichi ces quatre ans. Merci à Dominique Mammez dont j'ai partagé le bureau, pour son aide sur la partie expérimentale et les diverses pâtisseries au chocolat.

La mise en place des expériences a aussi été grandement facilitée grâce à l'appui du service technique de l'ENSSAT et du Service Support à la Recherche de l'Institut FOTON. Leurs interventions sont toujours réactives et efficaces. Je n'oublie pas le personnel administratif dont le travail, bien que souvent peu visible, est indispensable au bon fonctionnement de la recherche. Je tiens à remercier Christelle Pareige dont je bénéficie des conseils avisés

depuis mes débuts en M2 et dont l'aide est toujours précieuse. Merci à Mathilde Gay qui a mis en place le banc de caractérisation de laser FBG et obtenu les premiers résultats, présentés dans le troisième chapitre du manuscrit. Je remercie les partenaires du projet Deep Blue, dont la thématique se poursuit au travers du nouveau projet UV4life sur lequel je vais maintenant travailler.

Mon séjour Suisse a constitué une expérience formidable. Merci à tous les doctorants et post-doctorants du LASPE qui m'ont tout de suite intégré dans l'équipe. Je me souviendrai longtemps du barbecue organisé pour mon départ sur la plage au bord du lac Léman. Un grand merci à Joachim Ciers pour sa patience et le temps qu'il a consacré à nos séances de FIB. Je remercie également la société Exalos pour la fourniture d'échantillons et Jean-François Carlin pour la croissance des structures laser.

L'aide de Mauro Mosca a été indispensable pour la réalisation du processing laser. Malgré le peu de temps disponible et ses problèmes de voiture, j'ai pu bénéficier à temps des premiers échantillons à caractériser. Cette collaboration, qui a été très enrichissante pour moi, a malheureusement dû être stoppée pour des raisons administratives. J'espère que nous aurons l'occasion de retravailler ensemble à l'avenir.

Merci à Souleymane Diallo de l'Institut FEMTO-ST pour cette semaine passée à polir des disques en fluorure de calcium.

Je remercie enfin ma famille pour les diverses relectures, et le soutien au quotidien. Je n'aurais pas envisagé de me lancer dans un doctorat sans la présence de Catherine et Lucie à mes côtés. Je sais que cette période n'a pas été facile pour elles, notamment pendant le déplacement en Suisse et la période de rédaction. Merci à elles et particulièrement à Lucie pour sa patience d'ange et son aide pour le coloriage des figures. Merci à Gisèle pour le renfort.

Je dédie ce travail à la mémoire de mon père avec qui j'aurais aimé partager tout ça.

Table des matières

Table des matières	iii
Table des figures	vi
Liste des tableaux	x
1 Diodes laser Fabry-Perot en nitrure de gallium	6
1.1 Physique des lasers à semi-conducteurs	6
1.1.1 semiconducteurs III-nitrure	6
1.1.2 Structure de bandes	8
1.1.3 Mécanismes de transition électronique	9
1.1.4 Inversion de population	11
1.1.5 Puits quantiques	11
1.1.6 Dynamique du nombre de porteurs et de photons	14
1.1.6.1 Équations d'évolution	15
1.1.6.2 Fréquence de relaxation	16
1.1.6.3 Cas multimode, aspect spectral	17
1.1.6.4 Élargissement du gain et termes non linéaires	19
1.1.7 Bruit relatif d'intensité	22
1.1.7.1 Définition	23
1.1.7.2 Principe de la mesure	24
1.1.7.3 RIN d'un laser de classe B	25
1.1.7.4 Bruit de sauts de modes	27
1.2 Particularités des lasers InGaN/GaN émettant dans le bleu	30
1.2.1 Épitaxie	30
1.2.2 Cavité laser	32
1.2.3 Aspect spectral, <i>mode clustering</i>	33
1.2.4 Durée de vie	36
1.3 Étude expérimentale de lasers InGaN/GaN multimodes	37
1.3.1 Mesures de gain	38
1.3.1.1 Méthode Hakki-Paoli	38
1.3.1.2 Méthode <i>Variable Stripe Length</i>	40
1.3.2 Autres paramètres	43
1.3.3 Impact des sauts de modes sur le bruit d'intensité	46
1.3.3.1 Montage expérimental	46
1.3.3.2 Étude statique	47
1.3.3.3 Étude dynamique	50
1.4 Modèle analytique du RIN d'un laser bimode	53
1.4.1 Présentation du modèle	53

1.4.2	Comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux	59
2	Approche monolithique	63
2.1	Étude préliminaire	65
2.1.1	Étalonnage de la gravure par faisceau d'ions focalisé	67
2.1.1.1	Étalonnage du temps de gravure	69
2.1.1.2	Morphologie des encoches	70
2.1.1.3	Caractérisation optique	70
2.1.2	Étude spectrale de diodes laser monomodes transverses	72
2.1.2.1	Échantillons sous test	72
2.1.2.2	Diodes laser Fabry-Perot	72
2.1.2.3	Diode laser Fabry-Perot avec traitement haute-réflexivité	75
2.2	Techniques de réalisation d'un laser monomode monolithique	79
2.2.1	Réseaux périodiques	79
2.2.2	Revue des diodes laser monomodes à 4xx nm	81
2.2.3	Cahier des charges, choix des paramètres	82
2.2.4	Réseaux apériodiques dans le domaine télécom	83
2.3	Modélisation de la structure monomode	85
2.3.1	Détermination des indices effectifs	85
2.3.2	Choix de la méthode de détermination du motif de gravure	87
2.3.3	Description de la méthode	88
2.3.3.1	Matrice de transfert de la structure	90
2.3.3.2	Conditions de résonance	91
2.3.3.3	Spectre cible	93
2.3.3.4	Fonctionnement du programme	94
2.3.4	Tests de robustesse du motif	98
2.4	Gravure du réseau apériodique par lithographie optique	101
2.4.1	Épitaxie	101
2.4.2	Gravure	103
2.4.2.1	Masques	103
2.4.2.2	Traitement	106
2.4.3	Caractérisation des échantillons	108
2.4.3.1	Caractérisation au microscope électronique à balayage	108
2.4.3.2	Caractéristiques spectrales	111
2.4.4	Amélioration du processus de fabrication	119
3	Approche par adjonction d'une cavité externe	123
3.1	Principe d'une contre-réaction optique par l'ajout d'une cavité externe	125
3.1.1	Fréquences d'émission	127
3.1.2	Gain au seuil	129
3.2	Contre-réaction par un réseau de Bragg fibré	129
3.3	Montage expérimental	132
3.4	Résultats	135
3.4.1	Caractérisation d'un réseau de Bragg	135
3.4.2	Contre-réaction	136
A	Densité spectrale de puissance	148
B	Théorie de la mesure de bruit	151

C	Analyse de Fourier du spectre d'émission	156
D	Techniques de croissance et de gravure	159
E	Publications et conférences relatives à ce travail de thèse	163
	Bibliographie	ii

Table des figures

1.1	Représentation schématique d'un cristal de III-N dans sa forme wurtzite. . .	7
1.2	Énergie du <i>gap</i> et longueur d'onde d'émission des alliages III-N en fonction leur composition.	7
1.3	Bandes d'énergies du GaN dans sa forme wurtzite calculée par la méthode kp.	8
1.4	Interaction électron/photon.	9
1.5	Mécanismes de transition électronique entre la bande de conduction et la bande de valence.	10
1.6	Énergie du <i>gap</i> et longueur d'onde d'émission des alliages III-N en fonction du paramètre de maille.	13
1.7	Représentation d'un puits quantique de type I. Effet Stark confiné quantiquement.	13
1.8	Représentation schématique d'un laser Fabry-Perot pompé électriquement. .	15
1.9	Simulation du spectre d'une diode laser Fabry-Perot.	18
1.10	Gain modal saturé pour plusieurs valeurs de τ_{in}	21
1.11	Représentation schématique du bruit d'intensité.	22
1.12	Schéma de principe de la mesure d'une densité spectrale de puissance. . . .	24
1.13	Bruit relatif d'intensité (RIN) d'un laser de classe B.	26
1.14	Fonctionnement monomode ou bimode.	28
1.15	Classification des régimes de fonctionnement d'un laser bimode.	28
1.16	Densité spectrale de puissance associée aux sauts de modes.	29
1.17	Structure typique d'une diode laser (DL).	30
1.18	Courbe de réflectivité d'un traitement haute-réflectivité et courbe de transmission d'un traitement anti-reflet.	32
1.19	Spectre d'une diode laser LASPE.	33
1.20	Spectre d'un laser LASPE présentant un phénomène de <i>mode clustering</i> périodique. Courbe P(I).	34
1.21	Spectres de lasers sur substrat GaN et SiC obtenus par la méthode Hakki-Paoli.	35
1.22	Spectre d'une diode laser LASPE sous le seuil. Principe de la mesure du gain par la méthode Hakki-Paoli (HP).	39
1.23	Gain modal d'une diode laser LASPE obtenu par la méthode HP.	40
1.24	Principe de la mesure de gain par la méthode <i>Variable Stripe Length</i> (VSL) .	41
1.25	Spectre de gain modal net, obtenu par la méthode VSL.	41
1.26	Dispersion de l'indice de groupe.	44
1.27	Fréquence de relaxation en fonction du courant de pompe.	46
1.28	Montage expérimental pour la mesure du RIN, du spectre et de la puissance optique.	47
1.29	Comportement statique d'une diode laser : puissance et spectre sous le seuil.	48
1.30	Comportement statique d'une diode laser : spectre au-dessus seuil.	49

1.31	Puissance optique d'une diode laser en fonction de la longueur d'onde et du courant de pompe.	49
1.32	Dynamique spectrale et de bruit d'intensité en fonction du courant de pompe.	51
1.33	RIN à 30 Hz et puissance intégrée par <i>cluster</i> de modes.	52
1.34	RIN (analytique) d'une DL bimode pour différentes valeurs du rapport de puissance entre les deux modes.	56
1.35	RIN (analytique) d'une DL bimode pour différentes valeurs de la dissymétrie de gain entre les deux modes.	57
1.36	RIN (analytique) d'une DL bimode pour différentes valeurs du terme d'auto-saturation B	58
1.37	RIN (analytique) d'une DL bimode pour différentes valeurs du taux de couplage non linéaire.	59
1.38	RIN mesuré expérimentalement <i>vs.</i> RIN analytique.	60
1.39	Taux de couplage non linéaire en fonction du temps de relaxation intrabande	61
2.1	Représentation schématique de l'approche monolithique visant à rendre monomode une diode laser Fabry-Perot.	63
2.2	Principe de la gravure par faisceau d'ions focalisé.	65
2.3	Résolution d'un microscope confocal.	66
2.4	Essais de gravure au FIB d'un laser à large ruban	67
2.5	Puissance optique en fonction du courant de pompe, avant et après gravure d'une diode laser (DL) à large ruban	68
2.6	Profil longitudinal des encoches réalisées sur un laser multimode transverse.	69
2.7	Profondeur de gravure en fonction du temps.	69
2.8	Morphologie d'une encoche de 4 μm de large.	70
2.9	Caractéristiques optiques d'une diode laser multimode transverse gravée d'une encoche.	71
2.10	Profil longitudinal d'une encoche.	71
2.11	Détermination des épaisseurs du ruban et de la couche d'or d'une diode laser monomode transverse.	73
2.12	Profil des gravures réalisées dans un laser monomode transverse.	73
2.13	Spectre d'une diode laser monomode transverse gravée de 7 encoches.	74
2.14	Spectre d'une diode laser monomode transverse gravée de 15 encoches.	75
2.15	Représentation schématique d'un laser Fabry-Perot dont une facette a reçu un traitement haute-réflexivité.	75
2.16	Spectre d'un laser monomode transverse avec traitement HR avant et après gravure de deux encoches	76
2.17	Profil longitudinal du ruban d'un laser monomode transverse gravé de deux encoches.	76
2.18	Transformée de Fourier du spectre du laser gravé.	77
2.19	Topologie du ruban au niveau des deux endroits gravés.	78
2.20	Réseau de diffraction à motif rectangulaire d'ordre 1.	79
2.21	Exemple de DL à rétroaction distribuée (DFB).	80
2.22	Différents types de réseaux de surface.	81
2.23	Spectre d'un laser monomode obtenu par la gravure d'un réseau aperiodique.	84
2.24	Profils d'intensité transverse du mode fondamental d'une diode laser selon que le ruban est gravé ou non.	87
2.25	Indice effectif en fonction de la hauteur du ruban.	87

2.26	Représentation schématique de la méthode de détermination du motif de gravure.	89
2.27	Matrice de transfert d'un système optique.	90
2.28	Matrice de transfert d'un pixel.	90
2.29	Matrice de transfert du dioptre à l'interface de deux pixels.	91
2.30	Matrice de transfert du ruban pixelisé.	91
2.31	Conditions de résonance.	91
2.32	Solutions de $t_{11} = 0$	92
2.33	Modélisation du gain parabolique et du spectre cible.	93
2.34	Simulation du nombre de photons dans chaque mode et du SMSR, d'une diode Fabry-Perot monomode.	94
2.35	Boucle élémentaire du programme d'optimisation du motif à graver.	95
2.36	Exemple de motif de gravure.	97
2.37	Spectre des pertes dues aux encoches	97
2.38	Simulation de quatre types d'erreurs pouvant survenir lors de l'étape de <i>processing</i>	98
2.39	Niveau des pertes du mode cible en fonction de l'erreur sur les largeurs des encoches.	99
2.41	Mesures de photoluminescence à faible et forte excitation.	102
2.42	Représentation schématique d'un masque.	104
2.43	Représentation de la cellule élémentaire.	104
2.44	Détail de la cellule élémentaire	104
2.45	Étape I : Gravure des facettes	106
2.46	Étape II : Gravure du ruban	107
2.47	Étape III : Gravure du réseau.	107
2.48	Vue au MEB d'une facette et des premières encoches.	109
2.49	Détail d'une facette.	109
2.50	Comparaison entre les gravures réalisées et les masques.	111
2.51	Principe du montage de pompage optique.	112
2.52	Faisceau en champ lointain	113
2.53	Déviations du faisceau induites par la réfraction due à l'inclinaison de la facette.	114
2.54	Vue au microscope optique d'une DL gravée d'un motif aperiodique d'ordre 47.	114
2.55	Spectre d'une DL gravée d'un motif aperiodique d'ordre 47.	115
2.56	Agrandissement du spectre.	115
2.57	Vue au microscope optique d'une DL gravée d'un motif aperiodique d'ordre 37.	116
2.58	Spectre d'une DL gravée d'un motif aperiodique d'ordre 37.	116
2.59	Spectre d'une DL Fabry-Perot.	117
2.60	Fissures orientées à 60 degrés correspondant aux axes cristallins.	117
2.61	Spectre d'une DL DFB d'ordre 71	118
2.62	Étape I : Création d'un <i>hard mask</i> en SiNx pour la gravure des encoches.	119
2.63	Étape II : Gravure des facettes par gravure profonde.	120
2.64	Étape III : Gravure du ruban.	120
2.65	Étape IV : Gravure des encoches.	121
3.1	Principe de la contre-réaction par cavité externe.	126
3.2	Détermination graphique des fréquences d'émission théoriques pour différents taux de contre-réaction	128
3.3	Conditions de résonance dans le cas $C = 22$	129
3.4	Principe d'un réseau de Bragg fibré.	129

3.5	Transmission et réflexion d'un réseau de Bragg fibré calculées par la méthode des modes couplés.	130
3.6	Montage classique de contre-réaction d'une DL par un réseau de Bragg fibré.	131
3.7	Montage expérimental pour l'étude de la contre-réaction d'une DL par un réseau de Bragg fibré.	132
3.8	Contre-réaction par un réseau de Bragg.	133
3.9	Profil spectral du laser monomode de référence.	134
3.10	Spectre de transmission d'un réseau de Bragg.	135
3.11	Spectres de transmission d'un réseau de Bragg, pour différentes tensions appliquées sur la fibre.	136
3.12	Transmission d'un FBG.	136
3.13	Puissance et spectre d'une DL contre-réactionnée par un FBG.	137
3.14	Spectre du laser Oxixus contre-réactionné.	138
3.15	Fonction d'appareil de l'OSA.	138
3.16	Profil spectral de la DL contre-réactionnée.	139
3.17	Spectres du laser Oxixus contre-réactionné pour de fortes puissances de la diode.	139
A.1	Une réalisation particulière d'un signal aléatoire $x(t)$	148
B.1	Schéma de principe de la chaîne de mesure.	153
B.2	Représentation schématique du RIN.	153
B.3	Montage expérimental de mesure du bruit de grenaille.	154
B.4	DSP normalisée par le photocourant, bruit de grenaille.	155
C.1	Structure d'une cavité laser obtenue par la méthode de transformée de Fourier.	156
C.2	Représentation schématique de la transformée de Fourier d'une fonction de type fonction d'Airy.	157
C.3	Représentation du spectre d'une DL possédant des sous-cavités.	157
C.4	Spectre et transformée de Fourier d'un laser présentant du <i>mode clustering</i> . .	158
D.1	Principe de la photolithographie optique.	160
D.2	Principe de technique du <i>lift-off</i>	160
D.3	Principe de la photolithographie par <i>stepper</i>	161

Liste des tableaux

1.1	Paramètres utilisés pour la détermination des paramètres de maille et des <i>gaps</i> des alliages.	12
1.2	Détail des couches d'épitaxie d'une structure laser.	31
1.3	Paramètres des lasers utilisés pour le modèle analytique.	43
2.1	Chronologie des tentatives d'obtention de laser monomodes monolithiques pour une émission à 4xx nm.	82
2.2	Paramètres de croissance de l'échantillon C3031.	102
2.3	Caractéristiques des sources laser utilisées pour le pompage optique	112

Introduction

L'essor récent de la recherche sur les diodes laser (DLs) émettant dans le spectre visible est porté par des marchés comme ceux de l'éclairage automobile [1], de la projection cinématographique [2] ou encore de la picoprojection [3]. L'obtention DLs efficaces, c'est-à-dire émettant une forte puissance optique pour un faible coût énergétique, dans les trois couleurs fondamentales (rouge, vert et bleu), est donc primordiale. Parallèlement, des marchés plus restreints s'ouvrent pour des composants présentant d'autres qualités telles que la cohérence, la qualité de faisceau ou la compacité.

Les progrès importants dans le développement de ces sources au cours des dernières décennies sont dus, avant tout, au succès de la technologie de stockage/lecture de données Blu-ray [4] pour laquelle les acteurs du marché (Nichia, Sony, Sharp, Toshiba, Samsung, etc.) sont aujourd'hui en mesure de proposer des produits fiables et compétitifs [5]. La quantité de données stockées est directement liée à la capacité de focaliser un faisceau sur une petite surface, celle-ci étant d'autant plus réduite que la longueur d'onde est courte. Le stockage de données 2D représente la majeure partie du marché des DLs bleues. L'augmentation de la densité d'informations par stockage 3D (*High-capacity holographic Data Storage* (HDS)) semble prometteur [6, 7] mais nécessite des sources cohérentes.

L'étude de sources laser dans le domaine visible, thématique émergente à l'Institut Foton, historiquement orienté vers les technologies liées aux télécommunications, tente de répondre à ces nouvelles demandes. Ce travail de thèse s'inscrit dans ce contexte, par l'étude de la cohérence de sources laser InGaN/GaN monomodes émettant dans le domaine bleu/violet (BV) c'est-à-dire entre 400 nm et 450 nm.

De telles sources sont primordiales pour le développement de nombreuses applications. Contrairement aux LEDs, les diodes laser (DLs) peuvent être modulées directement à des fréquences supérieures au GHz [8]. Des études ont démontré la capacité des DLs à base de

GaN à porter des formats de modulation avancés (64-QAM OFDM à 9 Gbps [9], ouvrant la voie vers la communication en espace libre (*Visible Light Communication* (VLC)) dans le domaine BV. Ces technologies requièrent, cependant, des lasers très fins spectralement, d'une largeur de raie inférieure au MHz (<240 kHz dans la référence [10]).

En milieu sous-marin, la VLC offre des débits plus élevés que dans le cas des communications acoustiques et constitue une alternative aux techniques radiofréquences car l'absorption de la lumière par l'eau de mer est minimale dans la gamme 450-570 nm [11]. Pour la même raison, ces sources peuvent être utilisées pour des applications de détection sous-marine de type LIDAR (*LIght Detection And Ranging*) [12, 13].

Des applications de spectroscopie linéaire ou non-linéaire fondamentales et industrielles nécessitent l'utilisation de sources bleues cohérentes. La résolution spatiale de la spectroscopie Raman, par exemple, varie comme la longueur d'onde λ et son efficacité comme $1/\lambda^4$ [14]. Cette méthode est particulièrement adaptée à la détection de polluants ou de gaz, à la sécurité et à la qualité alimentaire (détection de toxines ou de bactéries, analyse d'aliments. . .) et dans le domaine biomédical (détection de cellules cancéreuses).

Le développement d'une source BV, cohérente, sans saut de mode, à base de DL InGaN/GaN pour l'intégration dans un spectromètre Raman permettrait d'améliorer les performances de détection de microplastiques marins, par exemple.

La recherche fondamentale en physique atomique nécessite des sources laser extrêmement stables pour manipuler les atomes par interaction entre la lumière et la matière. On peut citer le refroidissement optique [15] et la spectroscopie à haute résolution et haute sensibilité, pour mesurer la structure hyperfine des transitions électroniques. Plus la largeur de raie laser est étroite (1 MHz [16] ou inférieure [17]), meilleurs sont la résolution en fréquence et le rapport signal sur bruit. Les sources InGaN/GaN BV sont nécessaires pour sonder certaines transitions atomiques du rubidium ou du césium par exemple [18, 19].

Cependant, les sources monomodes commercialement disponibles sont principalement des diodes laser à cavités étendues (*Extended Cavity Diode Laser* (ECDL)). La diode laser est traitée par un anti-reflet sur sa face de sortie et une contre-réaction par un réseau de diffraction permet de sélectionner un mode. Pour que la contre-réaction soit efficace, la position du réseau et son angle par rapport à la diode doivent être contrôlés avec une grande précision, ce qui nécessite l'utilisation de composants électromécaniques de grande qualité. De plus, le prix des diodes traitées anti-reflet est élevé, par rapport aux produits

standard. Les sources ECDL proposées sur le marché sont donc volumineuses et chères. Une émission à courte longueur d'onde peut aussi être obtenue par un processus non linéaire dans un cristal. Par exemple, un laser Nd :YAG émettant à 946 nm doublé émet une radiation à 473 nm par génération de seconde harmonique. Un processus de transposition de fréquence (*up-conversion*) peut aussi être utilisé. Ces technologies (*Diode Pumped Solid-State laser* (DPSS)), permettant d'obtenir des sources monomodes longitudinales compactes, restent cependant souvent onéreuses.

La plupart de ces sources sont donc plutôt réservées à une utilisation en laboratoire ou en recherche et développement. L'existence sur le marché d'une DL monomode viendrait donc compléter avantageusement l'offre disponible. De part sa compacité, elle ouvrirait des marchés par exemple pour des appareils de diagnostic portables (spectroscopie *in situ* par exemple).

La technologie et la production en masse de diodes émettant dans les gammes rouge et infrarouge (utilisées dans les télécommunications par fibres optiques), à base d'arséniure de gallium, produisant une forte luminosité, sont maîtrisées depuis le début des années 80. Les diodes émettant à plus courtes longueurs d'onde, dont la technologie est basée sur le nitrure de gallium (Al,In)GaN se sont imposées plus récemment. En 1989, Shuji Nakamura et son équipe entament des recherches sur le nitrure de gallium et ses alliages. Ce composé III-V, à *gap* direct, est le meilleur candidat pour l'émission de radiations à courtes longueurs d'onde [20]. Après avoir levé certains verrous technologiques comme l'obtention d'une couche tampon (*buffer*) de GaN de haute qualité à basse température et la production de GaN de type P, ils proposent la première diode laser à base d'InGaN à pompage électrique en 1996 [21]. Shuji Nakamura, Hiroshi Amano et Isamu Akasaki obtiennent le prix Nobel de physique en 2014 pour leurs recherches dans ce domaine.

Cette filière s'est révélée comme étant la plus pertinente pour l'émission à courte longueur d'onde [22], car elle permet d'obtenir des diodes d'une grande efficacité à la prise (de l'ordre de 40% [23] pour les lasers BV et de 80% [24] pour les LEDs, par exemple) et lumineuse (>50 lm/W [25]). Ces composants pouvant émettre sur une large gamme de longueurs d'onde ont, de plus, une grande résistance aux contraintes thermiques (car crus à haute température) et sont biocompatibles [26].

Cependant, ces diodes ont plusieurs inconvénients. De type Fabry-Perot (FP), elles sont naturellement multimodes et il n'existe pas, à l'heure actuelle, sur le marché, de diode

laser BV monomode possédant les caractéristiques nécessaires à l'intégration dans les systèmes photoniques. **Dans ce travail de thèse, nous réalisons une étude expérimentale visant à explorer les voies possibles pour développer des dispositifs laser, émettant dans la gamme bleu/violet (entre 400 nm et 450 nm) à base de diodes InGaN/GaN.** Ce manuscrit s'organise de la façon suivante :

Dans le **premier chapitre**, après quelques rappels de physique des lasers, nous détaillons les particularités des DLs InGaN/GaN multimodes constituant les "briques de base" de ce travail. Une étude expérimentale est tout d'abord menée sur ces diodes afin d'en extraire les paramètres principaux. Une étude détaillée du bruit relatif d'intensité (*Relative Intensity Noise* (RIN)) est ensuite proposée, dans laquelle nous montrons, à travers une analyse comparative de mesures statiques et dynamiques, l'impact des sauts de modes sur la dynamique globale du bruit d'intensité des DLs. Le regroupement de modes (*mode clustering* (MC)) généralement observé dans les lasers InGaN/GaN amplifie ce phénomène et une augmentation du RIN de plus de 20 dB est observée. Cette augmentation est essentiellement due à l'amplification des fluctuations temporelles de l'émission spontanée par l'intermédiaire de la saturation (compression) croisée du gain non linéaire. Nous introduisons enfin, un modèle analytique simplifié explicitant les principaux mécanismes mis en jeu, dont résulte la dynamique du RIN. L'existence du bruit en excès est préjudiciable aux applications nécessitant une modulation du laser à haute fréquence ou à celles dont la stabilité en intensité constitue un paramètre clé.

L'approche que nous appellerons "monolithique" exposée dans le **chapitre 2**, vise à forcer l'émission sur un seul mode longitudinal, en travaillant sur la structure de la diode laser par des techniques de salle blanche. Le principe est de graver des perturbations le long du guide optique pour en modifier localement l'indice effectif et ainsi créer une contre-réaction. L'objectif de cette étude est de démontrer qu'il est possible d'obtenir ce résultat par l'utilisation d'une technique de lithographie standard facilement accessible, dont la résolution est de l'ordre du micromètre. En effet, les résultats généralement rapportés dans la littérature sont obtenus par l'utilisation de technologies avancées de lithographie par faisceau d'électrons (*e-beam*) ou nécessitant une étape de recroissance épitaxiale après la gravure d'un réseau de diffraction. La difficulté principale est liée à la courte longueur d'onde impliquant la gravure de réseaux de diffraction d'ordre élevé. Outre l'utilisation

de techniques standard, l'originalité de ce travail réside dans l'emploi de réseaux apériodiques, jamais mis en œuvre à ces longueurs d'onde. Déjà utilisée pour rendre monomodes des diodes laser émettant aux longueurs d'onde des télécommunications [27], la transposition de cette technique permettant de cibler précisément un mode longitudinal constitue le défi principal de ce travail. Une méthode numérique de détermination du motif à graver est proposée et une première série d'échantillons est réalisée et caractérisée. L'objectif à long terme est la réalisation de diodes laser monomodes pompées électriquement. Ce travail, réalisé en collaboration avec le LASPE (*Advanced Semiconductors for Photonics and Electronics Lab*) de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), en est le premier jalon.

Enfin, une étude plus prospective développée dans le **chapitre 3** consiste à réaliser une contre-réaction optique dans une diode laser InGaN par l'utilisation d'une cavité externe couplée. Différents types de contre-réactions optiques externes peuvent être envisagées (résonateurs à modes de galerie, cavités FP de haute finesse, réseaux de diffraction...). La méthode proposée ici utilise un réseau de Bragg photoinscrit dans le cœur d'une fibre monomode transverse (*Fiber Bragg Grating* (FBG)). Cette technique constitue un moyen simple et efficace de contrôler la longueur d'onde en minimisant les contraintes de fabrication liées à la diode laser. Cette seconde approche s'inscrit dans le cadre du projet DeepBlue. Les premiers résultats de ce travail montrent qu'il est possible d'obtenir un fonctionnement monomode avec un taux d'extinction des modes latéraux de plus de 45 dB, pour une puissance d'émission de 60 mW, permettant d'envisager, à terme, une application commerciale.

Chapitre 1

Diodes laser Fabry-Perot en nitrure de gallium

Dans ce chapitre, nous commençons par présenter des considérations générales sur la physique des semi-conducteurs (SCs) en nous appuyant sur le cas particulier des SCs III-nitrures. L'objectif est d'introduire les notions et le formalisme nécessaires pour la description des travaux exposés dans cette thèse. Nous étudions ensuite plus spécifiquement les propriétés électro-optiques des diodes laser (DLs) InGaN/GaN émettant dans la gamme bleu-violet. Finalement, une attention particulière est portée à l'impact de la richesse spectrale de ces diodes sur la dynamique du RIN.

1.1 Physique des lasers à semi-conducteurs

1.1.1 semiconducteurs III-nitrure

Les matériaux III-nitrures sont constitués d'un ou plusieurs éléments de la colonne III du tableau périodique des éléments (gallium, aluminium, indium. . .) et d'un atome d'azote. Les SCs typiquement utilisés dans la fabrication des composants optoélectroniques émettant dans la gamme bleu-violet sont AlN, InN, GaN et leurs composés ternaires $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ (x et y représentant respectivement le taux d'indium ou d'aluminium dans le composé). Selon les conditions de croissance, les SCs III-N peuvent cristalliser selon plusieurs structures mais les échantillons présentés dans cette thèse ainsi que tous les composants commerciaux utilisent des matériaux dans la forme wurtzite, seule forme stable thermodynamiquement. La figure 1.1 représente le cristal III-N dans sa forme wurtzite.

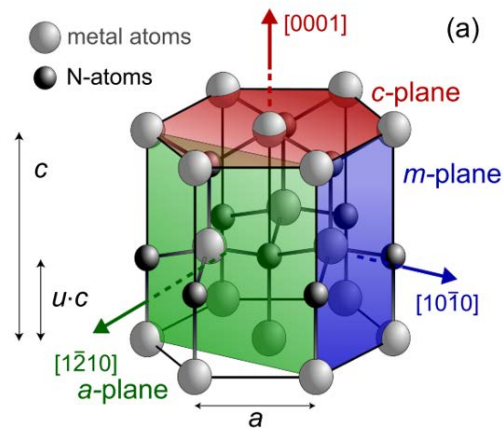


FIGURE 1.1 – Représentation schématique d'un cristal de III-N dans sa forme wurtzite. Figure extraite de la référence [28].

Le réseau est hexagonal dans le plan de base (plan C). Le paramètre de maille a définit la distance interatomique dans ce plan (Ga-Ga dans le cas du nitrure de gallium). La direction de croissance est indiquée par la flèche rouge sur la figure. Ces matériaux sont particulièrement adaptés à la fabrication de composants optoélectroniques car ils peuvent émettre de la lumière sur une large gamme de longueurs d'onde depuis l'ultraviolet profond jusqu'à l'infrarouge comme l'indique la figure 1.2 où l'énergie (la longueur d'onde) des principaux composés est présentée en fonction du taux d'indium ou d'aluminium (*cf.* 1.1.5).

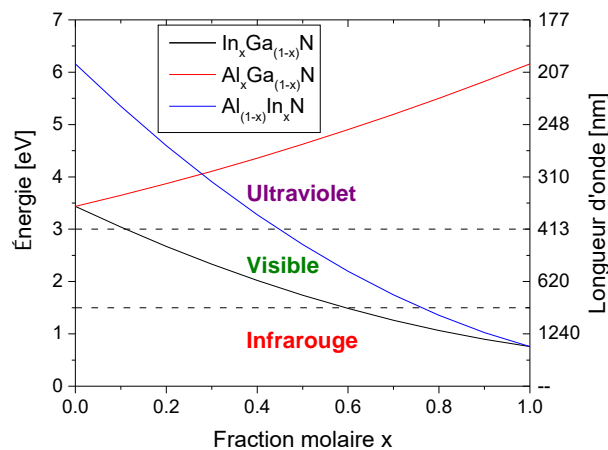


FIGURE 1.2 – Énergie du *gap* et longueur d'onde d'émission (à 300 K) des alliages de SCs III-N en fonction de leur composition, déterminée par la fraction molaire x .

1.1.2 Structure de bandes

Dans un cristal de semiconducteurs, la proximité des atomes entre-eux donne naissance à une structure de bande, contrairement au cas d'un laser à gaz où les transitions impliquent les atomes individuellement. On ne parle alors plus de niveau fondamental ou excité mais de bande de valence (BV) et de bande de conduction (BC). La zone d'énergie de largeur E_g située entre l'état de plus haute énergie de la BV et l'état de plus basse énergie de la BC est interdite (il n'y a pas d'états électroniques possibles). Dans la suite du manuscrit nous nommerons la largeur de la bande interdite par le mot anglais *gap*.

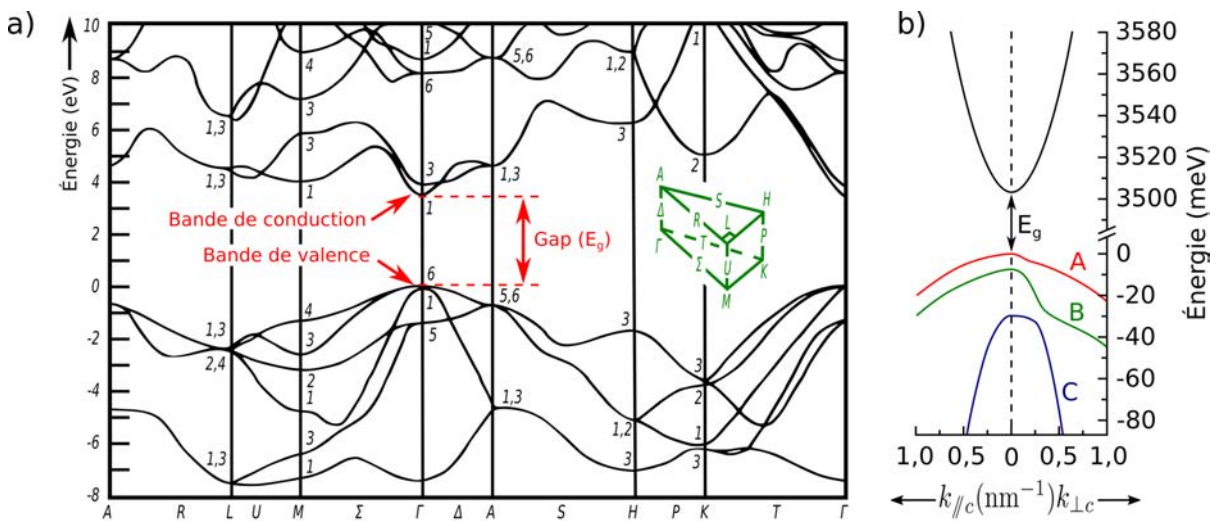


FIGURE 1.3 – Bandes d'énergies du GaN dans sa forme wurtzite calculées par la méthode kp. a) Figure est extraite de la référence [29]. b) Détail des bandes de conduction et de valence calculées au point Γ , dans les directions parallèle et perpendiculaire à l'axe C [28,30].

Les figures 1.3 représentent la structure de bandes du cristal de GaN dans sa forme wurtzite, dans l'espace dit réciproque (énergie *vs.* quantité de mouvement). On constate sur la figure 1.3 b) qu'il existe en réalité trois sous-bandes de valence (notées A,B et C). Sans excitation extérieure et à $T = 0$ K, tous les états de la BV sont occupés et ceux de la BC sont vides. Lorsqu'on fournit de l'énergie au système, les électrons de la BV sont excités et remplissent les états de la BC en créant des trous dans la BV. Dans le cas d'une transition optique, le semiconducteur est en interaction avec un rayonnement lumineux. Une transition a lieu lorsqu'un électron absorbe un photon. Les transitions électroniques doivent satisfaire au principe de conservation de la quantité de mouvement. La quantité de mouvement du photon étant négligeable devant celle de l'électron, cette condition se traduit donc par $\hbar k = cte$, où k est le vecteur d'onde de l'électron et \hbar la constante de

Planck réduite [31, p.255]. La transition est alors dite verticale dans l'espace réciproque. Lorsque l'électron proche du bas de la BV se désexcite, il se recombine avec le trou en émettant un photon. Lorsque le maximum de la BV et le minimum de la BC correspondent à la même valeur de k , le matériau est dit à gap direct. Dans le cas contraire, la transition doit impliquer l'émission d'un phonon de manière à conserver la quantité de mouvement, ce qui la rend moins probable. Les matériaux présentant ce type de transitions sont dits à gap indirect. Le gap direct des matériaux III-N, considérés dans cette thèse, constitue un second intérêt de ces matériaux comme émetteurs de lumière. La figure 1.4 donne une représentation schématique du mécanisme d'absorption/émission spontanée d'un photon.

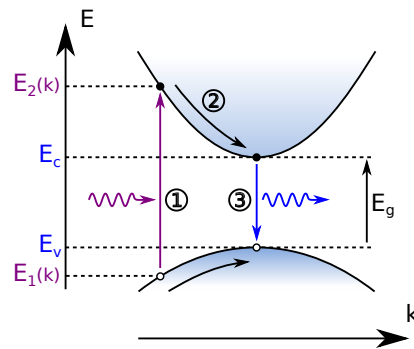


FIGURE 1.4 – Interaction électron/photon. L'électron passe de la BV à la BC en (1) absorbant un photon puis (2) l'électron et le trou relaxent respectivement vers le bas de la BC et le haut de la bande de valence avant (3) de se recombiner en émettant spontanément un photon d'énergie E_g [32].

Bien que l'énergie du photon incident puisse être supérieure à E_g , la majorité des transitions ont lieu en bas de la BC (haut de la BV) où les densités d'électrons et de trous sont plus élevées [33, p.8]. Si l'énergie du photon incident est supérieure à E_g , l'électron et le trou relaxent tout d'abord vers le bas de la bande de conduction et le haut de la bande de valence respectivement, avec un temps de relaxation intrabande τ_{in} de l'ordre de la femtoseconde typiquement, avant de se recombiner en émettant un photon d'énergie E_g .

1.1.3 Mécanismes de transition électronique

La figure 1.5 représente les mécanismes de transition électronique dans l'espace réel du réseau cristallin.

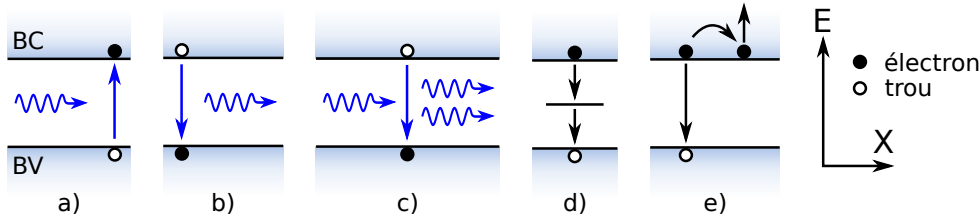


FIGURE 1.5 – Mécanismes de transition électronique entre la bande de conduction (BC) et la bande de valence (BV). a) Absorption. b) Émission spontanée. c) Émission stimulée. d) Recombinaison Shockley-Read-Hall e) Recombinaison Auger.

La paire électron-trou créée par l'absorption d'un photon (a) peut se recombiner de trois façons différentes [33] :

Émission spontanée (b)

L'électron et le trou se recombinent spontanément en émettant un photon dont l'énergie est égale à celle de la transition. Le taux de recombinaison spontanée est proportionnel au produit du nombre de trous (N_t) par le nombre d'électrons car le mécanisme d'émission spontanée requiert la présence d'un trou et d'un électron simultanément. Dans le cas d'un SC non dopé, la loi de neutralité électrique impose $N = N_t$ et le taux d'émission spontanée s'écrit $R_{sp} = B_r N^2$, B_r étant le coefficient d'émission spontanée [34]. C'est le nombre de photons créés par unité de temps par émission spontanée. Les matériaux actifs étant toujours non dopés, dans la suite du manuscrit, nous ferons l'approximation que le nombre de trous est égal au nombre d'électrons. Nous appellerons N le "nombre de porteurs".

Recombinaisons non radiatives

Un électron et un trou se recombinent sans générer de photon. L'énergie est alors dissipée dans le cristal sous forme de chaleur. Il existe deux mécanismes principaux [34] :

- La recombinaison Shockley-Read-Hall (d) est due à l'existence de défauts ponctuels ou à des défauts de surface ou d'interface. Un électron (un trou) est capturé par un de ces centres de recombinaison non radiatifs puis un trou (un électron) est capturé à son tour. L'existence simultanée de l'électron et du trou n'est pas requise, le taux de recombinaison est donc proportionnel à N : $R_{SRH} = AN$ (A : coefficient de recombinaison non radiative Shockley-Read-Hall).
- La recombinaison Auger (e) dans laquelle un électron de la BC se recombine directement avec un trou de la BV en cédant son énergie à un autre électron (ou

trou). L'effet Auger requiert l'existence d'un électron, d'un trou et d'une autre particule simultanément. Le taux de recombinaison Auger dans un SC non dopé est donc proportionnel à N^3 : $R_{Auger} = CN^3$ (C : coefficient de recombinaison non radiative Auger).

Le taux de recombinaison non radiative s'écrit : $R_{nr} = AN + CN^3$.

Émission stimulée (c)

C'est le mécanisme qui est à l'origine du gain optique du matériau. Le photon incident induit la recombinaison d'une paire électron-trou s'accompagnant de l'émission d'un second photon ayant les mêmes caractéristiques que l'original. La différence entre l'absorption et l'émission stimulée représente le gain net. On note R_{st} le taux d'émission stimulée.

On définit le temps de vie des porteurs τ_e comme le temps caractéristique de la décroissance du nombre de porteurs en l'absence de photons incidents sur le matériau :

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau_e}. \text{ On a } \frac{dN}{dt} = -R_{sp} - R_{nr}. \text{ On en déduit le taux de recombinaison des porteurs}$$

$$\gamma_e = \frac{1}{\tau_e} = A + B_r N + CN^2 \quad (1.1)$$

1.1.4 Inversion de population

Pour que le SC présente du gain optique, il faut augmenter la population électronique de la bande de conduction et la population en trous de la bande de valence. Cette inversion de population est possible car le temps de relaxation intrabande (fs) est très inférieur au temps de recombinaison électron-trou (ns). Le pompage optique peut être réalisé en utilisant un laser externe dont la longueur d'onde d'émission est inférieure à celle qui correspond au gap du matériau pompé. Le pompage peut aussi être réalisé électriquement. Dans ce cas, le milieu actif est placé entre deux semiconducteurs fortement dopés pour créer une jonction PN. Le courant électrique appliqué aux bornes de cette jonction permet d'injecter des électrons dans la BC et des trous dans la BV et ainsi de créer l'inversion de population nécessaire à l'établissement du régime laser.

1.1.5 Puits quantiques

Une hétérojonction est obtenue par la croissance d'une couche de SC sur une autre. L'épitaxie en phase vapeur d'organométalliques (*metalorganic vapor phase epitaxy* (MOVPE))

est la technique principale utilisée pour la fabrication de diodes électroluminescentes (DEL) et de diodes laser (DL) basées sur les SCs III-N et leurs alliages. Les précurseurs requis pour la croissance du cristal sur le *wafers* ainsi que les dopants sont apportés en phase vapeur (molécules organométalliques pour le groupe III et ammoniacque (NH₃) pour l'azote). Cette croissance a lieu à haute température (environ 1000° C pour GaN [35]). Le paramètre essentiel à prendre en compte pour la fabrication d'une hétérostructure est le paramètre de maille a dans le plan de croissance (plan c). La loi de Vegard [33, p.17] permet de le calculer pour des alliages par extrapolation de ceux des composés binaires :

$$a_{A_xB_{1-x}N} = x.a_{AN} + (1 - x).a_{BN}. \quad (1.2)$$

Les paramètres x et $(1-x)$ représentent les fractions molaires des métaux A et B respectivement.

De la même manière on peut déterminer le *gap* E_g des alliages ternaires :

$$E_g^{A_xB_{1-x}N} = x.E_g^{AN} + (1 - x).E_g^{BN} + bx(1 - x). \quad (1.3)$$

Pour obtenir la valeur correcte, il faut ajouter le correctif $bx(1 - x)$ où b est un paramètre empirique. Les valeurs numériques utilisées sont résumées dans le tableau 1.1.

Paramètre	GaN	AlN	InN	InGaN	AlGaN	AlInN
a (Å) $T = 300$ K	3,189	3,112	3,545			
E _g (eV) $T = 300$ K	3,438	6,158	0,756			
b (eV)				-1,43	-0,7	-3,0

TABLE 1.1 – Paramètres utilisés pour la détermination des paramètres de maille et des *gaps* des alliages présentés sur les figures 1.2 et 1.6 [36,37].

La figure 1.6 présente l'énergie du *gap* en fonction du paramètre de maille. On constate que les différences de paramètres de maille entre les composés binaires III-N sont importantes. Elle sont moins significatives dans le cas des autres SCs III-V [33].

Lors de la croissance d'une couche d'un matériau B sur un matériau A différent, B doit s'adapter au paramètre de maille du matériau A. L'énergie créée par la contrainte doit être inférieure à l'énergie requise pour créer une dislocation. On dit que la croissance est pseudomorphique. Lorsque le désaccord de maille est important comme dans le cas des III-N, la couche crue doit être de faible épaisseur afin de réduire l'accumulation de contraintes, ce qui rend difficile la réalisation d'hétérostructures [28, p.9].

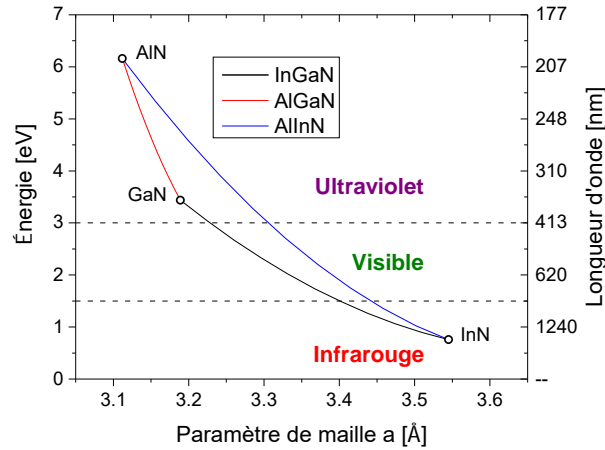


FIGURE 1.6 – Énergie du *gap* et longueur d'onde d'émission des alliages de SCs III-N en fonction du paramètre de maille a .

Hors de la zone d'interface, les électrons sont soumis aux structures de bandes propres de chaque SC. L'hétérojonction présente alors une discontinuité des bandes de valence et de conduction. Un puits quantique est créé lorsqu'une fine couche de SC d'épaisseur de

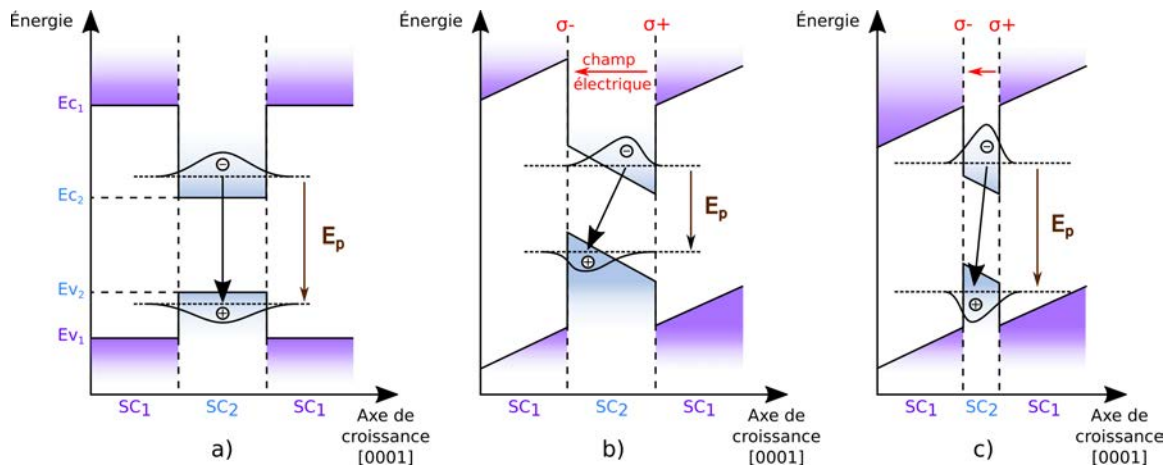


FIGURE 1.7 – a) Représentation d'un puits quantique de type I. Le *gap* du SC₂ est inclus dans celui du SC₁. E_p est l'énergie du puits. b) Effet Stark confiné quantiquement (QCSE). Le champ électrique dû à l'accumulation de charges aux interfaces donne au profil du puits une forme triangulaire induisant une diminution de E_p et un moins bon recouvrement des fonctions d'onde. c) Une diminution de la largeur du puits réduit l'effet du QCSE. Figure adaptée de la référence [38].

l'ordre du rayon de Bohr de l'exciton massif est insérée entre deux couches d'un autre SC dont le *gap* est supérieur (figure 1.7 a)). Les deux hétérojonctions ainsi créées sont dites de type I quand le *gap* du SC₂ est entièrement inclus dans le *gap* du SC₁ [31]. Dans cette configuration, les électrons sont piégés dans le puits de la BC et les trous dans celui de la BV. En pratique, la zone active d'une structure laser inclut plusieurs puits quantiques dans lesquels le confinement spatial des électrons et des trous contribue à l'optimisation

du recouvrement des fonctions d'onde. Cette zone est non (intentionnellement) dopée.

L'énergie de l'électron (du trou) dans le puits est supérieure (inférieure) à celle qu'il aurait s'il n'était pas confiné (modèle d'une particule dans une boîte). Il en résulte que l'énergie du puits E_p est plus grande que celle du gap du SC_2 ($Ec_2 - Ev_2$).

Le profil de potentiel rectangulaire représenté sur la figure 1.7 a) n'est pas réaliste. En effet, lorsque l'hétérostructure est crue selon l'axe c , la contrainte subie par le puits en InGaN (dont le paramètre de maille est inférieur à celui du GaN) produit des charges fixes par effet piezoélectrique, aux interfaces GaN/InGaN. Le champ électrique en résultant donne au profil du puits une forme triangulaire (figure 1.7 b)) [28, 39]. Ce phénomène appelé effet Stark confiné quantiquement (*Quantum Confined Stark Effect* (QCSE)) [40], très prononcé dans le cas des matériaux III-N, a des implications importantes sur leurs propriétés optiques. Il implique d'une part, une diminution de l'énergie du puits E_p induisant un décalage vers le rouge de la longueur d'onde du photon émis lors de la recombinaison d'une paire électron-trou. D'autre part, les électrons et les trous sont séparés spatialement sous l'effet du champ électrique. Il en résulte un moins bon recouvrement des fonctions d'onde et donc un taux de recombinaison réduit. Ceci impacte le rendement quantique interne et donc les performances du composant. La diminution de l'épaisseur du puits permet de réduire l'effet de ce phénomène (figure 1.7 c)). Une autre solution pour réduire son impact réside dans la multiplication du nombre de puits [28].

Il faut aussi noter que l'augmentation du nombre de porteurs libres produit un effet d'écrantage du champ. À mesure que le pompage augmente le champ électrique total diminue et il se produit un décalage vers le bleu de la longueur d'onde d'émission jusqu'à un régime dit de "bandes plates".

1.1.6 Dynamique du nombre de porteurs et de photons

Pour modéliser les dynamiques des populations de porteurs et de photons dans un laser, on utilise typiquement un modèle de type prédateur-proie dans lequel chaque population est représentée par une équation différentielle prenant en compte les mécanismes d'interaction photon/électron décrits plus haut. Considérons le cas d'un laser FP de longueur L_c dont la cavité est constituée par les deux facettes clivées de réflectivités R_1 et R_2 pompé électriquement (figure 1.8).

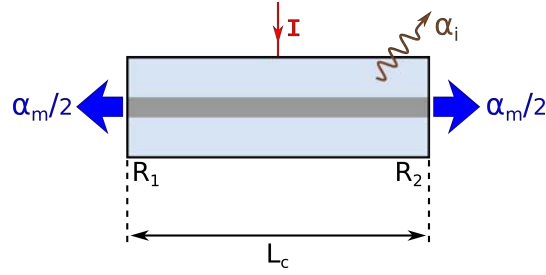


FIGURE 1.8 – Représentation schématique d'un laser FP pompé électriquement. La zone active est représentée en gris foncé.

Seule une fraction η du courant I injecté est réellement utilisée pour la création de paires électron-trou dans la zone active, le reste étant perdu principalement à cause de courants de fuite. Le taux de création de porteurs s'écrit donc $\eta I/q$.

1.1.6.1 Équations d'évolution

L'équation bilan décrivant la variation du nombre de porteurs est donc :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta I}{q} - (R_{nr} + R_{sp}) - R_{st}. \quad (1.4)$$

La variation du nombre de photons s'écrit comme la différence entre le taux de photons émis et les pertes optiques proportionnelles au nombre de photons dans la cavité :

$$\frac{dP}{dt} = R_{st} + \beta R_{sp} - \gamma P, \quad (1.5)$$

où

$$\gamma = v_{gr}(\alpha_m + \alpha_i) = \frac{1}{\tau_p} \quad (1.6)$$

représente le taux de décroissance des photons dans la cavité et τ_p leur temps de vie moyen. La vitesse de groupe est $v_{gr} = c/n_{gr}$ (n_{gr} est l'indice de groupe effectif de la cavité optique et c la vitesse de la lumière dans le vide). Les pertes au niveau des facettes sont prises en compte par le terme α_m et les pertes internes (diffusion, diffraction, etc.) par le terme α_i .

Le coefficient β (taux de couplage de l'émission spontanée) traduit le fait que seule une fraction de l'émission spontanée est effectivement couplée dans le mode optique considéré. Il reste à exprimer le coefficient d'émission stimulée. Dans le cas d'un milieu présentant un gain matériau (gain intrinsèque linéaire du milieu) g (en m^{-1}), le taux d'accroissement du nombre de photons sur une longueur dz s'écrit $\frac{dP}{P} = g \cdot dz = g \cdot v_{gr} \cdot dt$.

Cependant, dans le cas d'un laser à SC, la création de photons n'a lieu qu'aux endroits

où la zone active coïncide avec la cavité optique. On définit le facteur de confinement $\Gamma = V_{act}/V_c$, où V_{act} et V_c sont respectivement le volume de la zone active et le volume de la cavité optique. Il représente la fraction de l'énergie du mode contenu dans la région active. Dans le cas d'un mode optique particulier, le taux d'accroissement du nombre de photons est donc

$$\frac{dP}{P} = \Gamma g \cdot v_{gr} \cdot dt = G \cdot dt, \quad (1.7)$$

où G est le gain modal (en s^{-1}). Le système d'équations d'évolution s'écrit alors

$$\frac{dP}{dt} = (G - \gamma)P + \beta R_{sp}, \quad (1.8a)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta I}{q} - \gamma_e N - GP. \quad (1.8b)$$

1.1.6.2 Fréquence de relaxation

En 1984, *Arecchi et al.* proposent une classification des lasers basée sur la dynamique des populations [41, 42]. Les DLs à semiconducteurs sont des composants de classe B caractérisés par la différence de temps de vie des populations de photons (de l'ordre de la ps) et d'électrons (de l'ordre de la ns) [43, p.41]. Cette différence est à l'origine des oscillations de relaxation observées lorsque le laser est soumis à un échelon de courant de pompe.

Sous le seuil, le maximum de la courbe de gain en fonction du nombre de porteurs N peut être approximé linéairement par [44] :

$$G(N) = G_N(N - N_0) \quad (1.9)$$

où N_0 est le nombre de porteurs à la transparence, $G_N = a\Gamma v_{gr}/V$ le gain différentiel (en s^{-1}) et a la constante de gain (en m^2). Le régime laser est atteint lorsque le courant de pompe est supérieur au courant de seuil I_{th} . Au-dessus du seuil, le gain est verrouillée à la valeur $G = G_{th}$, toutefois les nombres N et P des populations de photons et de porteurs peuvent s'écarter légèrement de leur valeur moyenne. Le gain s'écrit alors :

$$G(N) \simeq G_{th} + G_N \delta N + G_P \delta P, \quad (1.10)$$

où G_P est le gain différentiel pour le nombre de photons. N et P retrouvent leurs positions d'équilibre (état stationnaire) en oscillant à la fréquence de relaxation f_r .

On montre [44] que l'évolution du carré de cette fréquence de relaxation est linéaire en

fonction du courant I :

$$f_r^2 = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \frac{G_N}{q} \eta (I - I_{th}). \quad (1.11)$$

1.1.6.3 Cas multimode, aspect spectral

La structure modale est principalement déterminée par les caractéristiques de la cavité optique. L'intervalle spectral libre (ISL) détermine la distance spectrale entre deux modes longitudinaux consécutifs :

$$ISL = \frac{\lambda^2}{2n_{gr}(\lambda) \cdot L_c}. \quad (1.12)$$

Les pertes des miroirs sont indépendantes de la longueur d'onde et s'écrivent :

$$\alpha_m = \frac{1}{2L_c} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (1.13)$$

Le gain modal G dépend du nombre de porteurs et de la longueur d'onde. Dans une approximation simple, on peut considérer une dépendance parabolique en longueur d'onde et linéaire en nombre de porteurs [44, p.36].

$$G_i(N, \lambda_i) = G_N(N - N_0) - \left(\frac{\lambda_i - \lambda_0}{co} \right)^2 \quad (1.14a)$$

$$= G_N(N - N_0) - \delta G_i, \quad (1.14b)$$

où co est un paramètre de courbure de la parabole. N_0 est le nombre de porteurs à la transparence qui correspond au cas où l'émission stimulée compense exactement l'absorption (gain et absorption nuls). Dans le cas multimode, les équations 1.8 s'écrivent :

$$\frac{dP_i}{dt} = (G_i - \gamma_i)P_i + R_{sp,i}, \quad (1.15a)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta I}{q} - \gamma_e N - \sum_i G_i P_i. \quad (1.15b)$$

Les modes propres de la cavité sont indicés par l'entier i . Dans le cas le plus général, le taux d'émission spontanée dépend de la longueur d'onde du mode i . Dans la formule 1.15a, le coefficient β est inclus dans $R_{sp,i}$.

Dans la suite, on considérera que le taux d'émission spontanée est identique pour tous les modes du laser ($R_{sp,i} = R_{sp}, \forall i$). On peut justifier en première approximation cette hypothèse par le fait que la largeur spectrale de l'émission spontanée est plus importante que celle de la courbe de gain [44]. Le nombre de photons dans le mode i est obtenu en

considérant 1.15a à l'état stationnaire :

$$P_i = \frac{R_{sp}}{(\gamma - G_i)}, \quad (1.16)$$

où on suppose que tous les modes ont les mêmes pertes γ . En introduisant 1.14 et 1.16 dans 1.15b, on obtient une équation intrinsèque qui, résolue numériquement, permet d'obtenir le nombre de porteurs N . Le nombre de photons dans chaque mode pour un courant de pompe I est alors calculé via l'équation 1.16 [31, 44].

Une seconde méthode consiste, pour un courant de pompe I , à résoudre temporellement le système d'équations 1.8 sur une période suffisamment longue pour atteindre l'état stationnaire, en utilisant une méthode de Runge et Kutta [45]. Un exemple de simulation est donné sur la figure 1.9 dans le cas d'une DL InGaN/GaN étudiée expérimentalement à la section 1.3.

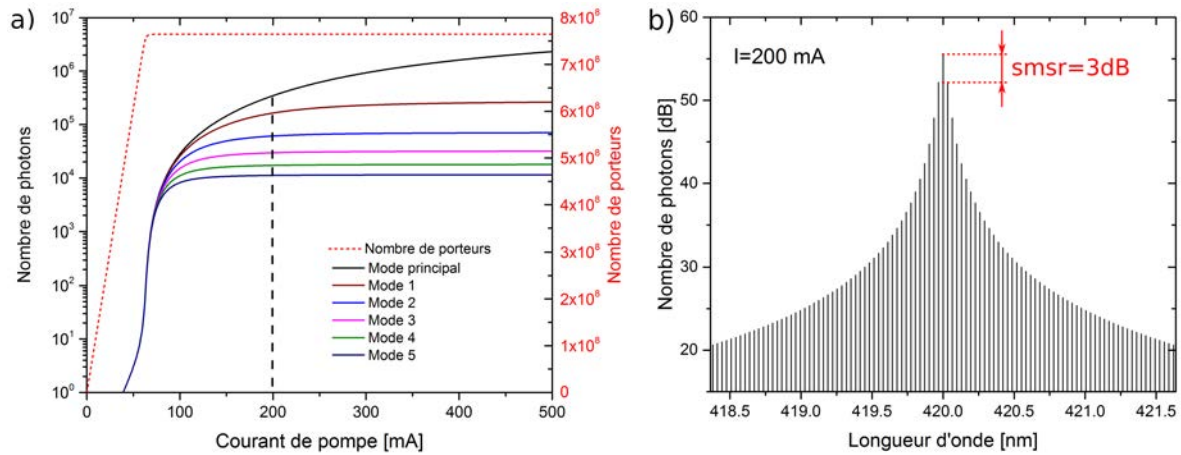


FIGURE 1.9 – Simulation du spectre d'une DL FP. a) Nombre de photons en fonction du courant de pompe (seuls les 5 premiers modes sont représentés). Nombre de porteurs (pointillés). b) Nombre de photons dans chaque mode pour un courant de pompe de 200 mA en échelle logarithmique. Les paramètres utilisés sont détaillés dans le tableau 1.3.2 à la section 1.3.

La figure 1.9 b) présente la répartition des photons dans les différents modes pour un courant de pompe de 200 mA. On définit le taux de suppression des modes latéraux (*Side-Mode Supression Ratio* (SMSR)) par

$$SMSR = 10 \cdot \log \left(\frac{P_0}{P_1} \right) \quad (1.17)$$

où P_0 et P_1 sont respectivement les nombres de photons dans le mode principal et le premier mode secondaire. Il est de 3 dB sur la figure 1.9 b), mais n'a évidemment que

très peu de signification dans le cas d'un laser multimode. Le SMSR est, en effet, un critère de mesure du caractère monomode d'un laser. Il est d'usage de fixer la valeur requise pour affirmer qu'un laser est monomode à 30 dB, bien que celle-ci varie selon les auteurs. Une des justifications de ce critère est que 30 dB de SMSR serait le niveau à partir duquel le bruit de partition disparaît [33, p.301] (le bruit de partition est défini au paragraphe 1.1.7.3). Le laser à pertes réparties que nous nommerons DFB pour *Distributed FeedBack*, réalisé dans la référence [46], présente un SMSR de 35 dB à 1,73 fois le courant de seuil. Nous conviendrons que le laser est monomode si le SMSR est au moins de 30 dB [47] à 1,5 fois le courant de seuil.

La figure 1.9 a) représente l'évolution des nombres de photons des modes en fonction du courant. Au-delà du seuil ($I = 63$ mA), le mode principal voit son intensité augmenter tandis que les modes latéraux saturent. L'enveloppe spectrale prend alors une forme lorentzienne (en première approximation) [48].

1.1.6.4 Élargissement du gain et termes non linéaires

Dans le système d'équations couplées 1.15, le gain linéaire est verrouillé (*clampé*) à une valeur fixe qui correspond au gain nécessaire pour compenser les pertes de la cavité. En régime laser, une augmentation du courant de pompe induit une hausse de la puissance optique qui sature le gain. Si on considère uniquement ce phénomène de saturation du gain linéaire, la puissance de sortie du laser garde une dépendance linéaire en fonction du courant de pompe. En réalité, lorsque la puissance optique augmente avec le pompage, des mécanismes de compression du gain peuvent apparaître. Par abus de langage ces phénomènes non linéaires sont aussi appelés saturation dans les références [31, 49] (auto-saturation et saturation croisée). Cette terminologie sera utilisée dans la description suivante.

Considérons un système à deux niveaux (par exemple un atome). Si l'on ne tient pas compte des durées de vie finies des états, la transition est représentée par une fonction de Dirac à la fréquence correspondant à l'énergie de la transition. Comme les durées de vie des états sont finies, la transition a une certaine forme décrivant son élargissement. Si tous les sous-systèmes sont identiques, l'élargissement est dit homogène. Dans un gaz, l'élargissement homogène est dû aux collisions entre les atomes.

Si les sous-systèmes ont des caractéristiques différentes la forme de raie est la convolution des raies de chaque sous-système. Dans un gaz, l'origine de l'élargissement inhomogène peut, par exemple, être l'effet Doppler, la distribution aléatoire des vitesses des atomes induisant des fréquences d'émission différentes [31, p.103].

Dans les semiconducteurs, l'élargissement inhomogène du gain est fortement lié à la saturation. On parle d'élargissement homogène ou inhomogène du gain selon que sa forme spectrale est affectée ou non par la saturation. Les formes du profil de gain saturé (saturated gain) sont déterminées par :

1. La relaxation intrabande [49, p.128]

La relaxation intrabande (ou inter sous-bandes), dont le temps caractéristique τ_{in} est de l'ordre de la ps, est à l'origine de la réduction (suppression) du gain lorsque la puissance optique augmente. Ce mécanisme appelé *spectral hole burning* peut s'expliquer phénoménologiquement de la façon suivante. Lorsque le nombre de photons est grand, l'émission stimulée est importante créant une déplétion des porteurs en bas de la BC. La relaxation intrabande ne compense pas instantanément le manque de porteurs. Il se crée alors un trou spectral, dépendant de la valeur de τ_{in} , autour de la longueur d'onde correspondant au minimum de la BC.

Dans le cas multimode, la suppression du gain laser d'un mode peut être due à la puissance optique du mode lui-même. On parle alors d'auto-saturation (*self-saturation*). Dans le cas où la suppression est due aux autres modes, on parle de saturation-croisée (*cross-saturation*). Dans la référence [49], Yamada en donne une expression basée sur une approche perturbative de la matrice densité révélant le rôle joué par τ_{in} .

Le terme d'auto-saturation du mode i s'écrit

$$B_i = \frac{9 \pi c \Gamma \tau_{in}^2 G_N R_{cv}^2}{2 \epsilon_0 n_{gr}^2 \hbar \lambda_i V} (N - N_s), \quad (1.18)$$

et le terme de saturation croisée, déterminant l'influence du mode j sur le mode i est

$$D_{ij} = \frac{4}{3} \frac{B_i}{\left(\frac{2\pi c \tau_{in}}{\lambda_i^2}\right)^2 (\lambda_i - \lambda_j)^2 + 1}. \quad (1.19)$$

Dans ces expressions, R_{cv} est le moment dipolaire, λ_i la longueur d'onde d'émission du mode i , N_s ($\sim 0.8N_{th}$) [50] le coefficient de saturation des porteurs et ϵ_0 la

permissivité diélectrique du vide. Yamada appelle gain saturé (*saturated gain*) le gain linéaire auquel sont rétranchés les termes conduisant à une suppression non-linéaire du gain. Le gain saturé du mode i

$$G_i = G_N(N - N_0) - \left(\frac{\lambda_i - \lambda_0}{c\omega} \right)^2 - B_i P_i - \sum_{i \neq j} D_{i(j)} P_j, \quad (1.20)$$

est tracé sur la figure 1.10 pour plusieurs valeurs de τ_{in} .

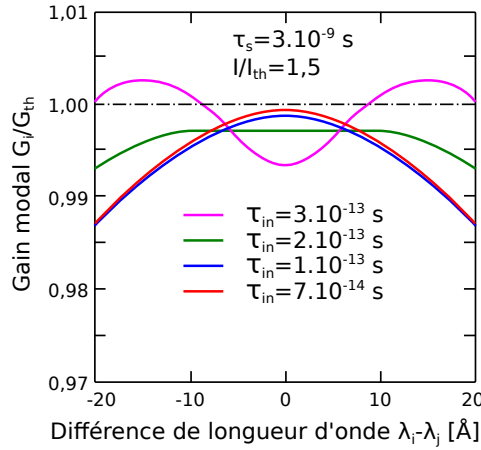


FIGURE 1.10 – Gain modal saturé pour plusieurs valeurs de τ_{in} . Figure adaptée de la référence [49].

Si τ_{in} est long (courbe rose), la saturation devient profonde et étroite, la situation est appelée saturation de gain non homogène (*inhomogeneous gain saturation*)

Si τ_{in} est court (courbe verte), la saturation devient faible et large, d'où l'appellation de saturation homogène du gain (*homogeneous gain saturation*).

Si les dispersions du gain linéaire et du gain saturé sont presque identiques (courbe bleue et rouge), ce type de saturation est appelé élargissement partiellement homogène (*partially homogeneous broadening*).

2. L'oscillation des populations de porteurs

Il faut de plus rajouter un second terme de saturation croisée, dit asymétrique, qui trouve son origine dans l'oscillation du nombre de porteurs à la fréquence de battement entre deux modes longitudinaux [48, p.69] et dont l'expression selon Yamada s'écrit [51] :

$$H_{ij} \simeq \frac{3\lambda_i^2 G_N^2 (N - N_0) \alpha_H}{8\pi c \lambda_j - \lambda_i} \quad (1.21)$$

où α_H est le facteur de couplage phase/amplitude (facteur de Henry) [52]. Ce terme est asymétrique car il favorise les modes de plus grandes longueurs d'onde.

Le gain saturé du mode i s'écrit

$$G_i = G_N(N - N_0) - \left(\frac{\lambda_i - \lambda_0}{co} \right)^2 - B_i P_i - \sum_{i \neq j} (D_{i(j)} + H_{i(j)}) P_j. \quad (1.22)$$

3. Le *Spatial Hole Burning*

Le gain matériau peut varier spatialement le long de la cavité sous l'effet de :

- la présence des ondes stationnaires dans la cavité laser. L'intensité optique plus importante au niveau des ventres crée des zones de déplétion des porteurs, dont la conséquence est une modulation du gain en longueur d'onde [31, p.132].
- la fluctuation d'un paramètre de croissance. Une fluctuation de l'épaisseur ou de la composition chimique des puits quantiques peut impliquer une modulation spatiale du gain le long de la cavité. Le contrôle de l'épaisseur doit être de l'ordre d'une monocouche atomique pour éviter l'élargissement inhomogène des transitions optiques [31, p.103].

Les termes de gain non-linéaire contribuent fortement à la dynamique du laser en particulier, nous montrerons l'impact de ces termes sur la structure modale et sur le RIN du laser au paragraphe 1.3.3

1.1.7 Bruit relatif d'intensité

La puissance optique totale émise par un laser à semiconducteur fluctue autour de sa valeur moyenne au cours du temps (figure 1.11). Le bruit d'intensité résultant est la somme

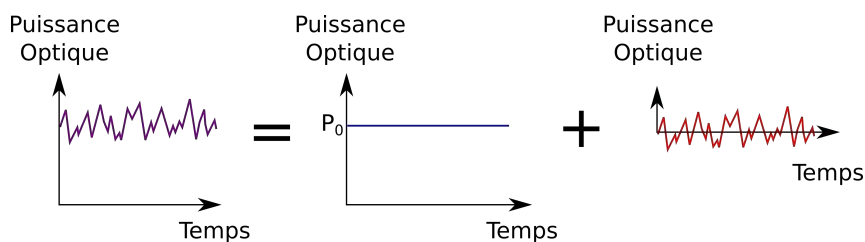


FIGURE 1.11 – Représentation schématique du bruit d'intensité. On peut décomposer l'intensité optique en la somme de sa valeur moyenne et de ses fluctuations temporelles autour de cette valeur.

des contributions extrinsèques et intrinsèques au laser. Celui-ci est en effet soumis aux vibrations mécaniques basses fréquences de l'environnement ainsi qu'au bruit de scintillation (*flicker noise*) généré par les composants électroniques notamment de l'alimentation électrique, dont l'amplitude varie comme l'inverse de la fréquence. Le laser peut aussi être

soumis à des ondes électromagnétiques hautes fréquences (GSM, WIFI, etc.). Lors des mesures, on essaie de s'affranchir au maximum de ces influences extérieures en utilisant des composants électroniques les plus stables possible et en isolant au maximum le banc d'expérimentation.

On s'intéresse alors plus particulièrement aux contributions du bruit d'intensité liées à la physique de la diode laser elle-même. Il s'agit d'une part du bruit induit par le caractère aléatoire de l'émission spontanée amplifiée par le gain, à l'origine de l'émission laser et d'autre part, du bruit dû à l'échange d'énergie entre les modes laser (sauts de modes).

Dans le présent paragraphe, nous introduisons la description mathématique du RIN et la méthode utilisée pour le mesurer. Le bruit relatif d'intensité de DL InGaN/GaN sera étudié en détail au paragraphe 1.3.3 et un modèle analytique sera introduit au paragraphe 1.4 pour appuyer l'analyse des résultats.

1.1.7.1 Définition

Considérons un signal optique de puissance $P(t) = \bar{P} + \delta P(t)$, le terme $\delta P(t)$ représentant ses fluctuations temporelles autour de la valeur moyenne \bar{P} . La fonction

$$\delta_T P(t) = \delta P(t) \cdot \Pi_T(t), \quad (1.23)$$

où Π_T est la fonction porte de largeur T correspondant au temps de la mesure, admet une transformée de Fourier

$$\delta \tilde{P}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta_T P(t) e^{-i\omega t} dt = \int_{-T/2}^{+T/2} \delta P(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (1.24)$$

La densité spectrale de puissance (DSP) des fluctuations, dont l'expression est détaillée dans l'annexe A, s'écrit

$$S_P(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \mathbb{E} \left[\left| \delta \tilde{P}(\omega) \right|^2 \right], \quad (1.25)$$

où $\mathbb{E}[\]$ représente la moyenne statistique. Le RIN s'écrit alors :

$$\boxed{RIN(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \frac{\mathbb{E} \left[\left| \delta \tilde{P}(\omega) \right|^2 \right]}{\bar{P}^2}}. \quad (1.26)$$

On parle de bruit relatif d'intensité car il est référé à la puissance (ou à l'intensité) moyenne.

1.1.7.2 Principe de la mesure

La procédure de mesure du RIN, décrite en détail dans l'annexe B et schématisée sur la figure 1.12, peut être résumée de la façon suivante. Le signal caractérisé par la densité spectrale de ses fluctuations d'intensité $W_{\Delta J}(f)$ génère un photo-courant dont la densité spectrale des fluctuations est $w_{\Delta i}(f)$. La DSP mesurée aux bornes de la résistance de charge R est amplifiée et mesurée par un analyseur de spectre électrique (ASE).

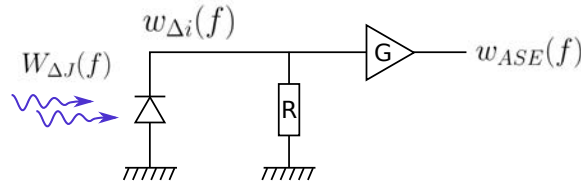


FIGURE 1.12 – Schéma de principe de la mesure d'une densité spectrale de puissance. Dans un souci de clarté, les composantes continues ne sont pas représentées. Le montage expérimental réel est présenté sur la figure 1.28.

Le bruit relatif d'intensité est aussi appelé bruit en excès car il est aussi le bruit détectable au-dessus de la limite quantique de détection appelée bruit de grenaille (Shot Noise). Ce bruit de grenaille est celui obtenu lors de la génération du photocourant par la lumière cohérente du laser, l'émission stimulée étant de nature poissonnienne.

La DSP mesurée par l'ASE pour un photocourant donné I_{ph} est :

$$w_{ASE}(f) = |H(f)|^2 \cdot (2qI_{ph} + I_{ph}^2 RIN(f)) + B_{th}(f). \quad (1.27)$$

$H(f)$ est la fonction de transfert de la chaîne de mesure et q la charge élémentaire. Le bruit thermique $B_{th}(f)$ est accessible en l'absence de signal optique ($I_{ph} = 0$). Si l'on dispose d'une source de référence assimilable à une source idéale sans bruit en excès (voir paragraphe suivant : cas d'une diode laser avant la transparence), on a alors $RIN \approx 0$ et on peut mesurer le bruit de grenaille :

$$w_{ref} - w_{Bth}(f) = |H(f)|^2 \cdot 2qI_{ph}. \quad (1.28)$$

On peut dès lors s'affranchir de la fonction de transfert en faisant le rapport (où w_{dut} est la DSP du laser sous test) :

$$\boxed{\frac{w_{dut} - w_{Bth}(f)}{w_{ref} - w_{Bth}(f)} = 1 + \frac{I_{ph} \cdot RIN(f)}{2q}}. \quad (1.29)$$

De cette dernière relation, on déduit le RIN.

1.1.7.3 RIN d'un laser de classe B

Les fluctuations aléatoires des populations sont prises en compte par l'introduction des forces de Langevin, F_P pour le nombre de photons et F_N pour le nombre de porteurs. Le système d'équations 1.15 décrivant le cas d'un laser monomode s'écrit alors

$$\frac{dP_i(t)}{dt} = (G_i - \gamma_i)P_i(t) + R_{sp} + F_i(t), \quad (1.30a)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{\eta I}{q} - \gamma_e N(t) - \sum_i G_i P_i(t) + F_N(t). \quad (1.30b)$$

Le nombre de photons dans le mode i à l'état stationnaire s'écrit

$$P_i(t) = \frac{R_{sp} + F_i(t)}{\gamma_i - G_i} \quad (1.31)$$

Pour les fréquences inférieures à la fréquence de relaxation, le bruit d'intensité peut être vu comme l'amplification des fluctuations de l'émission spontanée par le terme $1/(\gamma_i - G_i)$. Nous supposons que les temps de corrélation des sources de bruit sont plus courts que les temps de vie des photons ($\tau_{p,i} = \gamma_i^{-1}$) et des porteurs ($\tau_e = \gamma_e^{-1}$). Dans cette hypothèse, dite Markovienne, les forces de Langevin satisfont les relations suivantes [53] :

$$\langle F_i(t) \rangle = 0, \quad (1.32a)$$

$$\langle F_i(t) F_j(t') \rangle = 2\mathcal{D}_{ij} \delta(t - t'), \quad (1.32b)$$

Les coefficients de diffusion \mathcal{D}_{ij} sont donnés par [53]

$$\mathcal{D}_{kk} = R_{sp} \bar{P}_k, \quad \mathcal{D}_{kl} = 0 \quad (1.33a)$$

$$\mathcal{D}_{kN} = -R_{sp} \bar{P}_k, \quad \mathcal{D}_{NN} = R_{sp} \sum_k \bar{P}_k + \bar{N}/\tau_e \quad (1.33b)$$

où k et l sont les indices des modes et \bar{N} est le nombre moyen de porteurs à l'état stationnaire¹. La méthode permettant d'aboutir à l'expression analytique du RIN est exposée au paragraphe 1.4.1 dans le cas d'un laser bimode.

L'évolution du RIN d'une DL monomode en fonction du courant de pompe, présentée schématiquement sur la figure 1.13 a), est très différente selon le régime de fonctionnement que l'on considère.

1. Ces coefficients \mathcal{D}_{ij} ne doivent pas être confondus avec le terme de saturation croisée défini par l'équation 1.19.

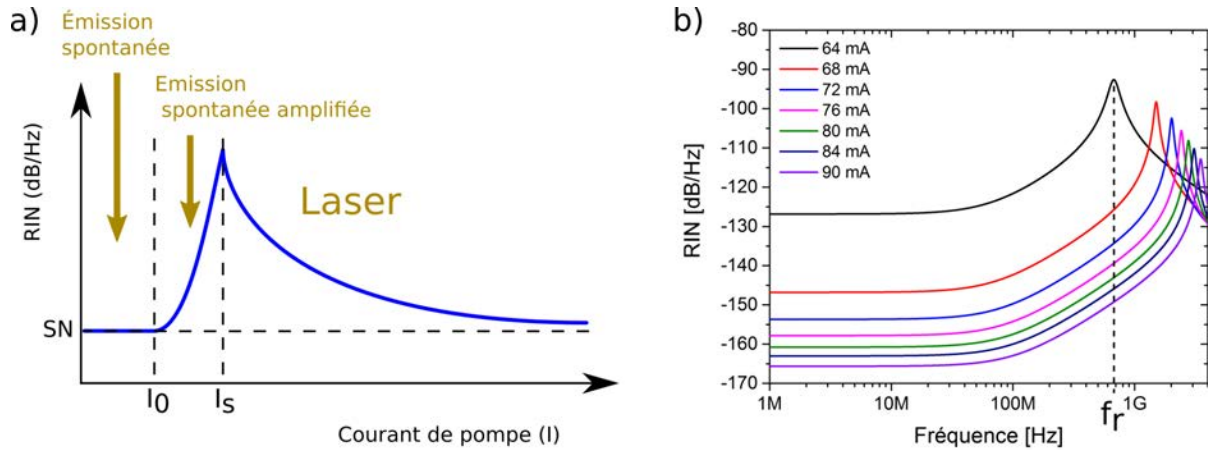


FIGURE 1.13 – RIN d’un laser monomode de classe B. Les paramètres utilisés sont ceux qui seront déterminés à la section 1.3. a) Représentation schématique du RIN à basse fréquence (gamme 1 – 10 MHz sur la figure b)) en fonction du courant de pompe (I). La ligne pointillée horizontale indique la limite fondamentale du bruit de grenaille (*shot noise*). Les courants de pompe à la transparence et au seuil sont notés respectivement I_0 et I_s . b) Courbes théoriques du RIN en fonction des fréquences de Fourier pour différentes valeurs du courant de pompe. Le maximum du pic de bruit est proche de la fréquence de relaxation f_r .

Jusqu’à la transparence (I_0), la DL se comporte comme une diode électroluminescente (DEL). Le régime d’émission spontanée se caractérise par l’absence de bruit en excès. En effet, une grande extension spectrale peut être divisée en une multitude d’intervalles spectraux dont les fluctuations ont tendance à s’annihiler. Le bruit mesuré est alors proche du bruit de grenaille.

Entre la transparence (I_0) et le seuil laser (I_s), l’émission spontanée est amplifiée. La DL fonctionne en mode superluminescent dont les propriétés sont à mi-chemin entre celles d’une DEL et celles d’un laser. La puissance optique est plus importante que dans le cas de la DEL mais l’émission reste peu cohérente. L’amplification croissante des fluctuations de l’émission spontanée avec l’augmentation du gain (voir équation 1.31), induit une forte augmentation du RIN jusqu’au seuil laser (I_s). Le bruit d’une source thermique croît avec son temps de cohérence qui est inversement proportionnel à la largeur de son spectre. L’effet du gain sous le seuil est de réduire la largeur du spectre et donc d’augmenter le bruit en excès sans produire une stabilité appréciable [43].

Lorsque l’oscillation laser démarre, la saturation du gain stabilise les fluctuations du nombre de paires électron-trou et donc de photons. Le niveau du RIN diminue alors avec l’augmentation du pompage suivant une variation en $(I/I_s - 1)^{-3}$. Il faut noter que cette approximation n’est valable que jusqu’à 20 à 30 % au dessus du seuil [54] et à basse

fréquence. Le pic correspondant au seuil indique le passage au régime laser dans lequel l'émission stimulée l'emporte sur l'émission spontanée. Pour des courants de pompe plus importants, le RIN tend asymptotiquement vers la limite fondamentale du bruit de grenaille.

La figure 1.13 b) est une représentation analytique du RIN d'une DL monomode en fonction des fréquences de Fourier pour différentes valeurs du courant de pompe. Sur la gamme de fréquence s'étalant des basses fréquences jusqu'aux fréquences intermédiaires ($\simeq 20$ MHz) le niveau du RIN est constant. Lorsque le courant augmente le niveau du palier diminue comme indiqué sur la figure 1.13 a). Le pic aigu visible à haute fréquence est lié au phénomène de relaxation typique des lasers de classe B décrit au paragraphe 1.1.6.1. Il est situé à une fréquence proche de la fréquence de relaxation. On constate que ce pic se déplace vers les hautes fréquences à mesure que le courant de pompe augmente. Sa variation suit l'évolution donnée par l'équation 1.11.

Les courbes théoriques de RIN représentant un laser monomode restent globalement valables dans le cas d'un laser multimode [33, p.301]. Ceci est toutefois vrai expérimentalement à la condition que tous les modes présents dans le spectre soient inclus dans la mesure de puissance dont on extrait le RIN. Dans le cas contraire, on observe un bruit de partition de modes. L'énergie se répartit de façon aléatoire sur les modes observés créant des variations importantes sur la puissance, intégrée temporellement, que l'on mesure. Si tous les modes sont inclus, la puissance nette mesurée réalise une moyenne de ces fluctuations. La courbe de RIN est alors sensiblement identique à celle d'un laser monomode.

1.1.7.4 Bruit de sauts de modes

La compétition de modes constitue une seconde cause de bruit intrinsèque des DLs. Pour expliquer très schématiquement l'existence des sauts de mode, on peut considérer le cas d'un laser dont les longueurs d'onde des modes de cavité sont représentées par les verticales pointillées sur la figure 1.14.

Selon que le maximum de la courbe de gain coïncide avec un mode de la cavité ou qu'il se situe entre 2 modes, le spectre mesuré va comporter 1 ou 2 modes dominants.

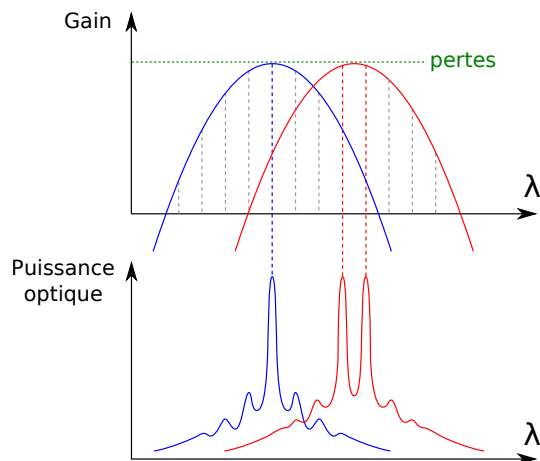


FIGURE 1.14 – Lorsque la courbe de gain se décale sous l’effet de la température, la diode laser peut adopter un fonctionnement monomode ou bimode en fonction de la position de la courbe de gain relativement aux longueurs d’onde des modes de la cavité (symbolisées par les lignes verticales pointillées).

Une approche théorique proposée par Yamada classe le fonctionnement d’un laser bi-mode en 3 types [49, p.142]. Les deux modes sont couplés par le gain non-linéaire.

		SANS sources de bruit	AVEC sources de bruit	
		Modes « qui lasent »	sauts de modes	RIN
Cas stable	Monomode stable (1)	P	NON	Type monomode (niveau bas)
	Monomode stable (2)	Q		
	Bi-mode stable (3)	P <u>et</u> Q		
Cas bi-stable (4)		P <u>ou</u> Q (selon conditions initiales)	OUI	Type lorentzien

FIGURE 1.15 – Classification des régimes de fonctionnement d’un laser bimode.

Les différents régimes de fonctionnement sont classés dans le tableau 1.15 et sont fonction des valeurs relatives des coefficients de saturation. Si dans un premier temps on néglige les sources de bruit, le fonctionnement peut être :

- monomode stable, cas (1) et (2) : L’émission a lieu soit sur le mode P soit sur le mode Q.
- bimode stable, cas (3) : Les deux modes sont présents simultanément dans le spectre.
- bi-stable, cas (4) : Un seul mode est présent. Les conditions initiales déterminent s’il s’agit de P ou Q.

Nous considérons maintenant que le système est bruité. Le profil spectral du RIN, dans les cas (1),(2) et (3), sera du type monomode décrit au paragraphe 1.1.7.3.

Dans le cas bi-stable (4), les photons se répartissent aléatoirement entre les deux modes. L'énergie bascule d'un mode à l'autre, donnant naissance à un phénomène de compétition de modes. Le profil spectral du RIN sera du type lorentzien décrit ci-dessous.

Le bruit de sauts de modes (ou de compétition de modes) peut être modélisé simplement de la manière suivante. La puissance totale W mesurée ne peut prendre que deux valeurs W_P et W_Q selon que le mode P ou le mode Q est dominant (figure 1.16 a)). Les instants auxquels la fonction change de valeur correspondent à un processus de Poisson (le nombre de sauts pendant une durée T suit une loi de Poisson) [55]. À $t=0$, la puissance totale W prend la valeur W_P ou W_Q avec une probabilité $1/2$. La variable W constitue un basculeur poissonien dont la densité spectrale de puissance s'écrit (*cf.* démonstration dans l'annexe A) :

$$G_W(\nu) = \frac{1}{4} \left(\delta(\nu) + \frac{a}{a^2 + (\pi\nu)^2} \right) \quad (1.34)$$

La DSP d'un basculeur poissonien a un profil lorentzien se caractérisant par un plateau suivi d'une décroissance en $1/f^2$ où a est le nombre moyen de basculements par unité de temps (figure 1.16 b)). Le temps moyen entre deux basculements est obtenu à partir de la fréquence de coupure à -3 dB : $f_c = 1/\pi\tau_s$ [55].

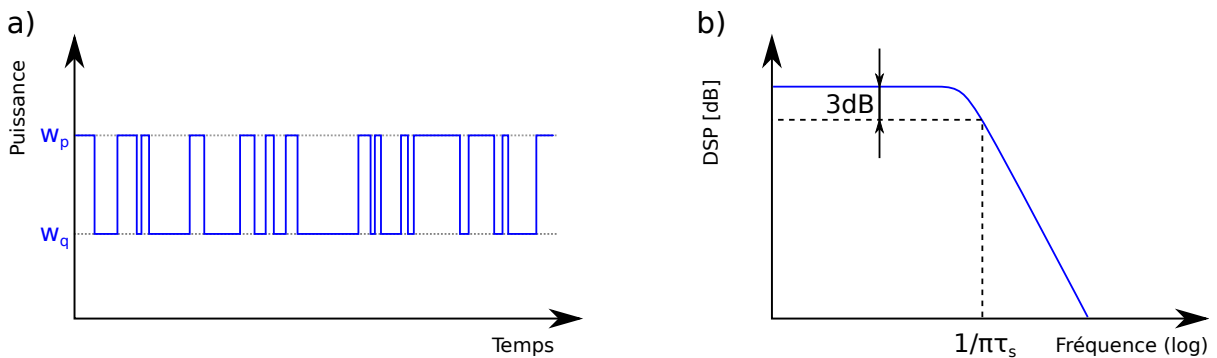


FIGURE 1.16 – a) Représentation des variations de puissance dues aux sauts de modes. b) Densité spectrale de puissance associée aux sauts de modes. De la fréquence de coupure, on peut extraire le temps moyen entre deux basculements τ_s .

La dynamique des sauts de modes présentée ici de façon générale n'implique par forcément une extinction d'un mode au profit de l'autre. Il peut aussi s'agir de fluctuations autour d'un état d'équilibre avec une alternance du mode dominant (P ou Q). C'est le cas que nous étudierons expérimentalement au paragraphe 1.3.3.

Dans ce paragraphe, nous avons introduit les principales notions qui nous seront utiles pour interpréter les résultats expérimentaux présentés au paragraphe 1.3. Les caractéristiques des DL InGaN/GaN que nous testerons sont exposées au paragraphe suivant.

1.2 Particularités des lasers InGaN/GaN émettant dans le bleu

Les diodes laser, que nous étudierons au paragraphe 1.3, classiquement constituées d'un milieu amplificateur et d'une cavité résonante, sont représentées schématiquement sur la figure 1.17.

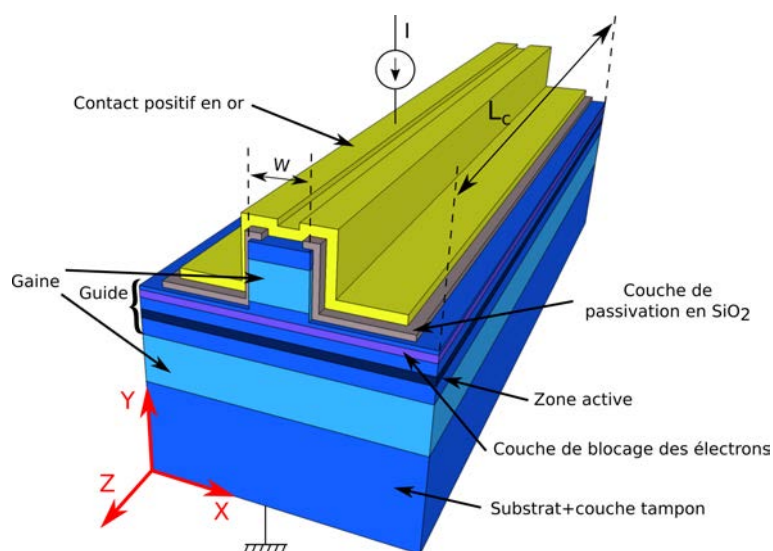


FIGURE 1.17 – Structure typique d'une diode laser fabriquée par le *Advanced Semiconductors for Photonics and Electronics Lab* (LASPE). Le schéma n'est pas représenté à l'échelle. Les épaisseurs réelles sont données dans le tableau 1.2.

1.2.1 Épitaxie

Les lasers étudiés au cours de cette thèse sont des diodes FP crues et *processées* dans les salles blanches du LASPE (*Advanced Semiconductors for Photonics and Electronics Lab*). Ce laboratoire de l'EPFL, dirigé par le professeur Nicolas Grandjean, est spécialisé dans les matériaux semiconducteurs à grands *gaps* et développe notamment des composants optoélectroniques à base de nitrures (GaN, AlN, InN et leurs alliages). La structure des couches crues par MOVPE est résumée dans le tableau 1.2.

Couche		Matériau	Épaisseur	
Couche de contact		GaN:Mg+	50 nm	
Gaine supérieure		AlGaN:Mg	460 nm	
Guide		GaN:Mg	100 nm	
	Couche de blocage des électrons	AlGaN:Mg	20 nm	
		GaN	38 nm	
	zone active	Puits	InGaN	4 nm
		Barrière	GaN	10 nm
		Puits	InGaN	4 nm
		Barrière	GaN	10 nm
	GaN:Si	150 nm		
Gaine inférieure		AlGaN:Si	1 μm	
Substrat+couche tampon		GaN	300 μm	

TABLE 1.2 – Détail des couches d'épitaxie de la structure présentée sur la figure 1.17.

La zone active est composée de deux puits quantiques en InGaN. Le taux d'indium détermine l'énergie du *gap* et donc la longueur d'onde d'émission (figure 1.2) typiquement comprise entre 400 et 450 nm. La composition barrière/puits peut être de type GaN/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ou $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{In}_{x'}\text{Ga}_{1-x'}\text{N}$ pour les plus grandes longueurs d'onde. Les indices x et x' représentent la fraction molaire d'indium. Les couches sont crues sur un substrat de nitrure de gallium auto-supporté de qualité laser de 300 μm d'épaisseur. Une couche tampon en GaN est crue à basse température entre le substrat et la gaine inférieure. Les premiers substrats utilisés (saphir, SiC) ont des paramètres de maille très différents de celui du GaN (la différence est de 15 % dans le cas du saphir [20]). L'utilisation de cette couche permettait de relâcher les contraintes entre le GaN et le substrat et ainsi de limiter les dislocations dans les couches supérieures. Des performances supérieures sont obtenues par l'utilisation du substrat GaN ayant une faible densité de défauts et une meilleure conductivité thermique et électrique. En outre, les composés à base de GaN sont crus à haute température, ils sont donc intrinsèquement plus stables et robustes que les matériaux II-VI [20]. La couche tampon est cependant toujours utilisée car elle permet de préparer le support en réduisant les rugosités éventuelles présentes à sa surface. Une couche de blocage des électrons (*Electron Blocking Layer* (EBL)) en AlGaN dopé magnésium sert à compenser la différence de mobilité entre les électrons et les trous (plus lourds).

1.2.2 Cavité laser

La cavité FP est obtenue par clivage des facettes. Le dioptre créé à l'interface air/GaN a une réflectivité de l'ordre de 19 %   420 nm mais des couches, notamment diélectriques peuvent être déposés pour des applications particulières.

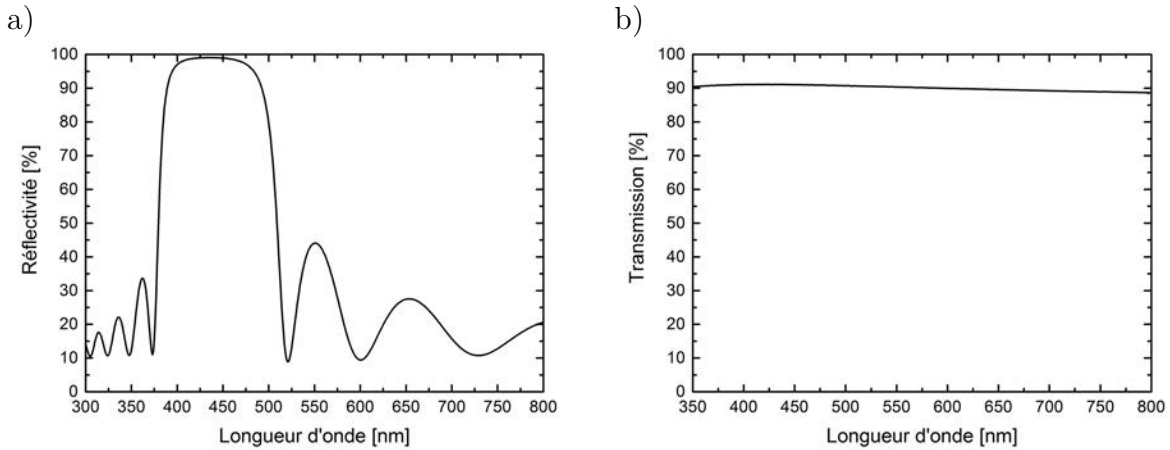


FIGURE 1.18 – a) Courbe de réflectivité du traitement haute réflectivité 7P. b) Courbe de transmission du traitement anti-reflet. Les deux échantillons de référence ont été déposés sur un substrat saphir poli double-face en même temps que les traitements des lasers. Par conséquent, la réflectivité effective des miroirs déposés sur les barrettes est légèrement différente (Mesures réalisées par le LASPE).

Un traitement de type miroir de Bragg comportant 7 paires $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ (7P) assure une réflectivité de l'ordre de 95 %. Un traitement composé de seulement deux paires (2P) permet d'obtenir une réflectivité entre 45 et 60 %. Le but de l'association 7P/2P est de s'assurer que la lumière sera extraite principalement par une des facettes de la barrette laser et que le seuil sera abaissé par rapport à une structure sans traitements. Un traitement anti-reflet (AR) en SiO_2 peut aussi être réalisé. On obtient alors un dispositif de type *Reflective Semiconductor Optical Amplifier* (RSOA) ne présentant par définition pas d'effet laser. Ce dispositif est intéressant lorsqu'on souhaite coupler la diode à une cavité externe pour en modifier les propriétés spectrales. Cette configuration est évoquée dans le chapitre 3 de cette thèse. La figure 1.18 représente des mesures effectuées sur une structure multicouche 7P et un traitement AR. On peut noter la large bande passante du miroir de Bragg ($\simeq 250$ nm) qui ne contribuera donc pas à créer une sélection spectrale. La longueur L_c de la cavité laser est typiquement comprise entre 600 μm et 1 mm. L'ISL d'une DL de longueur 800 μm est d'environ 32 pm (55 GHz) pour une longueur d'onde d'émission de 415 nm.

La structure de type ruban (*ridge*) d'environ 600 nm de hauteur est obtenue par gravure de la gaine supérieure et assure le confinement horizontal (selon X sur la figure 1.17) du mode optique. Une largeur W du guide inférieure à 2 μm garantit le profil monomode transverse (dans le plan X-Y) de l'émission laser [56]. Le confinement vertical (selon Y) est quant à lui assuré par le contraste d'indice guide/gaine.

Une couche dite "de passivation" en SiO_2 assure l'isolation électrique entre la couche de type P (dopage Mg) et l'électrode métallique positive. Une ouverture correspondant à la surface du ruban est pratiquée dans la couche de silice. Ainsi, l'injection des trous et donc les recombinaisons électron/trou sont principalement concentrées au niveau du ruban.

1.2.3 Aspect spectral, *mode clustering*

Les lasers étudiés sont fortement multimodes comme on le voit sur la figure 1.19 qui représente les spectres d'une diode pour différents courants de pompe, normalisés au seuil ($I_{th} = 63\text{mA}$).

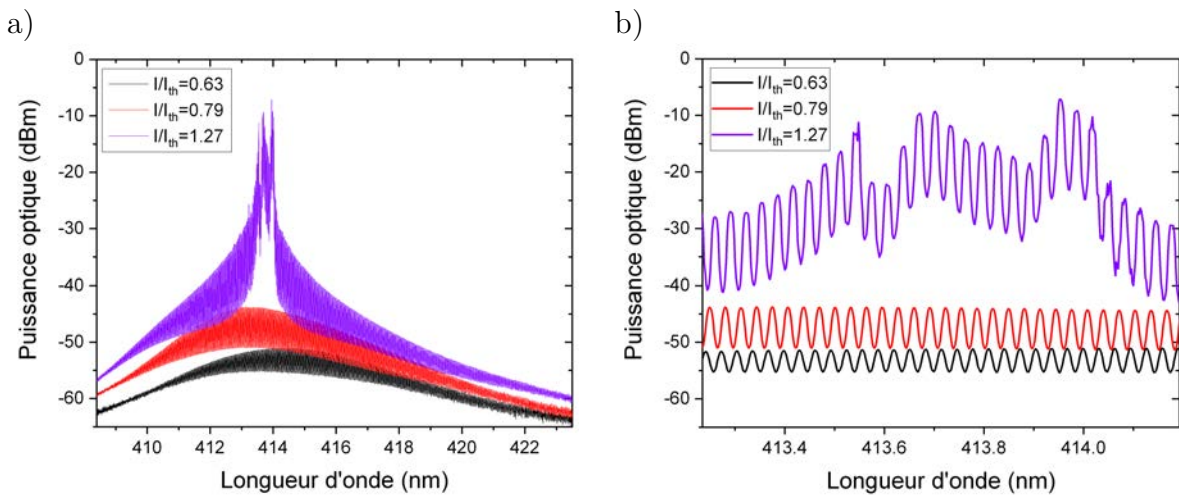


FIGURE 1.19 – a) Spectre d'une DL LASPE décrite précédemment (longueur de cavité $\simeq 792 \mu\text{m}$) et b) vue agrandie des modes centraux, pour différentes valeurs du courant de pompe.

On constate que sous le seuil ($0,63 I_{th}$ et $0,79 I_{th}$) le maximum de la courbe se décale vers les courtes longueurs d'onde à mesure que le courant de pompe augmente. Ce décalage résulte du phénomène d'écrantage du champ électrique décrit à la sous-section 1.1.5. Passé le seuil laser ($1,27 I_{th}$), le comportement reste multimode mais les modes situés

proche du maximum de gain sont amplifiés principalement. L'augmentation de température induit un décalage vers le rouge du maximum de la courbe. L'ISL du laser est évalué expérimentalement à 32 pm. La modulation d'amplitude du spectre optique visible sur la figure 1.19 constitue une caractéristique typique des lasers InGaN. Cette modulation est dans ce cas particulier apériodique et n'apparaît pas sous le seuil.

Sur d'autres lasers étudiés, comme celui dont le spectre est représenté sur la figure 1.20, on constate une modulation cette fois-ci périodique (de période 570 pm) et visible sous le seuil.

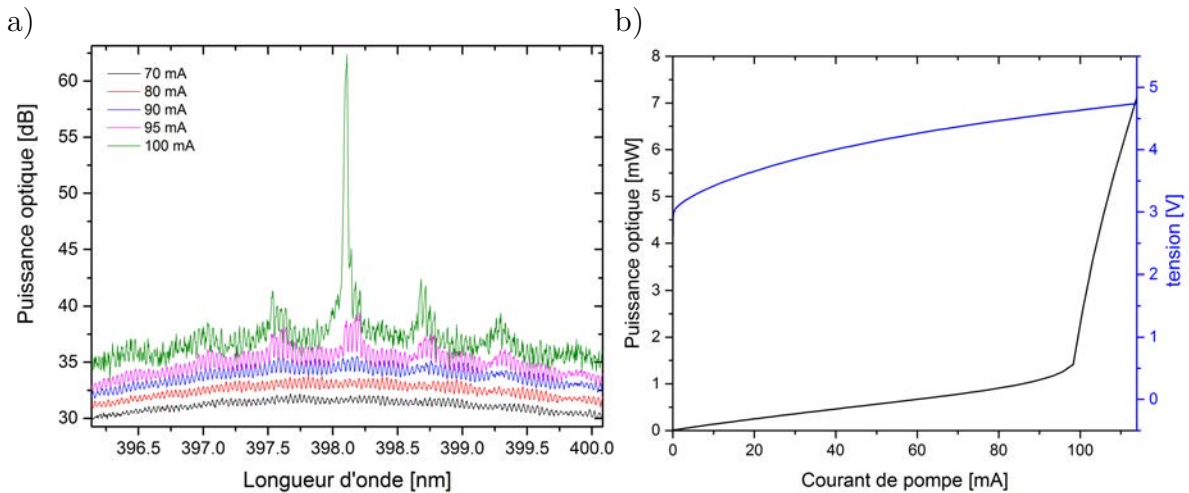


FIGURE 1.20 – a) Spectre d'un laser LASPE dont l'ISL est de 37 pm, présentant une modulation de type *mode clustering* de période 570 pm. b) Puissance optique (courbe noire) et tension (courbe bleue) en fonction du courant de pompe. Le seuil laser correspond à un courant de pompe de 98 mA.

Les modes sont alors regroupés en *clusters* comportant moins d'une dizaine de modes. Ce phénomène, appelé *mode clustering* (MC) dans la littérature, bien que constaté depuis longtemps sur les lasers InGaN, reste mal compris et les explications confuses. Il semble que son origine soit multifactorielle. On peut toutefois tenter de classer les différentes causes possibles.

En 2005, Eischler explique le cas apériodique par la fluctuation de l'épaisseur ou de la composition des puits quantiques [57]. Dans le but de réduire le QCSE très prononcé dans les lasers InGaN et d'augmenter le confinement des porteurs, il convient de réduire autant que possible l'épaisseur des puits (voir 1.1.5). Les puits quantiques sont donc généralement très fins (4 nm dans le cas du laser de la figure 1.19²). La variation d'épaisseur d'une ou deux monocouches, typiquement observée lors du processus d'épitaxie, serait

2. Donnée LASPE

alors suffisante pour moduler le gain de façon importante le long du guide optique. Seuls quelques défauts de ce genre suffisent à moduler spatialement le gain. En outre, les auteurs n'excluent pas la possibilité d'une fluctuation de la composition des puits quantiques. Le gain inhomogène favorise certains modes au détriment d'autres. Dans cette explication, l'influence du substrat est exclue car la même modulation est observée pour deux échantillons crus sur des substrats différents.

En 2008, Meyer *et al.* étudient les spectres de deux types de lasers, l'un crû sur du GaN et possédant par conséquent peu de dislocations et l'autre crû sur du SiC [50]. Dans le second cas, la différence de paramètre de maille entre GaN et SiC entraîne une grande densité de dislocations ($> 10^8 \text{ cm}^{-2}$ [58]). Les courbes extraites des spectres d'électroluminescence (sous le seuil) par la méthode Hakki-Paoli (HP) (cette méthode sera introduite au paragraphe 1.3.1.1), sont présentées sur la figure 1.21.

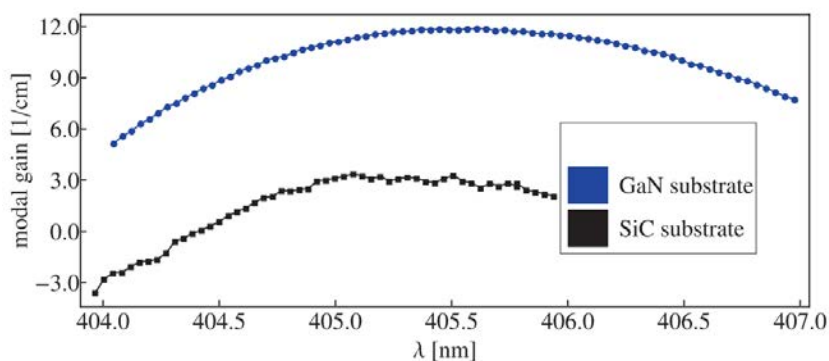


FIGURE 1.21 – Spectres obtenus par la méthode HP de lasers sur substrat GaN et SiC respectivement. Ces courbes sont extraites de la référence [50].

Comme il sera discuté plus tard, ces courbes représentent le gain modal si l'on fait l'hypothèse que les pertes de la cavité sont indépendantes de la longueur d'onde. On peut seulement affirmer que dans ce cas, la nature du substrat (indépendamment de son épaisseur) semble jouer un rôle soit sur le gain soit sur les pertes. La courbe du laser sur SiC présente en effet des fluctuations importantes du gain en comparaison à la courbe du laser sur GaN. Meyer *et al.* ne donnent pas vraiment d'explication convaincante quant à l'origine de ces irrégularités.

Une autre explication du MC est l'existence de sous-cavités à l'intérieur de la cavité principale, qui par interférences constructives ou destructives, modulent le spectre. En 2014, Zeng *et al.* constatent, dans le cas de dispositifs non commerciaux, que le phénomène s'amplifie et que la période des oscillations augmente lorsque les composants vieillissent [19].

Les dislocations présentes dans les lasers à base de GaN [59] pourraient être à l'origine de microfissures. Les contraintes intrinsèques dues à l'épitaxie et les contraintes mécaniques induites par la gravure et le clivage des facettes seraient alors relâchées par la propagation de ces fissures, en amplifiant le phénomène. L'augmentation de la période s'explique par la diminution des longueurs des sous-cavités à mesure que le nombre de fissures croît.

L'existence de modes parasites dans les couches (substrat, couche tampon), dont les indices sont proches de celui du guide, est évoquée par Laino en 2007 [60]. Des observations en champ proche et en champ lointain ont été réalisées sur des lasers tant sur substrat SiC que GaN, montrant l'existence d'ondes stationnaires dans le substrat dues à des fuites d'une fraction des modes optiques. Du recouvrement spatial des modes optiques et des modes de substrat, il résulte un fort couplage qui crée des pertes sur les modes optiques. Les fuites dans le substrat peuvent être réduites par une augmentation de l'épaisseur de la gaine inférieure du guide. Les modes de substrats ne sont plus observés pour une épaisseur de 2 μm et le courant de seuil laser est fortement réduit.

Un phénomène d'oscillation du plasma électron-trou est aussi évoqué comme origine du phénomène du MC [39]. Ces oscillations modulent spatialement le gain dans la cavité et produisent un filtrage des modes longitudinaux.

La détermination de l'origine précise du MC est donc peu aisée. Il faut noter par exemple que la modulation observée peut être une superposition de composantes périodique et aperiodique ou de deux modulations de périodes différentes. L'étude du phénomène de MC, bien que très présent dans le cas des lasers basés sur le GaN, ne constitue pas l'objet de cette thèse. Il était cependant important de le mentionner dans ce paragraphe car les phénomènes étudiés au paragraphe 1.3.3 en sont une conséquence directe.

1.2.4 Durée de vie

Une des principales causes de dégradation des performances de ces composants est appelée en anglais *Catastrophic Optical Damage* (COD) [61] [62, p.59]. Des phénomènes d'absorption ont lieu au niveau des facettes clivées, ce qui entraîne des dommages irréversibles sur la DL. Ce phénomène, d'autant plus présent que l'énergie des photons émis est grande, limite la durée de vie des composants. Dans le cas des lasers à ruban étroit, la densité de puissance optique est importante au niveau des facettes. Le phénomène de COD limite la puissance maximum d'émission à quelques centaines de mW. Contrairement aux lasers

commerciaux qui sont encapsulés et baignés dans un gaz inerte leur assurant une durée de vie compatible avec les applications, la durée de vie des lasers de recherche présentés dans cette thèse se compte en dizaines d'heures.

1.3 Étude expérimentale de lasers InGaN/GaN multimodes

On trouve couramment sur le marché des lasers émettant dans la gamme bleu-violet. Bien que cette filière, basée sur la technologie GaN/InGaN soit récente, les acteurs de ce marché (Nichia, Osram, Samsung, Sony, etc.) sont aujourd'hui en mesure de proposer des sources fiables et compétitives. Cependant, certaines applications comme par exemple le stockage optique [63], les télécommunications optiques dans le domaine visible [8,9,64,65] ou la pico-projection [3] nécessitent que la source laser soit modulée en intensité dans une gamme allant du MHz au GHz, le rapport signal sur bruit constituant le paramètre clé. Une meilleure compréhension de la dynamique des DL InGaN est nécessaire pour améliorer les performances des dispositifs dans lesquelles elles sont intégrées.

Le bruit d'intensité est l'une des observables permettant de mieux comprendre l'impact de la structure du laser sur sa dynamique. En effet, la conception de la cavité (population de photons) et la structure d'épitaxie (population d'électrons) impactent directement les propriétés de bruit.

Les corrélations entre le bruit d'intensité et la dynamique spectrale des diodes laser ont été largement étudiées dans le domaine des longueurs d'onde télécom [66–68] et une classification basée sur leurs origines a été établie [48].

Durant la dernière décennie, plusieurs études portant sur la dynamique spectrale des DL InGaN ont contribué à une meilleure compréhension du phénomène de MC (voir paragraphe 1.2.3). En 2014, Weig et *al.* [69] ont étudié temporellement les phénomènes de sauts de modes dans le cas de DL InGaN. La corrélation existant entre la dynamique spectrale des lasers InGaN et leurs propriétés de bruit d'intensité n'a pas été étudiée, à notre connaissance. Dans cette partie nous étudions expérimentalement cette corrélation dans le cas de DL multimodes produites par le LASPE.

Nous présentons tout d'abord différentes expériences permettant d'extraire les paramètres de ces lasers. Ensuite, une étude détaillée du bruit d'intensité et des propriétés spectrales

est exposée, montrant la corrélation existant entre les différents régimes de fonctionnement des DLs et le RIN. Enfin, l'impact des paramètres principaux est étudié à l'aide d'un modèle analytique simple.

1.3.1 Mesures de gain

Pour mesurer le gain, nous utilisons deux méthodes. La méthode Hakki-Paoli (HP) grâce à laquelle on extrait le gain modal de lasers et la méthode *Variable Stripe Length* (VSL) qui permet de mesurer le gain sur des échantillons non *processés* (c'est-à-dire en sortie d'épitaxie).

1.3.1.1 Méthode Hakki-Paoli

Cette méthode [49, p.282] [70] a été développée par Hakki et Paoli dans les années 70. Considérons une structure laser de type FP telle que celle décrite au paragraphe 1.1.6.1 (figure 1.8). Pour un mode centré à la longueur d'onde λ , on note $k = 2\pi/\lambda$ le module du vecteur d'onde. Le module du champ électrique à l'une de ses extrémités est de la forme :

$$E \propto \frac{1}{1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{(\Gamma g - \alpha_i)L} e^{-2ikL}}, \quad (1.35)$$

On en déduit la puissance :

$$W \propto \frac{1}{1 + R_1 R_2 e^{2(\Gamma g - \alpha_i)L} - 2\sqrt{R_1 R_2} e^{(\Gamma g - \alpha_i)L} \cos(2kd)}. \quad (1.36)$$

On note W_+ et W_- respectivement les maxima (les ondes interfèrent constructivement) et minima (les ondes interfèrent destructivement) de la puissance :

$$W_+ \propto \frac{1}{1 + R_1 R_2 e^{2(\Gamma g - \alpha_i)L} - \sqrt{R_1 R_2} e^{(\Gamma g - \alpha_i)L}}, \quad (1.37)$$

$$W_- \propto \frac{1}{1 + R_1 R_2 e^{2(\Gamma g - \alpha_i)L} + \sqrt{R_1 R_2} e^{(\Gamma g - \alpha_i)L}}. \quad (1.38)$$

On pose

$$r = W_+/W_- = \left(\frac{1 + \sqrt{R_1 R_2} e^{(\Gamma g - \alpha_i)L}}{1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{(\Gamma g - \alpha_i)L}} \right)^2. \quad (1.39)$$

En supposant connues les pertes internes α_i et les réflectivités des miroirs, on peut alors exprimer le gain modal Γg en utilisant l'équation suivante :

$$\boxed{\Gamma g - \alpha_i = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{\sqrt{r} - 1}{\sqrt{r} + 1} \right)}. \quad (1.40)$$

La restriction majeure quant à l'utilisation de cette méthode est que les spectres utilisés doivent être obtenus sous le seuil, en régime d'émission spontanée amplifiée (soit entre la transparence et le seuil). L'émission spontanée est simplement filtrée par les modes FP de la cavité. On peut donc extraire la courbe de gain. Au-delà du seuil, l'émission stimulée devient dominante. Avec l'augmentation du taux de pompage, le mode correspondant au pic de gain voit son intensité augmenter tandis que les modes latéraux saturent. L'enveloppe spectrale prend une forme lorentzienne (en première approximation) [48]. En pratique, on mesure les amplitudes W_+ d'un maximum et W_- d'un minimum consécutifs (voir figure 1.22) pour chaque longueur d'onde correspondant à un mode pour en déduire la courbe de gain.

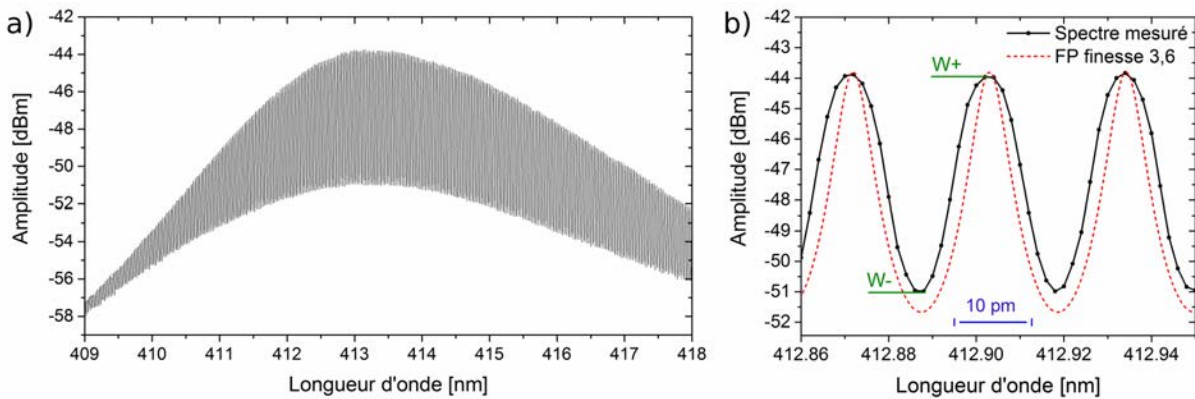


FIGURE 1.22 – a) Spectre d'une DL LASPE sous le seuil laser (longueur de cavité $\simeq 792 \mu\text{m}$). b) Agrandissement de la figure a). Pour chaque mode on mesure le maximum de puissance W_+ et le minimum W_- . On en déduit le gain modal par application de la formule 1.40. La courbe en pointillés rouge représente la transmission d'un FP passif (sans gain) de finesse 3,6.

Une deuxième limitation de la méthode est liée à une trop grande finesse de la cavité FP. Dans ce cas, le contraste entre les niveaux des maxima et des minima peut être supérieur à la dynamique de mesure de l'analyseur de spectre optique (*optical spectrum analyzer*) (OSA) et les niveaux des minima se situer sous la limite de détection.

L'appareil doit en outre avoir une résolution suffisante pour bien séparer les modes. La courbe en pointillés rouge sur la figure 1.22 b) représente la transmission théorique d'un FP passif (sans gain) de réflectivités $R_1 = 0,19$ et $R_2 = 0,95$ identiques à celles des facettes du laser mesuré. La largeur mesurée des pics est du même ordre de grandeur que celle de la courbe théorique (environ 10 pm), cette largeur correspondant à la résolution de l'OSA. Une résolution correspondant à un tiers de l'ISL est suffisante pour extraire le gain modal par la méthode HP.

La figure 1.23 représente le spectre de gain modal $\Gamma g(\lambda)$ d'un laser LASPE obtenu pour trois valeurs du courant de pompe.

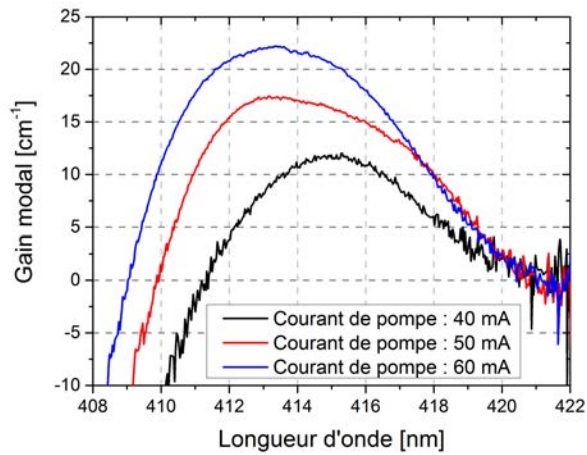


FIGURE 1.23 – Gain modal (Γg) obtenu par la méthode HP d'un laser LASPE dont le spectre est représenté sur la figure 1.19 pour trois valeurs du courant de pompe sous le seuil laser. Les pertes internes sont grossièrement estimées à 40 cm^{-1} .

La valeur des pertes internes a été estimée à 40 cm^{-1} pour tenir compte du fait que le gain doit tendre vers zéro aux grandes longueurs d'onde car la densité d'états électroniques diminue quand l'énergie augmente. Il convient de noter que la figure 1.23 représente le gain linéaire qui diffère du gain disponible pour l'effet laser. En effet, en régime laser le gain devient dépendant de la puissance optique via les effets de saturation non-linéaire du gain décrits au paragraphe 1.1.6.1.

1.3.1.2 Méthode *Variable Stripe Length*

La technique *Variable Stripe Length* (VSL) permet de déterminer le spectre de gain d'un échantillon en sortie d'épitaxie, avant traitement en salle blanche. Le milieu est pompé optiquement par un laser pulsé émettant dans l'UV, en éclairant une bande sur l'échantillon. Le principe de la méthode est présenté sur la figure 1.24. Le laser de pompe ainsi que le montage permettant la mise en forme du faisceau sont identiques à ceux utilisés pour le pompage des échantillons caractérisés au paragraphe 2.4.3.2. La figure 2.51 en présente les détails. La bande obtenue a une largeur d'environ $30 \mu\text{m}$. Sa longueur peut être ajustée en occultant une partie du faisceau grâce à un obturateur monté sur une platine de translation. L'échantillon sous test est clivé de façon à obtenir une facette par laquelle on collecte le signal directement grâce à une fibre optique large cœur ($600 \mu\text{m}$). L'émission spontanée amplifiée (ASE) émise par la face clivée est collectée et analysée

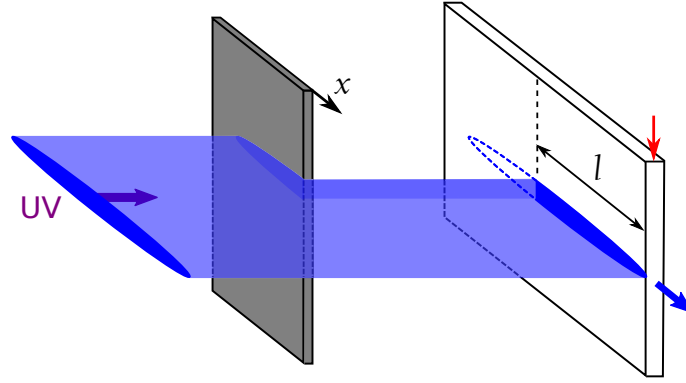


FIGURE 1.24 – Principe de la mesure de gain par la méthode VSL. L'échantillon (en blanc), clivé selon la flèche rouge est éclairé par un laser de pompe UV, pulsé, sur une longueur l qui peut être ajustée en déplaçant un obturateur (en gris) selon la direction x . Le signal émis par l'échantillon (représenté par une flèche bleue) est collecté directement grâce à une fibre optique.

pour différentes valeurs de la longueur L de la zone éclairée. La relation entre les intensités de l'émission spontanée I_s et de l'ASE amplifiée sur une longueur l donnée par [71, 72]

$$I(l) = \frac{I_s}{g_{mod}} [e^{g_{mod}l} - 1], \quad (1.41)$$

donne accès au gain modal net $g_{mod} = \Gamma g - \alpha_i$. On éclaire successivement l'échantillon sur une longueur L puis $2L$. Si on pose $r = I(2L)/I(L)$, le gain s'écrit simplement :

$$g_{mod} = \frac{1}{L} \ln(r - 1). \quad (1.42)$$

La figure 1.25 représente le gain modal net obtenu par la méthode VSL dans le cas d'un échantillon de structure laser décrite au paragraphe 2.4.1.

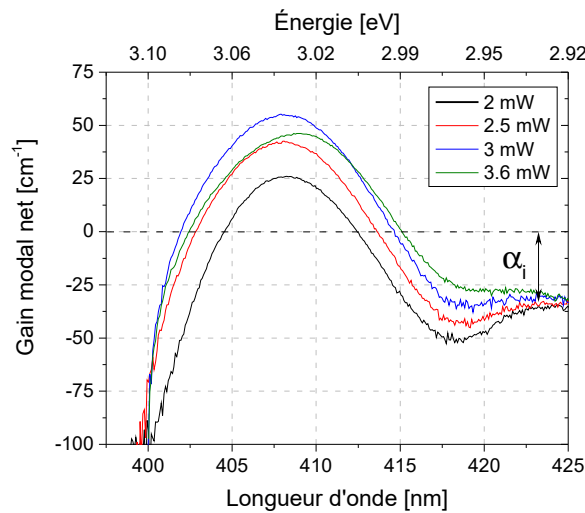


FIGURE 1.25 – Spectre de gain modal net ($\Gamma g - \alpha_i$) d'un échantillon non *processé* obtenu par la méthode VSL.

Ces résultats sont obtenus avec l'aide de Camille Haller, doctorante au LASPE. L'intérêt principal de cette méthode est qu'elle ne requiert pas l'utilisation d'un appareil de mesure ayant une grande résolution spectrale. Toutefois, la précision de la méthode est intrinsèquement liée au positionnement de l'obturateur et à la stabilité de la puissance entre deux mesures.

La méthode $(L, 2L)$ permet d'utiliser une solution analytique exacte (équation 1.42) pour calculer le gain cependant, dans la référence [72] Lange et *al.* en soulignent l'imprécision. En effet, le saut d'indice à l'extrémité de la bande éclairée induit une certaine réflectivité et une partie de l'ASE est réfléchi. Il en résulte une déplétion des porteurs induisant une saturation prématurée du gain et une sous estimation de la valeur mesurée. Ces effets de saturation sont d'autant plus importants que la longueur L est grande. Lange et *al.* proposent une méthode (L, xL) , où $x > 1$ et montrent qu'il existe une valeur de x optimale dépendante de la longueur d'onde. La contrepartie de l'augmentation de précision des mesures est la nécessité de résoudre le problème numériquement. Les résultats obtenus par la méthode VSL présentés sur la figure 1.25 ne peuvent être exploités que de façon qualitative. Un affinement de la méthode est en effet nécessaire.

Les échantillons utilisés dans les deux méthodes ont des structures d'épitaxie proches mais la comparaison des résultats est peu aisée car les deux méthodes ont des buts différents. La méthode HP s'utilise pour caractériser les structures à pompage électrique du type de celle qui sont présentées dans cette partie. La méthode VSL sera plutôt utilisée en amont, pour caractériser par pompage optique les structures laser en sortie d'épitaxie telles que celles présentées au chapitre 2.

De ces deux études, on peut toutefois extraire des informations importantes sur le gain. La largeur spectrale à prendre en compte, c'est-à-dire la zone où le milieu présente du gain, varie de 7 à 10 nm. Sur la figure 1.23, on peut estimer la courbure de la courbe de gain $co = 0,99 \text{ nm}\sqrt{\text{cm}}$, pour un courant de pompe de 60 mA. La longueur d'onde d'émission des lasers se situe vers 413 nm et vers 407 nm pour les structures non *processées*.

On peut également noter que les pertes internes sont du même ordre de grandeur dans les deux cas : $\alpha_i \simeq 40 \text{ cm}^{-1}$ par la méthode HP (valeur proche de celle mesurée dans la référence [73]) et $\alpha_i \simeq 33 \text{ cm}^{-1}$ par la méthode VSL.

Dans le cas d'un laser *processé*, le recouvrement entre la zone de gain et le mode optique

est optimisé. Dans le cas de la méthode VSL, le recouvrement est plus difficile à évaluer à cause de la répartition gaussienne de l'intensité sur la largeur de la bande (30 μm). Les différences de valeurs de gain mesurées pourraient donc s'expliquer par une différence notable du facteur de confinement.

Enfin, il est difficile d'établir une correspondance entre les taux de pompage des deux méthodes. Dans le cas de la méthode VSL, celui-ci dépend fortement de la répartition de l'intensité dans la bande pompée.

1.3.2 Autres paramètres

Le tableau 1.3 résume les paramètres qui alimentent le modèle analytique, présenté au paragraphe 1.4. Ils sont mesurés (*), fournis par le LASPE (**), ou extraits de la littérature (référence). Les autres paramètres sont calculés ci-dessous.

Paramètre	Valeur
Longueur d'onde d'émission	$\lambda_0 = 414 \text{ nm}^*$
Largeur du ridge	$l = 2,7 \pm 0,5 \mu\text{m}^*$
Longueur de la cavité	$L_c = 792,2 \pm 4 \mu\text{m}^*$
Épaisseur de la zone active	$e = 14 \text{ nm}$ (deux puits quantiques de 7 nm d'épaisseur) **
Volume de la zone active	$V_{act} \simeq 30 \mu\text{m}^3$
ISL	$32 \pm 2 \text{ pm}$ ou $55,5 \text{ GHz}$ (à 414 nm) *
Facteur de confinement	$\Gamma = 0,043^{**}$
Courant de seuil laser	$I_{th} = 63 \text{ mA}^*$
Indice de groupe effectif	$n_{gr} = 3,40 \pm 0,02$ à 414 nm *
Nombre de porteurs au seuil	$N_{th} = 7,651 \cdot 10^8$
Temps de vie des porteurs	$\tau_e = 2,432 \text{ ns}$
Taux de recombinaison des porteurs	$\gamma_e = 411,2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$
Facteur d'émission spontanée	$\beta = 4,66 \cdot 10^{-5}$
Taux d'émission spontanée	$R_{sp} = 2,728 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$
Gain différentiel	$G_N = 3565 \text{ s}^{-1}^*$
Moment dipolaire	$R_{cv} = 4,2 \cdot 10^{-29} \text{ Cm}$ [69]
Coefficient matériau de recombinaison Shockley-Read-Hall	$A_{SRH} = 4,2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ [34]
Coefficient matériau d'émission spontanée	$B_{spont} = 3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [34]
Coefficient matériau de recombinaison Auger	$C_{Auger} = 4,5 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ [34]

TABLE 1.3 – Paramètres des lasers utilisés pour le modèle analytique. * paramètres mesurés. ** données fournies par le LASPE.

Il faut noter cependant que les mesures sont effectuées sur des échantillons de DL différents

mais de nature similaire. Les paramètres donnés dans ce chapitre permettent de définir une structure laser GaN générique sans prétendre représenter un composant en particulier.

Indice de groupe effectif

Il est obtenu à partir du spectre sous le seuil laser et de l'expression de l'ISL (équation 1.12). La méthode est la suivante. La valeur maximum de chaque pic est extraite sur le spectre de la figure 1.19. Pour chaque mode, un ISL moyen sur 100 modes est calculé. Par régression polynomiale d'ordre 2, on obtient l'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde (figure 1.26).

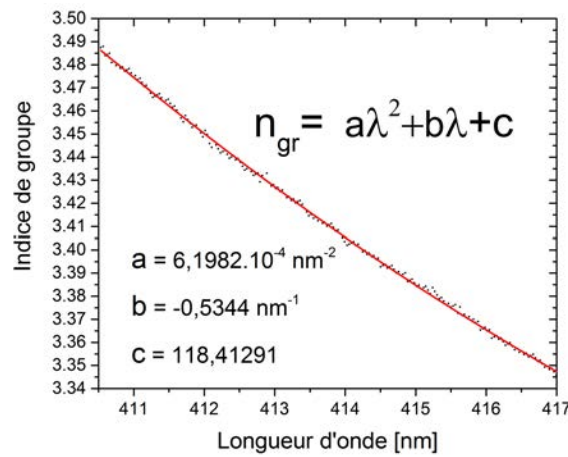


FIGURE 1.26 – Dispersion de l'indice de groupe et approximation parabolique (courbe en rouge).

Pour la longueur d'onde d'émission $\lambda_0 = 414 \text{ nm}$ l'indice de groupe est $n_{gr} = 3.40 \pm 0,02$.

Efficacité d'injection

L'efficacité d'injection représente la fraction de porteurs injectés dans la zone active. Connaissant les pertes, il peut être déduit de la courbe représentant la puissance optique en fonction du courant, au dessus du seuil :

$$W = \eta \left(\frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \right) \frac{h\nu}{q} (I - I_{th}). \quad (1.43)$$

Ce paramètre dépendant fortement du type de composant étudié, nous choisirons la valeur $\eta = 0,8$ couramment rencontrée dans la littérature [33, p.48].

Nombre de porteurs au seuil

L'équation d'évolution des porteurs (1.15b) évaluée au seuil, c'est-à-dire pour un courant

de pompe I_{th} , en régime stationnaire ($dN/dt = 0$) et en négligeant l'émission stimulée ($\sum_i G_i P_i \simeq 0$), permet d'estimer le nombre de porteurs au seuil :

$$N_{th} = \frac{\eta I_{th}}{q\gamma_e} \quad (1.44)$$

Le taux de recombinaison des porteurs est donné par la formule 1.1. Les coefficients de recombinaison sont obtenus à partir des paramètres matériaux (tableau 1.3) :

$$A = A_{SRH} = 4,2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}, \quad (1.45a)$$

$$B_r = B_{spont}/V_{act} = 0,1 \text{ s}^{-1} \text{ et} \quad (1.45b)$$

$$C = C_{Auger}/V_{act}^2 = 0,5 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}. \quad (1.45c)$$

En combinant les équations 1.44 et 1.1 évaluées au seuil, on élimine γ_e et on obtient une équation du troisième degré en N_{th} qui permet d'estimer le nombre de porteurs au seuil :

$$\boxed{N_{th} = 7,651 \cdot 10^8}.$$

Temps de vie des porteurs

Le nombre de porteurs au seuil nous donne directement le temps de vie des porteurs le taux de recombinaison associé par application de l'équation 1.1 : $\boxed{\tau_e = 2,432 \text{ ns}}$, $\boxed{\gamma_e = 411,2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}}$.

Nombre de porteurs à la transparence

Une estimation du nombre de porteurs à la transparence est donnée dans la référence [20, p.26]. Nous utiliserons la valeur approximative $\boxed{N_0 = 3/4 N_{th}}$, communément rencontrée dans la littérature.

Gain différentiel

Expérimentalement la fréquence de relaxation pour un courant de pompe donné est obtenue en mesurant le RIN (voir paragraphe 1.1.7.3). Celui-ci présente en effet un maximum dont la fréquence est proche de la fréquence de relaxation. Des mesures obtenues pour un laser LASPE sont présentées sur la figure 1.27.

La connaissance de la pente de la courbe permet de déterminer le gain différentiel par rapport au nombre de porteurs en utilisant la relation 1.11 :

$$\left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \frac{G_N}{q} \eta = 0,450 \pm 0,015 \text{ GHz}^2 \text{ mA}^{-1}. \quad (1.46)$$

D'où $\boxed{G_N = 3565 \pm 119 \text{ s}^{-1}}$.

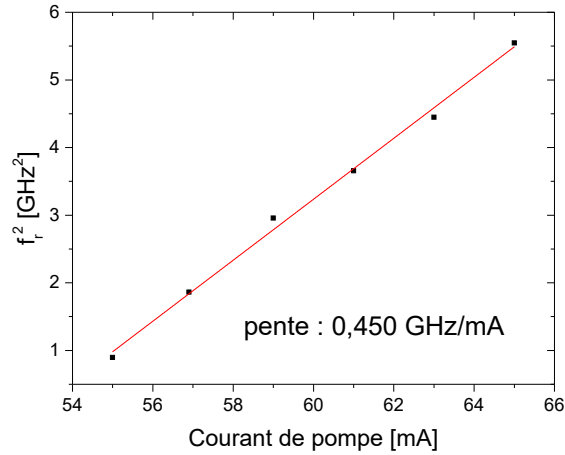


FIGURE 1.27 – Évolution du carré de la fréquence de relaxation en fonction du courant de pompe d'un laser LASPE multimode.

Taux d'émission spontanée

Comme il est précisé au paragraphe 1.1.6.1, seule une fraction de l'émission spontanée est effectivement couplée dans un mode optique. Le taux de recombinaison spontanée s'écrit alors $R_{sp} = \beta B_r N^2$ où β est le facteur d'émission spontanée [74]. Sa valeur est obtenue à partir du gain différentiel [75] :

$$\beta = \frac{a\Gamma v_{gr}}{B_r V N} \quad (1.47)$$

et

$$R_{sp} = a\Gamma v_{gr} N = G_n N \quad (1.48)$$

On obtient $\beta = 4,66 \cdot 10^{-5}$ et $R_{sp} = 2,728 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$.

1.3.3 Impact des sauts de modes sur le bruit d'intensité

Dans ce paragraphe, nous étudions, de façon détaillée, la dynamique spectrale et son impact sur le bruit d'intensité des lasers LASPE décrits au paragraphe 1.2. Au cours de l'étude statique, nous étudions les phénomènes découlant du caractère fortement multi-mode de ces structures puis nous poursuivons par une étude dynamique des propriétés de bruit du laser.

1.3.3.1 Montage expérimental

Le montage expérimental de caractérisation des lasers est présenté sur la figure 1.28.

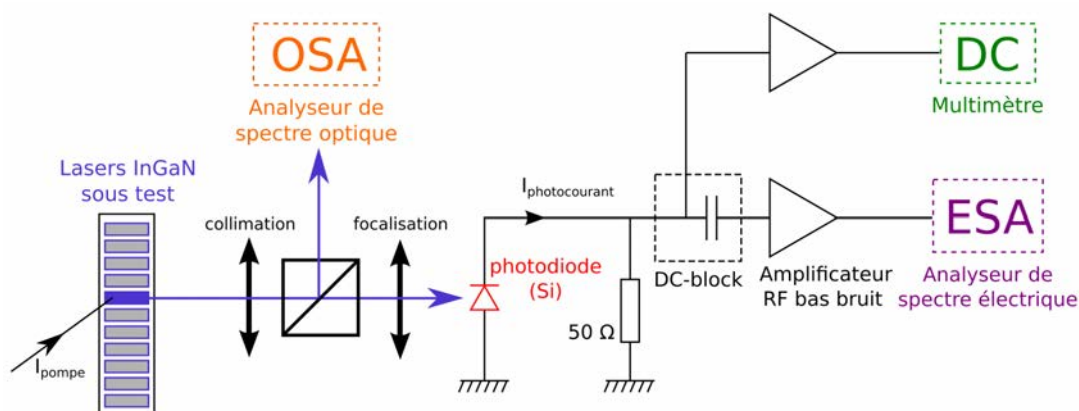


FIGURE 1.28 – Montage expérimental pour la mesure simultanée du RIN, du spectre optique et de la puissance totale du laser. La chaîne de mesure est la suivante : Photodiode Hamamatsu S9055 (Bande passante (BP) : 2 GHz) ; Amplificateur RF Femto HSA-Y-2-20 (BP : 10 kHz – 2 GHz, Gain : 20 dB) ; Analyseur de spectre électrique (ASE) Rhode&Schwartz FSW8 (BP : 8 GHz) ; Analyseur de spectre optique (OSA) Advantest Q8381 (Résolution : 100 pm).

Les lasers sous test sont les structures Fabry-Perot décrites au paragraphe 1.2. Ils sont alimentés électriquement par pointe. Le faisceau étant très divergent³, il est collecté et focalisé par une lentille de courte focale ($f = 4$ mm). Une partie du faisceau est envoyée vers un OSA tandis que l'autre est focalisée sur une photodiode au silicium qui génère un photocourant. Un *DC-block* sépare la tension obtenue aux bornes d'une résistance de 50Ω . La composante continue est mesurée par un multimètre et la composante variable par un ASE après amplification par un amplificateur RF bas bruit. On peut ainsi mesurer simultanément et de façon automatique la puissance optique, le spectre optique et le spectre de bruit, en fonction du courant de pompe. La bande-passante RF de la chaîne de mesure globale permet une étude sur la plage 10 kHz-2 GHz, le bruit mesuré dans la bande de fréquences inférieures à 10 kHz étant, quant à lui, majoritairement dû à l'alimentation électrique.

1.3.3.2 Étude statique

La figure 1.29 a) présente l'évolution de la puissance optique totale du laser, en fonction du pompage électrique. Pour chaque point de fonctionnement le spectre optique est mesuré en utilisant un OSA d'une résolution de 100 pm. Elle est insuffisante pour résoudre l'écart entre les modes FP de la cavité dont l'ISL est d'environ 32 pm mais nous permet d'accéder à l'enveloppe du spectre.

3. $\simeq 6^\circ$ parallèlement au plan des couches d'épitaxie et $\simeq 20^\circ$ perpendiculairement.

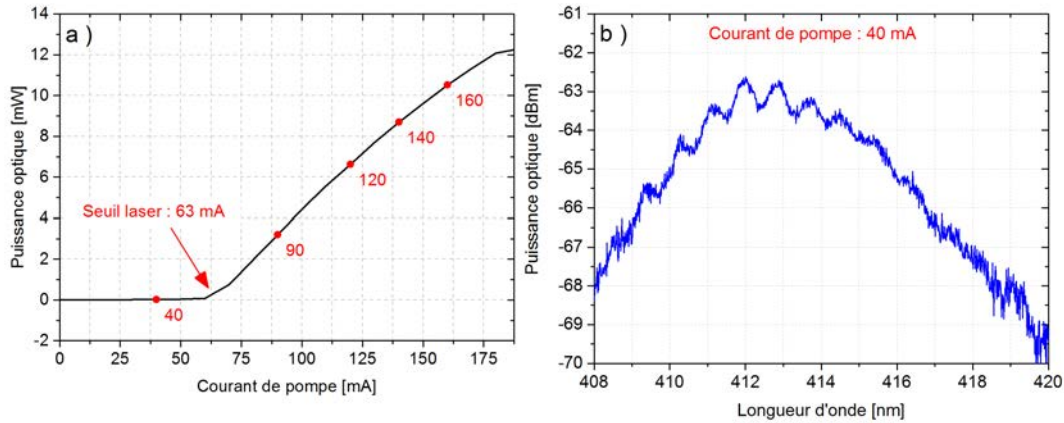


FIGURE 1.29 – Comportement statique du laser. a) Puissance optique en fonction du courant de pompe. b) Spectre optique mesuré avant le seuil.

L'émission laser débute lorsque le courant de pompe atteint $I_{th} = 63$ mA. Pour un taux de pompage inférieur, le laser est en régime d'émission spontanée amplifiée. Le spectre correspondant au point de fonctionnement $I = 40$ mA (figure 1.29 b)) présente une modulation dont la période est d'environ 800 pm soit 25 fois l'ISL naturel de la cavité. L'origine de ce phénomène pourrait être l'existence d'une cavité due à la lentille de collimation mais l'utilisation d'un traitement anti-reflet sur la lentille permet d'exclure cette éventualité et d'affirmer qu'il s'agit d'une caractéristique intrinsèque au composant. Nous attribuons cette modulation au phénomène de MC discuté précédemment (1.2.3) [69], dans lequel les modes sont regroupés dans des *clusters* de modes longitudinaux.

Passé le seuil, la courbe 1.29 a) présente la dépendance linéaire typique d'un laser. Cette courbe ne permet cependant pas de rendre compte de la riche dynamique spectrale visible sur les figures 1.30 qui présentent les spectres mesurés pour les quatre points de fonctionnement notés sur la figure 1.29 a). Malgré la résolution insuffisante, on peut supposer que chaque cluster contient peu de modes (probablement moins d'une dizaine) comme semble l'indiquer la figure 1.20 a) obtenue en utilisant un OSA de meilleure résolution. Sur ces spectres (figure 1.30), on peut voir que selon le taux de pompage, le laser émet principalement soit sur un *cluster* (figures a) et c)) soit sur deux (figures b) et d)), les *clusters* principaux dominant les *clusters* latéraux d'environ 23 dB.

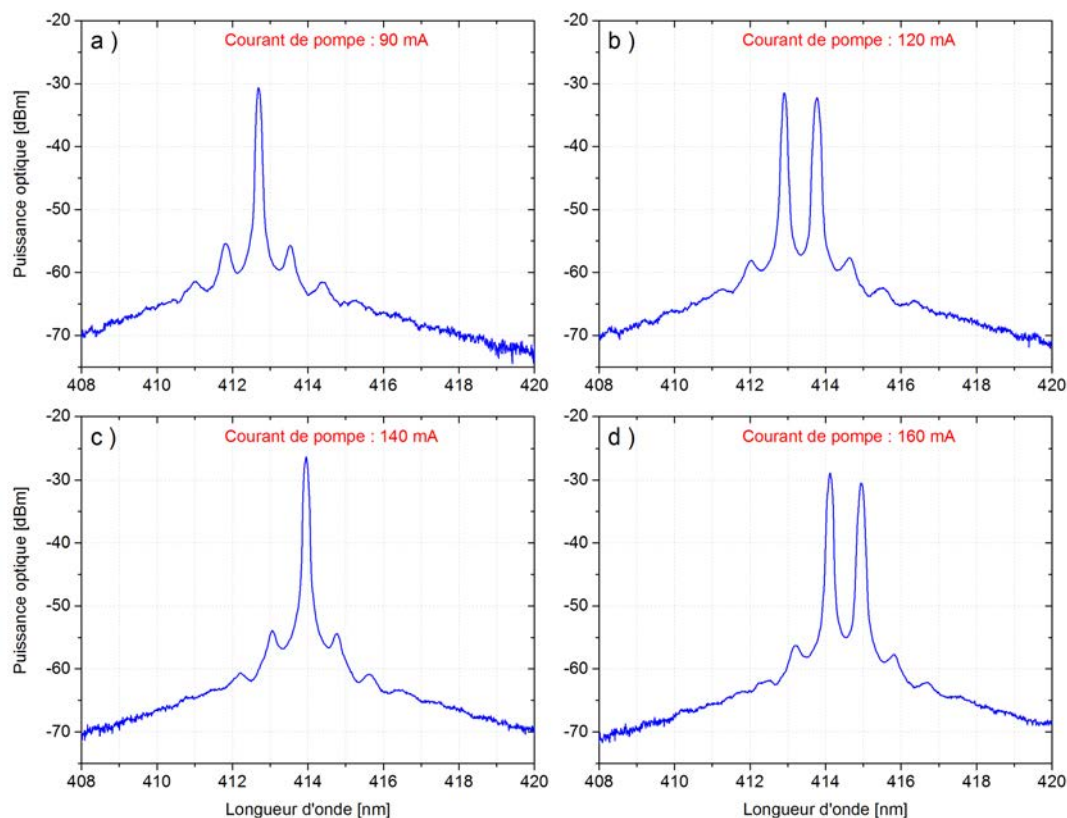


FIGURE 1.30 – Spectres correspondant aux points de fonctionnement au dessus du seuil notés sur la figure 1.29 montrant un comportement monocluster (a et c) ou bicluster (b et d)

L'alternance entre les deux régimes que nous appellerons *monocluster* et *bicluster* est bien visible sur la figure 1.31 où chaque *cluster* est représenté par une ligne foncée.

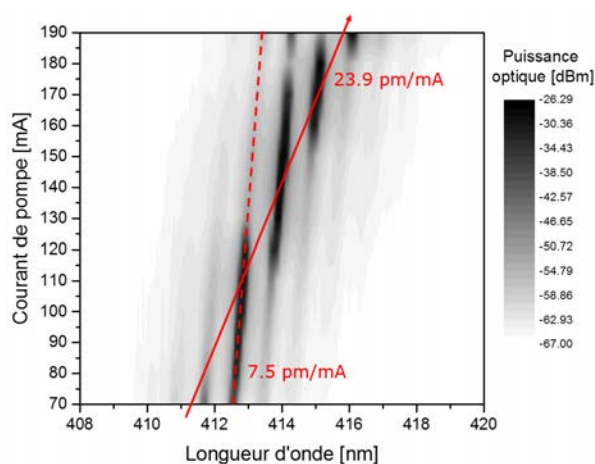


FIGURE 1.31 – Puissance optique d'une DL InGaN/GaN (voir paragraphe 1.2) en fonction de la longueur d'onde et du courant de pompe.

Deux tendances y sont identifiables. La première est une variation de la longueur d'onde de chaque cluster de 7,5 pm/mA. Cette pente s'explique par la variation de l'indice de

réfraction avec la température interne du laser [76]. La deuxième est un décalage vers le rouge de la courbe de gain selon une pente plus prononcée de 23,9 pm/mA [50]. En effet, l'énergie du *gap* des semiconducteurs diminue quand la température augmente [77]. Tous les porteurs injectés ne contribuant pas à la puissance optique, la température augmente avec le courant de pompe [49, p.146].

Le rapport de 3,2 entre les deux pentes est de l'ordre de grandeur de ce qui est communément observé dans les diodes laser à base de GaN [76]. Le fait que le gain soit plus sensible à la température que les *clusters* eux-mêmes explique les sauts discontinus d'un *cluster* à l'autre lorsque le taux de pompage est modifié. La dépendance en courant du spectre (via la température) et l'écartement spectral entre les *clusters* induit par le MC expliquent l'alternance entre les comportements *mono* et *biclusters* constatés. Une représentation schématique de ce phénomène dans le cas d'un laser bimode est présentée sur la figure 1.14. Dans l'étude dynamique, nous allons montrer que ce comportement spectral impacte fortement la dynamique du bruit d'intensité.

1.3.3.3 Étude dynamique

L'étude spectrale précédente rend compte du comportement statique du laser, c'est-à-dire sur une période longue par rapport à sa dynamique temporelle. Les phénomènes plus rapides comme par exemple la relaxation des porteurs ou l'échange d'énergie entre deux modes (sauts de modes) peuvent être mis en évidence par l'étude du RIN en fonction des fréquences de Fourier.

Dans ce paragraphe, nous réalisons cette étude pour les 4 points de fonctionnement particuliers identifiés sur la figure 1.29 a) pour lesquels nous avons enregistré simultanément le spectre et le RIN en régime laser (figure 1.32).

Cette étude est menée sur la gamme 1 MHz – 1 GHz. La bande 0 Hz – 1 MHz où les bruits électroniques dus à l'alimentation électrique sont majoritaires, n'est pas prise en compte. Passé le seuil ($I = 90$ mA), le spectre ne présente qu'un seul *cluster*. La courbe de RIN correspondante présente une zone où le RIN est constant (-145 dB/Hz) jusqu'à environ 1 GHz suivie d'un pic aigu, signature des oscillations de relaxation. Ces caractéristiques sont proches de celles d'un laser de classe B monomode (voir figure 1.13). Le pic de relaxation est peu visible car sa fréquence centrale est hors de la bande passante de notre montage.

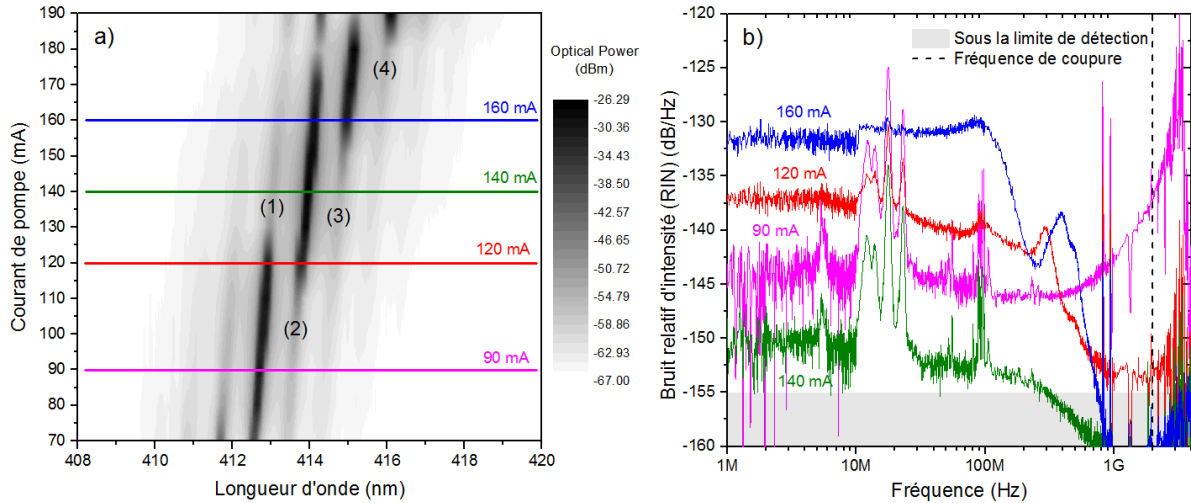


FIGURE 1.32 – a) Évolution du spectre en fonction du courant de pompe au-dessus du seuil. b) Mesures de RIN pour quatre points de fonctionnement révélant les sauts de mode. Les pics visibles entre 10 et 25 MHz et à 100 MHz et 1 GHz sont des artefacts dus à des perturbations électromagnétiques du montage.

Pour des courants de pompe plus élevés le pic se déplace dans le sens des fréquences croissantes et n'est plus visible sur la figure.

Pour un courant de pompe de deux fois le seuil ($I = 120 \text{ mA}$), le laser adopte un fonctionnement *bicluster*. La courbe de RIN présente alors un profil lorentzien (voir figure 1.16 b)) avec une fréquence de coupure se situant aux alentours de 150 MHz. Le niveau du RIN entre 1 et 300 MHz augmente d'environ 5 dB par rapport au point de fonctionnement précédent.

Si l'on augmente le courant de pompe jusqu'à $I = 140 \text{ mA}$, le décalage vers le rouge de la courbe de gain favorise le mode 2 par rapport au mode 1 et le laser adopte de nouveau un régime *monocluster*. On observe alors une baisse importante du niveau de RIN à basse fréquence qui franchit la barre des -150 dB/Hz .

Enfin, vers deux fois et demi le seuil ($I = 160 \text{ mA}$), le laser opère une nouvelle transition vers le régime *bicluster*. On retrouve le profil lorentzien avec une très forte augmentation du niveau de RIN à basse fréquence de l'ordre de 20 dB par rapport au cas précédent. La fréquence de coupure se situe aux alentours de 150 MHz.

La présence d'un pic de résonance aux environs de 200 MHz se manifeste systématiquement en fonctionnement *bicluster* ($I = 120 \text{ mA}$ et $I = 160 \text{ mA}$), montrant un échange préférentiel d'énergie à cette fréquence. Ce type de comportement a été observé dans d'autres types de lasers à semiconducteurs et est attribué à un bruit d'antiphase partiel [78–80], lié à une corrélation incomplète entre les modes. Un bruit d'antiphase cohé-

rent n'aurait pas été observé sur le RIN total [68].

La figure 1.33 b) résume la dynamique spectrale du laser en fonction du courant de pompe. Les clusters sont traités indépendamment et chaque point représente la puissance intégrée sur la largeur spectrale du cluster [49, p.46].

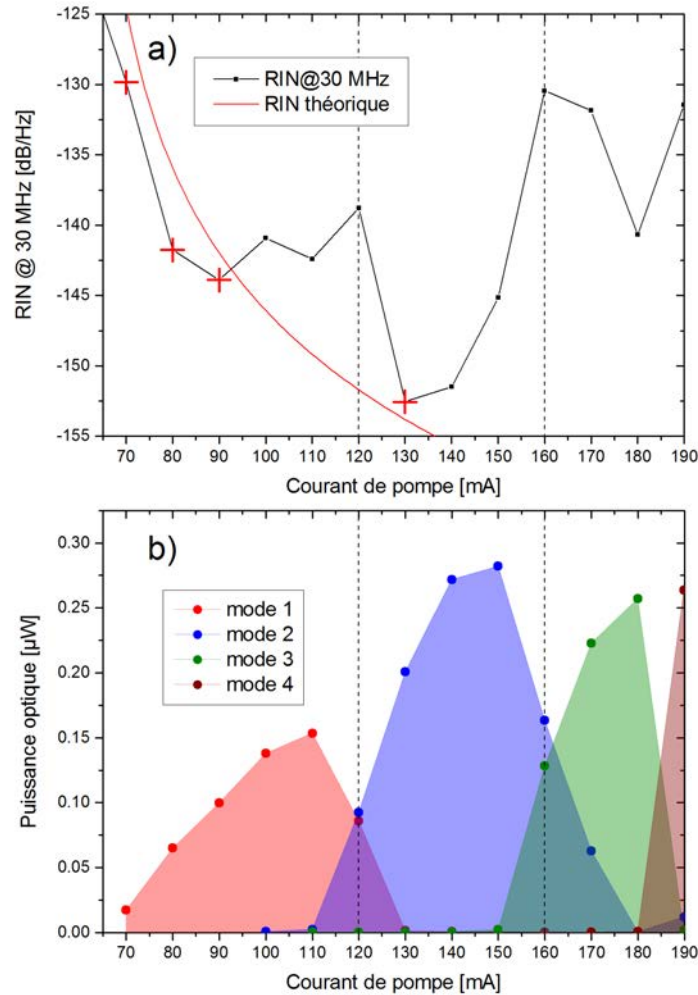


FIGURE 1.33 – a) RIN en fonction du courant de pompe à la fréquence de 30 MHz. La courbe en rouge correspond à la fonction $RIN \propto \left(\frac{I}{I_{th}} - 1\right)^{-3}$. Les croix rouges indiquent les points où le spectre présente un seul cluster. b) Puissance de chaque mode (puissance optique intégrée sur la largeur spectrale du mode).

La figure 1.33 a) donnant la valeur du RIN pour une fréquence fixe de 30 MHz est mise en regard de la précédente afin de mettre en évidence la forte corrélation qui existe entre le RIN total et le rapport des puissances de deux *clusters* successifs. En effet, on y constate une décroissance en $1/I^3$ matérialisée par la courbe rouge correspondant aux périodes de fonctionnement *monocluster* du laser. Une remontée du bruit est visible à chaque fois que le laser bascule en fonctionnement *bicluster*. On a donc affaire à un régime *bicluster* bi-stable selon la classification définie au paragraphe 1.1.7.4. La dynamique du laser pré-

sente finalement un comportement comparable à celui d'un laser alternant des phases de fonctionnement monomode et bimode, les remontées de bruit étant dues à la compétition de modes [67] pendant la phase bimode. En fonctionnement bicluster, le maximum de la courbe de gain se situe entre les deux clusters (voir figure 1.14). L'émission spontanée va favoriser alternativement l'un puis l'autre [81]. Par analogie au laser bimode, dans la suite, nous parlerons de sauts de modes pour caractériser ce phénomène de compétition entre les deux *clusters*. Cette analogie peut en outre se justifier si l'on considère que chaque *cluster* est uniquement constitué d'une dizaine de modes longitudinaux.

Il est donc clair que la compétition entre *clusters* génère du bruit en excès. Toutefois, son existence nécessite un commentaire car si l'on considère deux modes d'amplitudes égales, l'échange d'énergie de l'un à l'autre ne devrait impliquer aucune variation de la puissance totale mesurée, au cours du temps. Les fluctuations observées dans la puissance totale du laser au cours du temps ne peuvent s'expliquer que s'il existe une dissymétrie de puissance entre les *clusters* [82].

Le profil lorentzien du RIN du laser en régime *bicluster* signifie que le phénomène de saut de modes suit un processus de Poisson, c'est-à-dire que chaque saut de mode survient de façon temporellement aléatoire indépendamment des événements précédents.

Pour appuyer l'étude expérimentale et valider les hypothèses énoncées, nous introduisons un modèle analytique simple dont le but est de modéliser le RIN d'un laser bi-mode. Ce modèle montre notamment l'importance du couplage non-linéaire entre les modes.

1.4 Modèle analytique du RIN d'un laser bimode

1.4.1 Présentation du modèle

Le formalisme utilisé, adapté des modèles proposés par Agrawal [44, 53] et Yamada [81] à plus grandes longueurs d'onde, est basé sur le système d'équations d'évolution 1.30 et inclut les paramètres des DL extraits au paragraphe 1.3 (tableau 1.3). Ce modèle analytique simple permet d'expliquer les résultats expérimentaux (paragraphe 1.3.3) dans lesquels le laser peut avoir un comportement *mono* ou *bicluster*. Ce dernier se traduisant par un profil lorentzien de la courbe de RIN aux fréquences intermédiaires (<GHz). En considérant un modèle incluant seulement deux modes, nous allons montrer que le laser

bicluster se comporte comme un laser bimode où la force du couplage non-linéaire et la dissymétrie du gain sont les deux paramètres clés agissant sur le RIN. Ce modèle ne prétend toutefois pas rendre compte quantitativement des résultats. Il permet plutôt d'extraire les principales tendances de façon qualitative, la totalité de la physique du laser n'y étant pas prise en compte. Ce modèle a été adapté avec l'aide de Kamal Hussain, post-doctorant à l'Institut Foton.

Dans le cas d'un laser bimode, et en incluant les forces de Langevin, le système d'équations d'évolution s'écrit

$$\frac{dP_1(t)}{dt} = (G_1 - \gamma_1)P_1(t) + R_{sp} + F_1(t), \quad (1.49a)$$

$$\frac{dP_2(t)}{dt} = (G_2 - \gamma_2)P_2(t) + R_{sp} + F_2(t), \quad (1.49b)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{\eta I}{q} - \gamma_e N(t) - G_1 P_1(t) - G_2 P_2(t) + F_N(t). \quad (1.49c)$$

L'approximation "petit signal" permet de linéariser ces équations. On note δN , δP_1 et δP_2 les petites variations des populations de porteurs et de photons de chaque mode autour de leur valeur moyenne respective N_{th} , \bar{P}_1 et \bar{P}_2 .

Les gains modaux, décrits d'une manière générale par l'équation 1.22, s'écrivent alors :

$$G_1 = \bar{G}_1 + G_N \delta N - B \delta P_1 - D \delta P_2, \quad (1.50a)$$

$$G_2 = \bar{G}_2 + G_N \delta N - B \delta P_2 - D \delta P_1, \quad (1.50b)$$

où \bar{G}_1 et \bar{G}_2 sont leurs valeurs moyennes. Pour simplifier, nous considérons ici que les termes de gain non linéaire sont identiques pour les deux modes ($D = D_{12} = D_{21}$).

La transformée de Fourier des équations d'évolution linéarisées donne accès aux composantes spectrales des variations de populations $\delta \tilde{P}_1(\omega)$, $\delta \tilde{P}_2(\omega)$ et $\delta \tilde{N}(\omega)$ selon l'équation A.3. Le RIN du laser bimode est alors obtenu par application de l'équation 1.26 :

$$RIN(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \frac{|\delta \tilde{P}_1(\omega) + \delta \tilde{P}_2(\omega)|^2}{(\bar{P}_1 + \bar{P}_2)^2}. \quad (1.51)$$

On pose :

$$\delta \tilde{P}_1(\omega) + \delta \tilde{P}_2(\omega) = \frac{T_{F_1} F_1 + T_{F_2} F_2 + T_{F_N} F_N}{T_Z} \quad (1.52)$$

et on en déduit l'expression du RIN du laser bimode :

$$RIN(\omega) = \frac{\mathcal{D}_{11}|T_{F_1}|^2 + \mathcal{D}_{22}|T_{F_2}|^2 + \mathcal{D}_{NN}|T_{F_N}|^2}{|T_Z|^2(\bar{P}_1 + \bar{P}_2)^2} + \frac{\mathcal{D}_{1N}(T_{F_1}^* T_{F_N} + T_{F_N}^* T_{F_1}) + \mathcal{D}_{2N}(T_{F_2}^* T_{F_N} + T_{F_N}^* T_{F_2})}{|T_Z|^2(\bar{P}_1 + \bar{P}_2)^2}, \quad (1.53)$$

avec :

$$T_{F_1} = i\omega + \frac{R_{sp}}{\bar{P}_2} - (D - B)\bar{P}_2 - \frac{(\bar{G}_1 - \bar{G}_2)G_N\bar{P}_2}{\Gamma_N + i\omega}, \quad (1.54)$$

$$T_{F_2} = i\omega + \frac{R_{sp}}{\bar{P}_1} - (D - B)\bar{P}_1 + \frac{(\bar{G}_1 - \bar{G}_2)G_N\bar{P}_1}{\Gamma_N + i\omega}, \quad (1.55)$$

$$T_{F_N} = \frac{G_N}{\Gamma_N + i\omega} \left[i\omega(\bar{P}_1 + \bar{P}_2) + R_{sp} \left(\frac{\bar{P}_1}{\bar{P}_2} + \frac{\bar{P}_2}{\bar{P}_1} \right) - 2(D - B)\bar{P}_1\bar{P}_2 \right], \quad (1.56)$$

$$\begin{aligned} T_Z = & -\omega^2 + i\omega R_{sp} \left(\frac{1}{\bar{P}_1} + \frac{1}{\bar{P}_2} \right) + i\omega B(\bar{P}_1 + \bar{P}_2) + \frac{i\omega G_N}{\Gamma_N + i\omega} (\bar{G}_1\bar{P}_1 + \bar{G}_2\bar{P}_2) \\ & + \frac{G_N R_{sp}}{\Gamma_N + i\omega} \left(\frac{\bar{G}_1\bar{P}_1}{\bar{P}_2} + \frac{\bar{G}_2\bar{P}_2}{\bar{P}_1} \right) - \frac{G_N(\bar{G}_1 + \bar{G}_2)(D - B)\bar{P}_1\bar{P}_2}{\Gamma_N + i\omega} + \frac{R_{sp}^2}{\bar{P}_1\bar{P}_2} \\ & + BR_{sp} \left(\frac{\bar{P}_1}{\bar{P}_2} + \frac{\bar{P}_2}{\bar{P}_1} \right) - (D^2 - B^2)\bar{P}_1\bar{P}_2, \end{aligned} \quad (1.57)$$

où $\Gamma_N = \bar{\gamma}_e + \frac{\partial \bar{\gamma}_e}{\partial N} \bar{N} + G_N(\bar{P}_1 + \bar{P}_2)$ est le taux de décroissance de la population de porteurs.

Pour évaluer le nombre de photons dans chacun des deux modes, considérons l'équation 1.15b au-delà du seuil, pour un courant de pompe I . À l'état stationnaire, on a :

$$\frac{\eta I}{q} - \gamma_e N_{th} - \bar{G}_1\bar{P}_1 - \bar{G}_2\bar{P}_2 = 0. \quad (1.58)$$

Posons $\Delta = \bar{G}_2/\bar{G}_1$ le rapport caractérisant la dissymétrie des gains moyens et $r = \bar{P}_2/\bar{P}_1$ celui des puissances moyennes des modes. Si nous définissons G_{th} tel que $\bar{G}_1 = \bar{G}_2 = G_{th}$ quand $\Delta = 1$, les puissances moyennes des modes s'écrivent :

$$\bar{P}_1 = \frac{\eta(I - I_{th})}{q(1 + \Delta.r)G_{th}}, \quad (1.59a)$$

$$\bar{P}_2 = r\bar{P}_1 \quad (1.59b)$$

Les paramètres ajustables sont les dissymétries des puissances moyennes r et des gains $\Delta = \bar{G}_2/\bar{G}_1$ des modes, ainsi que la force du couplage non-linéaire $D - B$. Afin d'étudier leurs influences respectives, nous allons maintenant les faire varier un par un tout en gardant les autres paramètres fixes. Les courbes de RIN sont représentées à courant de pompe constant ce qui explique que la fréquence de relaxation ne varie pas (*cf.* équation 1.11).

Influence du rapport des puissances des deux modes $r = \bar{P}_2/\bar{P}_1$

Considérons tout d'abord le cas où les deux modes ont les mêmes gains moyens ($\bar{G}_1 = \bar{G}_2 = G_{th}$) et faisons varier le rapport des puissances à puissance totale constante. Le courant de pompe est fixé à 1,9 fois le courant de seuil et les termes de couplage non linéaire sont tels que $D - B = 400 \text{ s}^{-1}$. La figure 1.34 a) représente le RIN total en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de r .

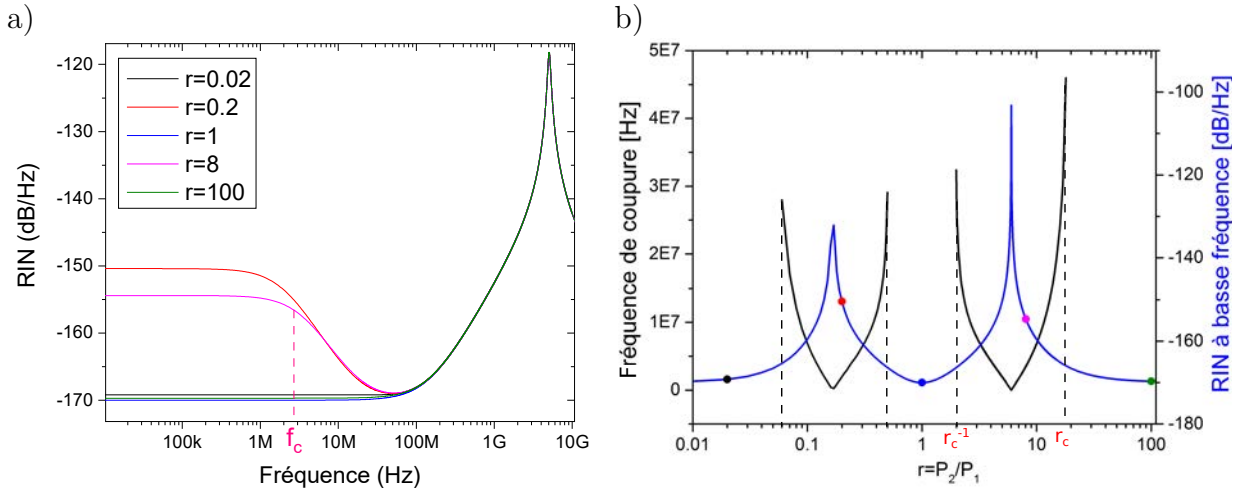


FIGURE 1.34 – a) Courbe de RIN pour différentes valeurs du rapport de puissance entre les deux modes, avec $D - B = 400 \text{ s}^{-1}$, $\Delta = 1$ et $I = 1,9I_{th}$. Le profil est soit de type monomode soit lorentzien. b) Niveau du RIN à $f \simeq 0 \text{ Hz}$ (courbe bleue) en fonction du rapport de puissances. Les points correspondent aux courbes de la figure a). La courbe noire représente la fréquence de coupure à -3 dB du profil lorentzien. Les discontinuités correspondent au profil monomode ou bimode stable.

Dans les cas $r = 0,02$ et $r = 100$, où un seul mode domine, on observe un niveau de RIN relativement bas (-170 dB/Hz) à basse fréquence, signature d'un fonctionnement monomode.

Les deux autres cas ($r = 0,2$ et $r = 8$) correspondent au cas où les deux modes échangent de l'énergie (compétition de modes). Le profil du RIN est de type lorentzien (cf. figure 1.16). Il présente, à basse fréquence, un plateau de niveau important (plus de 15 dB au-dessus du niveau monomode) suivi d'une décroissance en $1/f^2$.

Sur la figure 1.34 b) sont représentés le niveau du plateau et la fréquence de coupure à -3 dB en fonction de r . On peut définir une valeur critique $r_c = 18$. Entre r_c et $1/r_c$ le laser adopte un comportement bi-mode.

Pour $r = 1$, les deux modes ont la même puissance et les termes de saturation sont identiques. Il en résulte le régime bimode stable, qui se traduit par un niveau de RIN minimal à basse fréquence. Cette situation correspond au cas du RIN d'un laser multimode décrit

au paragraphe 1.1.7.3. Les puissances étant égales, il n'y a, par définition, pas d'échange d'énergie entre les modes. Chaque mode fluctue séparément, mais la moyenne des fluctuations est très faible.

À mesure que r augmente, les termes de saturation vont affecter les deux modes de façon différente sous l'influence de la dissymétrie de puissance d'où la remontée du RIN à basse fréquence et le profil lorentzien.

Influence de la dissymétrie du gain moyen $\Delta = \bar{G}_2/\bar{G}_1$

Nous allons maintenant fixer arbitrairement le ratio de puissances des deux modes à $r=1$ et faire varier le rapport Δ .

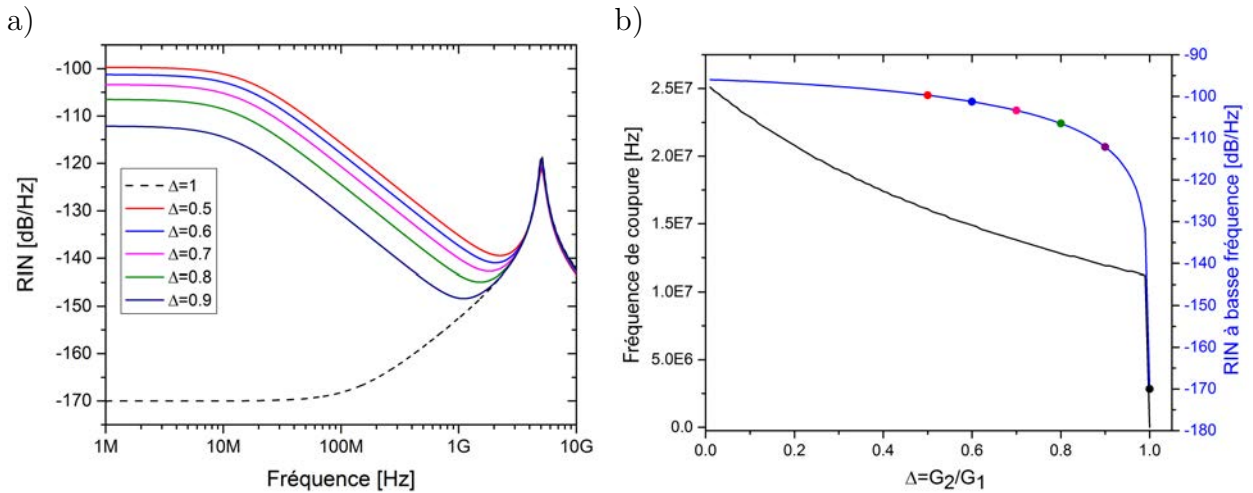


FIGURE 1.35 – a) Variation du RIN dans le cas du fonctionnement bimode ($r = 1$) en fonction de la dissymétrie du gain Δ , avec $D - B = 400 \text{ s}^{-1}$ et $I = 1,9I_{th}$. Variation du RIN à basse fréquence et de la fréquence de coupure à -3 dB en fonction de Δ . Les points particuliers correspondent aux courbes de la figure a).

Les autres paramètres sont identiques au paragraphe précédent (figure 1.35). Si le mode principal porte le numéro 1, alors $\Delta = \bar{G}_2/\bar{G}_1 \in]0,1[$.

Pour $\Delta = 1$, le laser est dans le régime bimode stable où les fluctuations dans chaque mode se compensent car les deux modes ont exactement la même amplitude.

Quand $\Delta \neq 1$, on observe une forte remontée du RIN. Pour l'expliquer, on peut considérer les équations 1.51 à 1.57 dans le cas particulier où $r = 1$. À basse fréquence, le RIN s'écrit :

$$RIN(0) = \frac{R_{sp} \left(\frac{1}{P} - \frac{2G_N}{\Gamma_N} \right) + 2 \left(\frac{G_N}{\Gamma_N} \right)^2 (2R_{sp}\bar{P} + \bar{N}/\tau_s) + \left(\frac{G_N\bar{P}}{\Gamma_N R_{sp}} \right)^2 (\bar{G}_1 - \bar{G}_2)^2 R_{sp}\bar{P}}{\left[\frac{R_{sp}}{P} + \frac{G_N\bar{P}}{\Gamma_N} (\bar{G}_1 + \bar{G}_2) \right]^2}. \quad (1.60)$$

Si on considère le dernier terme du numérateur, on constate que la forte augmentation du RIN à basse fréquence est due à l'amplification de l'émission spontanée par le terme $(\bar{G}_1 - \bar{G}_2)^2$. Lorsque $\Delta = 1$ ce terme est nul mais à mesure que la différence entre les gains modaux augmente, les fluctuations d'amplitude dans un mode deviennent plus importantes que dans l'autre ce qui impacte les composantes basses fréquences du RIN pour $\Delta < 1$.

Influence de la force du couplage non linéaire $D - B$

D'après les équations 1.51 à 1.57, la principale contribution au niveau de bruit est la différence des gains non linéaires $D - B$.

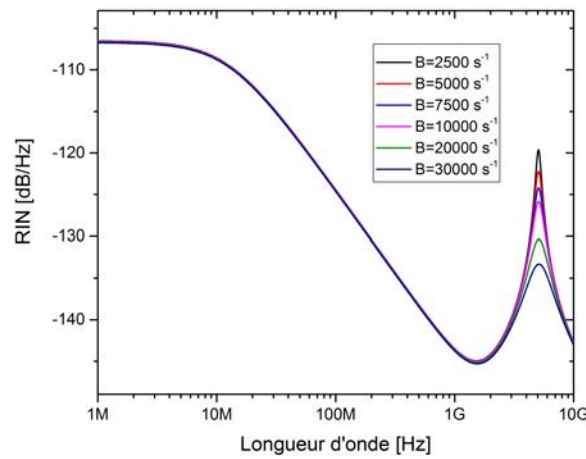


FIGURE 1.36 – RIN pour différentes valeurs du terme d'auto-saturation B . La valeur de $D - B$ est maintenue constante à 400 s^{-1} , $I = 1,9I_{th}$, $r = 1$ et $\Delta = 0,8$.

En effet, sur la figure 1.36 on constate que la variation de B n'a quasiment aucune influence sur le niveau du RIN mais qu'elle agit fortement sur l'amortissement du pic de relaxation. La mesure expérimentale de la largeur du pic de relaxation peut constituer une méthode pour évaluer le paramètre d'auto-saturation B [31, p. 595].

La force du couplage entre les deux modes est donc pilotée par la valeur de $D - B$. Nous fixons maintenant les paramètres $r = 1$, $B = 2500 \text{ s}^{-1}$ et $\Delta = 0,8$ afin d'étudier la variation du RIN en fonction de la valeur de $D - B$.

La figure 1.37 a) montre que la fréquence de coupure augmente avec $D - B$. Un couplage plus fort augmente le taux auquel l'énergie s'échange entre les modes. La bande passante d'amplification de l'émission spontanée s'élargit en s'accompagnant d'une réduction progressive du RIN à basse fréquence (courbe bleue sur la figure 1.37 b)).

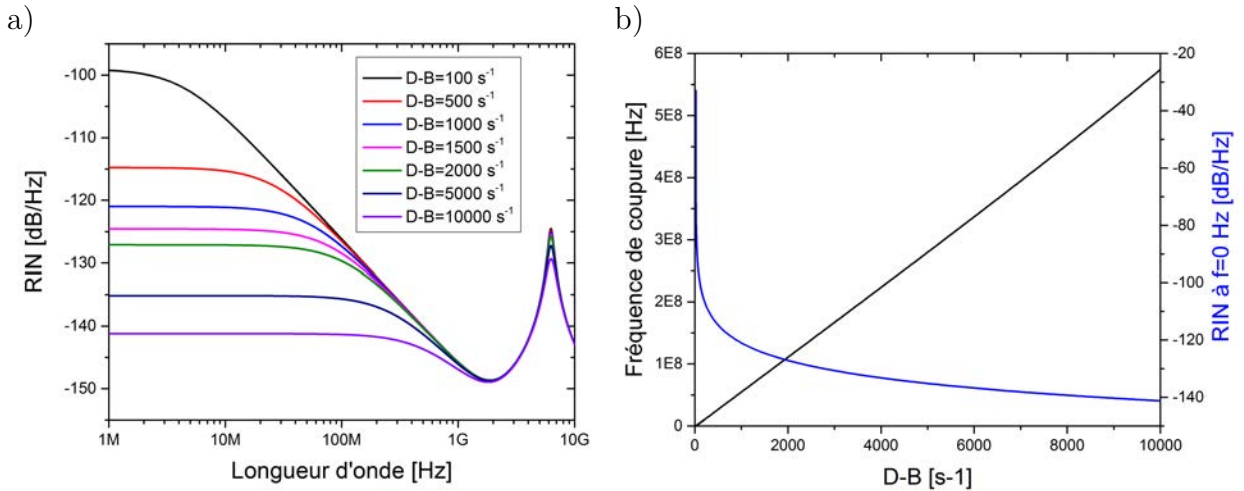


FIGURE 1.37 – a) RIN pour différentes valeurs du taux de couplage non linéaire. b) Fréquence de coupure (courbe noire) et RIN(0) (courbe bleue) extraits de la figure a). Paramètres : $I = 1,9I_{th}$, $r = 1$, $B = 2500 \text{ s}^{-1}$ et $\Delta = 0,8$.

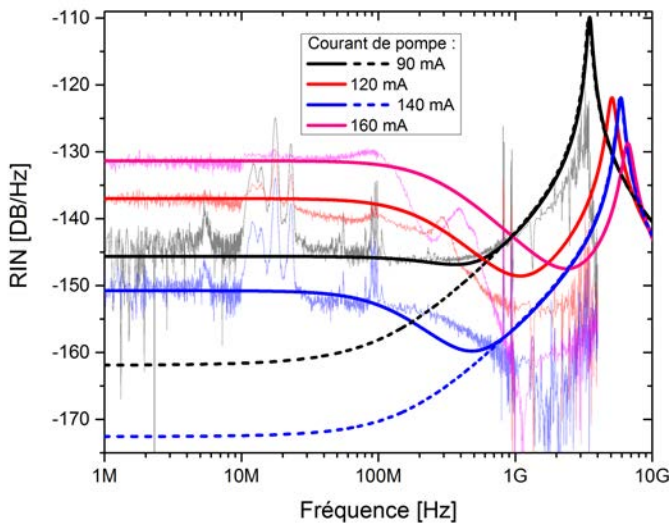
Dans le paragraphe suivant, nous utilisons les contributions des paramètres sur le RIN pour ajuster le modèle aux résultats expérimentaux. Le paramètre $D-B$ a principalement un impact sur la fréquence de coupure tandis que r et Δ agissent sur le niveau du plateau lorentzien à basse fréquence.

1.4.2 Comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux

Un modèle analytique offre la liberté de faire varier les différents paramètres sans se soucier de leurs éventuelles dépendances. Dans la réalité, ils sont liés et ne varient pas indépendamment les uns des autres. La figure 1.38 présente les courbes expérimentales sur lesquelles sont superposés les résultats obtenus par le modèle. Rappelons ici que le modèle présenté ne prétend pas reproduire fidèlement les mesures mais seulement apporter un éclairage sur les mécanismes impactant la dynamique du RIN.

Nous commençons par considérer les cas où le laser adopte un fonctionnement *bicluster*. La valeur de $D-B$ est fixée de façon à obtenir une fréquence de coupure de l'ordre de 200 MHz. Le niveau à basse fréquence ($<30 \text{ MHz}$) est ensuite ajusté en variant le paramètre Δ et le rapport de puissances des deux modes.

Pour les points de fonctionnement $I = 90 \text{ mA}$ et $I = 140 \text{ mA}$, le rapport r est fixé à 0,006 (courbes en traits pleins).



a)

	I (mA)	r	Δ	B (s^{-1})	D-B (s^{-1})
—	90	0,006	0,7	2500	6000
—	120	0,931	0,9	2500	6000
—	140	0,006	0,9	2500	5000
—	160	0,931	0,7	2500	4000
- - -	90	0,0001	0,7	2500	6000
- - -	140	0,0001	0,9	2500	5000

b)

I (mA)	r	RIN(1 MHz) (dB/Hz)	f_c (MHz)
90	0,006	-145,7	-
90	0,0001	-162,6	-
120	0,931	-137	207,5
140	0,006	-150,8	124,9
140	0,0001	-172,9	-
160	0,931	-131,3	261,6

FIGURE 1.38 – Courbes de RIN théoriques superposées aux courbes expérimentales. Les courbes en pointillés représentent les cas monomodes purs. a) Paramètres utilisés. b) RIN à 1 MHz et fréquence de coupure à -3 dB du profil lorentzien.

On peut constater que le laser ne fonctionne pas en régime *monocluster stricto sensu* car le niveau du RIN à basse fréquence est supérieur à celui qu'il aurait dans le cas d'un laser monomode pur (courbes en pointillés pour $r = 0,0001$ sur la figure 1.38). Si on fait varier la valeur du paramètre $D - B$ en gardant $r = 0,006$ on constate que le profil du RIN ne change pas. Les courbes sont pratiquement superposées (non visible sur la figure). La différence de niveau de puissance entre les deux modes est donc trop importante pour que le couplage intervienne.

Deux hypothèses peuvent expliquer cet excès de bruit. Premièrement, la suppression des modes latéraux de 23 dB constatée expérimentalement est insuffisante pour évoquer un fonctionnement purement monomode du laser. Deuxièmement, contrairement à l'hypothèse de départ, les *clusters* pourraient contenir plusieurs modes longitudinaux d'amplitude non négligeable, auquel cas la comparaison des régimes *bicluster* et bimode perd en validité.

Les deux paramètres importants pour expliquer la dynamique de bruit des lasers InGaN sont donc d'une part la force du couplage non linéaire ($D - B$) et d'autre part le déséquilibre important entre les gains moyens. Ce dernier se justifie par l'écart de 800 pm entre les deux *clusters* qui correspond approximativement à un dixième de la largeur totale de la courbe de gain. Dans le modèle, les rapports des gains moyens et les rapports de puissances des modes sont considérés comme des variables indépendantes. Or, ceci n'est pas

valable dans le cas d'un milieu de gain homogène. Nous n'avons cependant fait aucune hypothèse quant à la nature du milieu. L'élargissement du gain est probablement en partie inhomogène comme c'est souvent le cas pour les diodes laser multimodes [31, p.132]. Dans le cas de puits quantiques InGaN/GaN l'élargissement inhomogène n'est pas négligeable [83, p.35].

Termes de gain non-linéaire

La figure 1.39 représente le terme $D - B$ en fonction du taux de relaxation intrabande τ_{in} (cf. paragraphe 1.1.6.4).

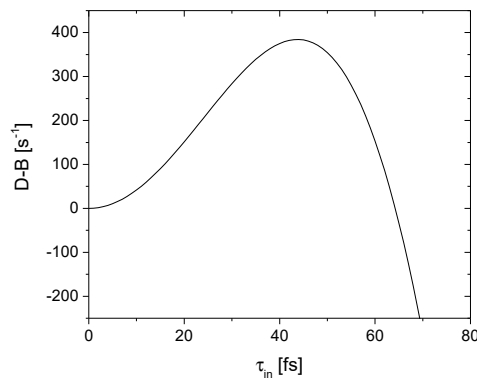


FIGURE 1.39 – $D - B$ en fonction du temps de relaxation intrabande.

On constate que la courbe passe par un maximum $D - B = 384 \text{ s}^{-1}$ pour $\tau_{in} = 44$ fs. Cette valeur de $D - B$ est un ordre de grandeur plus petite que celles que nous avons utilisées dans le modèle. Il faut, en outre, noter que les temps caractéristiques de relaxation dans le nitrure de gallium sont relativement petits ($\simeq 10$ fs dans le cas de l'interaction électron/phonon, par exemple [84]).

La sous-estimation des valeurs des coefficients de gain non-linéaire utilisés dans le modèle est due au fait que leurs expressions sont obtenues par une méthode de perturbation de la matrice densité dans laquelle les effets non linéaires proviennent de la dynamique des électrons et non des propriétés anisotropes du matériau [49, p.115]. Une contribution possible à l'augmentation de la valeur de $D - B$ peut être la fluctuation d'un paramètre de croissance, par exemple l'épaisseur des puits quantiques (voir discussion au paragraphe 1.2.3).

De plus, par souci de simplification, nous avons considéré les termes de saturation identiques pour les deux modes. De fait, le terme de saturation croisée non symétrique est négligé. Pour autant, en utilisant les paramètres précédents, on obtient l'ordre de gran-

deur non négligeable de ce terme : $H_{pq} = 1810 \text{ s}^{-1}$, ce qui donne une valeur maximale pour $(D_{pq} + H_{pq}) - B$ de 2200 s^{-1} qui est plus en accord avec les paramètres extraits du modèle lors de la comparaison théorie/expérience présentée sur la figure 1.38. On atteint donc ici la limite de ce modèle analytique simple. Pour aller plus loin, il conviendrait de simuler numériquement la dynamique du laser bi-mode en incluant tous les termes de saturation.

L'étude expérimentale développée dans ce premier chapitre met l'accent sur la problématique de bruit d'intensité dans les DLs multimodes. Les causes intrinsèques du RIN sont principalement liées aux dynamiques temporelles des fluctuations spectrales (compétition de modes) et de l'émission spontanée.

Les fluctuations aléatoires de puissance peuvent impliquer des fluctuations de phase à travers le coefficient de couplage phase/amplitude α_H . Le niveau du bruit d'intensité impacte donc la largeur de raie d'un laser. La maîtrise et la compréhension des phénomènes induisant un excès de RIN sont donc primordiaux pour la thématique de recherche sur les DLs monomodes.

Chapitre 2

Vers la réalisation d'une diode laser InGaN/GaN monomode : approche monolithique

Le but de ce travail de thèse est de rendre monomode l'émission des DLs InGaN/GaN présentées au paragraphe 1.2. Ces structures de type FP sont en effet très fortement multimodes comme on le constate sur le spectre de la figure 1.19.

L'approche présentée dans ce chapitre est dite monolithique car elle consiste à modifier la structure de la diode elle-même. Le but est de moduler spectralement l'émission par la structuration contrôlée des pertes de la cavité afin de forcer le fonctionnement monomode. La figure 2.1 expose de manière simplifiée l'approche technologique envisagée.

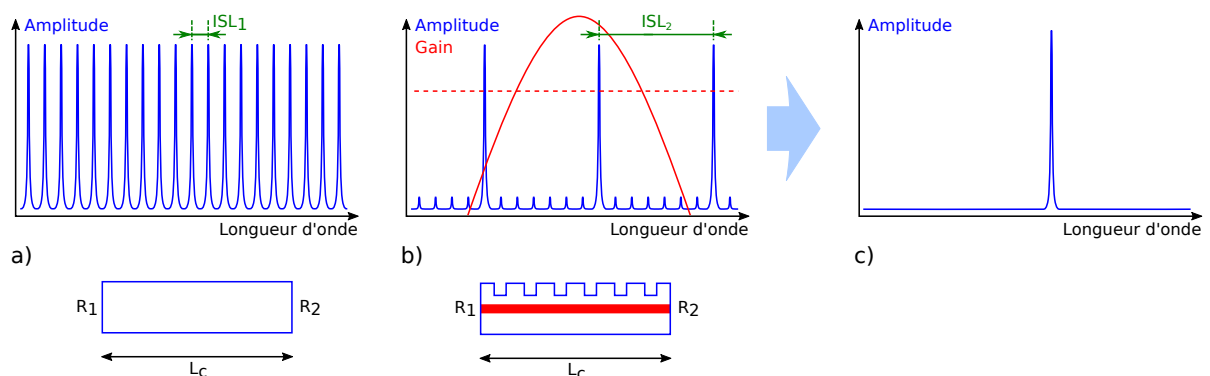


FIGURE 2.1 – Représentation schématique de l'approche monolithique visant à rendre monomode une diode laser FP. La ligne en pointillés représente le niveau de pertes de la cavité non perturbée.

La fonction de transfert d'un guide optique FP de longueur L_c délimité par deux facettes

de réflectivité R_1 et R_2 est une fonction d'Airy représentée sur la figure 2.1 a). La création de perturbations le long de ce guide induit une modulation de l'indice. Ces discontinuités sont à l'origine d'interférences favorisant certains modes aux dépens des autres. L'introduction de perturbations permet de "sculpter spectralement" la cavité optique pour obtenir un ISL plus grand ($ISL_2 > ISL_1$). Lorsque la cavité présente du gain et si l'ISL de la cavité perturbée est suffisamment grand par rapport à la largeur de la courbe de gain (figure 2.1 b)), un mode longitudinal est favorisé et l'émission est alors monomode (figure 2.1 c)).

Une technique classique consiste à réaliser un réseau périodique (réseau de Bragg) par gravure du ruban. Toutefois, il est possible d'envisager la création de réseaux aperiodiques. Cette technique, déjà utilisée dans les cas de lasers émettant à plus grandes longueurs d'onde (*cf.* paragraphe 2.2.4), offre l'avantage de cibler un mode plus précisément ou de donner la possibilité de créer un laser émettant à plusieurs longueurs d'onde prédéterminées, tout en réduisant le nombre de gravures à réaliser et donc les pertes. Notre but est de transposer cette technique dans le domaine des lasers InGaN/GaN émettant dans la gamme bleu/violet.

L'ensemble des étapes de fabrication des échantillons est réalisé dans les salles blanches du LASPE. Les perturbations sont créées par une technique de lithographie standard dont la résolution minimale est d'environ 1,5 μm impliquant une contrainte importante sur le pas du réseau et donc nécessitant l'utilisation d'un ordre d'interférence élevé.

L'objectif à long terme est de réaliser un composant pompé électriquement présentant les intérêts des diodes (faible consommation, faible coût, facilité d'intégration dans les systèmes photoniques, modulation directe, etc.). L'étude présentée dans ce chapitre constitue une première étape destinée à valider le concept. Les structures laser sont pompées optiquement afin de réduire le nombre d'étapes de traitement post-épitaxie. En effet, l'absence de contacts électriques et de couche de passivation en simplifie grandement la fabrication.

Dans un premier temps, nous étudierons de façon qualitative la possibilité d'agir sur le spectre de DL émettant à courtes longueurs d'onde, par la gravure de perturbations le long du guide optique de composants pompés électriquement. Nous aborderons ensuite les différentes techniques utilisées classiquement pour rendre monomode une DL, notamment par l'utilisation de réseaux aperiodiques. Une technique numérique, permettant de modéliser le réseau et d'obtenir le motif à graver, sera ensuite mise en œuvre pour réaliser

les premiers tests de gravure sur des structures laser crues spécialement. Enfin, une étude spectrale par pompage optique sera réalisée sur les échantillons fabriqués.

2.1 Étude préliminaire

La réduction de la hauteur du ruban par gravure, en un endroit de la cavité, a pour effet de modifier localement l'indice effectif et par conséquent le spectre. Dans cette étude préliminaire, menée lors d'un séjour de quatre mois au LASPE, nous étudions l'influence sur le spectre optique de la gravure, par faisceau d'ions focalisé (*Focused Ion Beam (FIB)*), d'encoches dans les rubans de DLs. La topologie des encoches est étudiée par microscopie confocale.

Gravure par faisceau d'ions focalisé

Les échantillons de DLs sont placés dans une enceinte sous-vide. Un champ électrique intense provoque l'ionisation d'atomes de gallium présents sous forme liquide. Les ions sont ensuite accélérés et focalisés sur l'échantillon dont les atomes de surface sont pulvérisés. L'instrument disponible au *Center of MicroNanoTechnology (CMI)* de l'EPFL combine un FIB pour la gravure et un microscope électronique à balayage (MEB) pour la visualisation (figure 2.2).

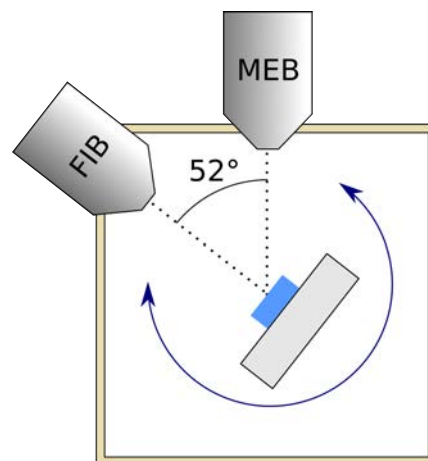


FIGURE 2.2 – Principe de la gravure par faisceau d'ions focalisé. L'échantillon (en bleu) est placé dans une enceinte maintenue sous-vide. La rotation du porte-échantillon permet de le maintenir au point focal du FIB pour la gravure et du MEB pour la visualisation.

Cette technologie permet de réaliser des essais rapides et de façon relativement souple.

Microscopie confocale

Le microscope confocal réalise des images ayant une très faible profondeur de champ. Le plan focal de l'objectif est positionné successivement à différents niveaux de profondeur permettant de reconstituer une image tridimensionnelle de l'objet étudié. Nous l'utilisons pour mesurer les profondeurs des gravures réalisées au FIB et pour déterminer les épaisseurs des couches d'épitaxie.

La résolution optique de l'appareil selon l'axe vertical, dépend de l'objectif utilisé. Pour un grossissement de 150, elle est de 1 nm^1 . La résolution effective de mesure est moins grande car elle dépend du pas de déplacement vertical du plan focal. On constate cependant sur la figure 2.3 représentant une gravure de $2 \text{ }\mu\text{m}$ de large que la résolution est suffisante pour estimer la profondeur des encoches.

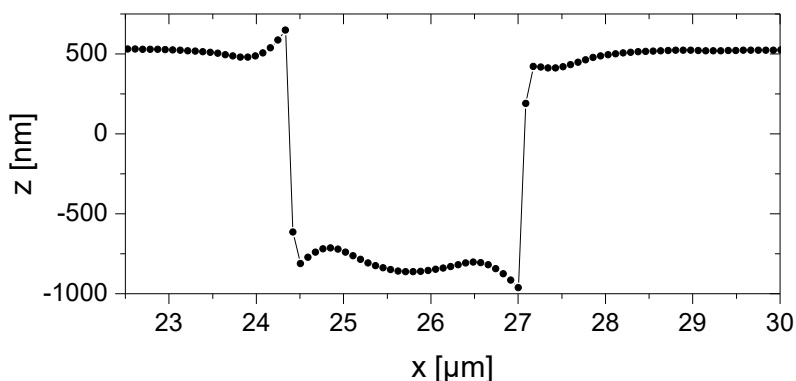


FIGURE 2.3 – Agrandissement de la mesure au microscope confocal du profil longitudinal d'une encoche de $2 \text{ }\mu\text{m}$ de large (encoche correspondant au temps de gravure de 240 s sur la figure 2.6), permettant d'apprécier la résolution de l'appareil.

D'autres techniques de mesure de profil ont été testées. La profondeur de gravure peut être mesurée au profilomètre dont la résolution est de l'ordre de 5 nm verticalement. Elle est cependant insuffisante dans le plan horizontal (quelques μm) et ne permet pas l'étude d'encoches dont les largeurs sont de l'ordre du μm . Le microscope à force atomique ne permet pas la mesure de profondeurs de gravure supérieures à $1 \text{ }\mu\text{m}$.

Les premiers essais, réalisés sur des lasers à larges rubans (multimodes transverses) permettent d'étalonner le temps de gravure et de pointer les différents problèmes liés à la gravure au FIB. Des tests plus approfondis sont ensuite menés sur des lasers monomodes transverses. Les gravures au FIB, nécessitant une habilitation du CMI, sont réalisées avec l'aide de Joachim Ciers, doctorant au LASPE.

1. Donnée du constructeur de l'appareil (Sensofar S Neox).

2.1.1 Étalonnage de la gravure par faisceau d'ions focalisé

Les lasers utilisés dans cette étude sont fabriqués par la société Suisse Exalos. Ce sont des lasers FP en InGaN/GaN destinés à produire une puissance optique importante (>1 W). Le ruban de ces lasers a typiquement une largeur de $8\ \mu\text{m}$ et une longueur de $1\ \text{mm}$. Ils sont donc très fortement multimodes transverses. Le seuil laser se situe vers $250\ \text{mA}$. Ils nécessitent une alimentation électrique pulsée pour éviter l'échauffement du composant. La structure d'épitaxie est proche de celle des DLs présentées au paragraphe 1.2. La figure 2.4 a) est une image réalisée au MEB du ruban d'un laser sur lequel sont gravées plusieurs encoches. b) Coupe transversale du ruban.

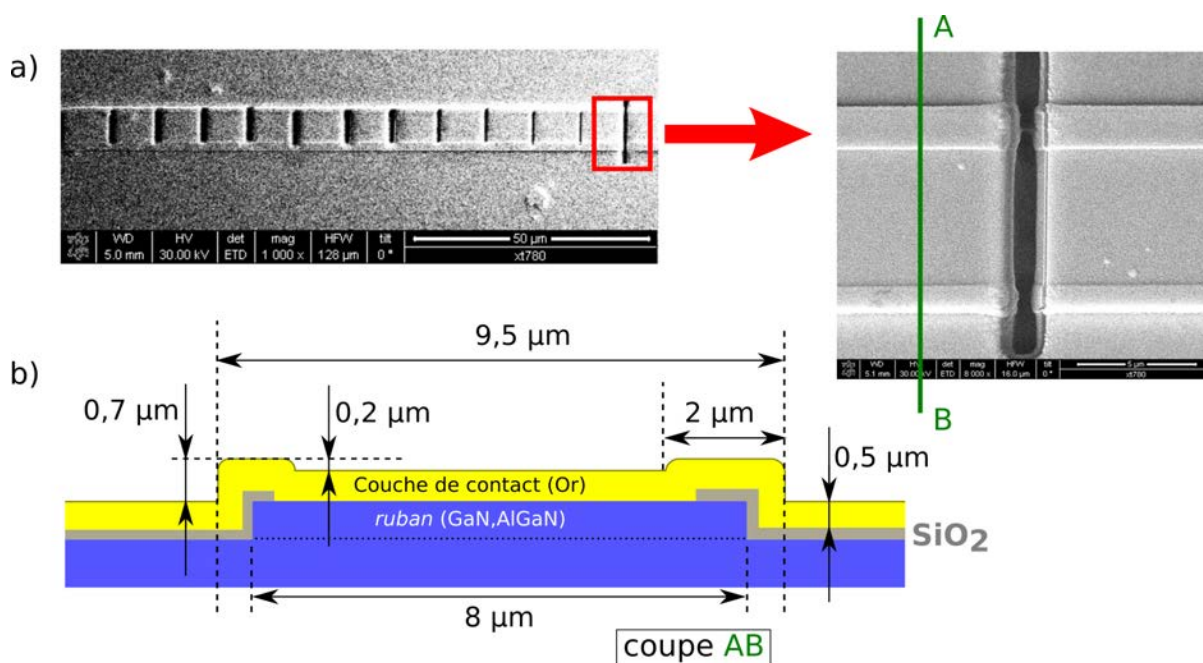


FIGURE 2.4 – a) Vue de dessus d'un laser à large ruban (*ridge*) gravé de plusieurs encoches. b) Coupe transversale du ruban.

Des mesures au microscope confocal permettent d'évaluer les dimensions transverses du ruban que l'on peut estimer à $8\ \mu\text{m} \times 0,7\ \mu\text{m} \pm 0,05\ \mu\text{m}$ sur cet échantillon. L'incertitude permet de tenir compte des irrégularités d'épaisseurs de la couche d'or. Une représentation à l'échelle est donnée sur la figure 2.4 b) où l'on note la présence de la couche de passivation en silice ouverte sur la surface du ruban servant à optimiser l'injection des porteurs dans la zone active.

Les essais, réalisés sur un laser ne fonctionnant plus, représentés sur la figure 2.4 a) permettent d'expérimenter la technique de gravure au FIB et d'évaluer les difficultés qui sont de plusieurs ordres. Premièrement, la résolution de gravure est insuffisante. Ainsi,

pour une largeur programmée de 500 nm on peut obtenir une encoche d'un micromètre si le faisceau d'ions n'est pas bien focalisé. Deuxièmement, il existe une imprécision sur le positionnement des gravures réalisées. En effet, la procédure consiste à programmer la gravure en utilisant l'image MEB de l'échantillon avant de la réaliser au FIB. Or, il peut y avoir un décalage notable de positionnement entre la vue au MEB et la gravure obtenue (plusieurs μm). Nous attribuons le manque de précision de l'image MEB à une accumulation de charges électriques sur l'échantillon pouvant se produire lorsque ce dernier n'est pas suffisamment conducteur. La visualisation de l'échantillon en utilisant directement le FIB est possible mais doit être évitée car le faisceau d'ions est destructeur pour l'échantillon, même lorsque les ions sont peu accélérés. Ces inconvénients rendent cette technique assez peu reproductible et difficile à maîtriser. Elle doit donc être principalement utilisée pour le prototypage.

Deux lasers ont ensuite été gravés de trois encoches chacun avec des temps de gravure différents : 2'30" et 5'. La courbe de la puissance optique en fonction du courant de pompe du premier laser est représentée sur la figure 2.5.

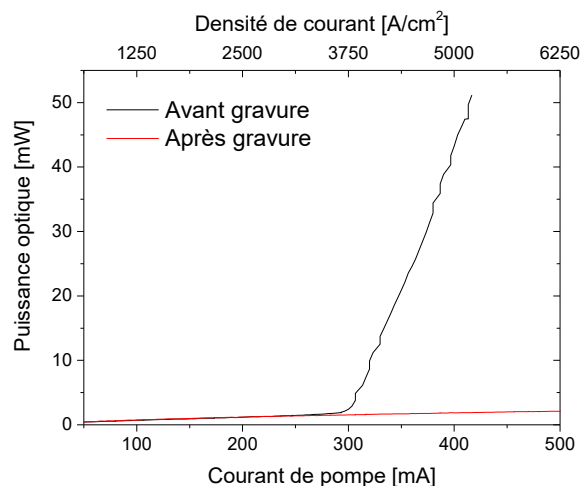


FIGURE 2.5 – Puissance optique en fonction du courant de pompe. Les courbes noire et rouge représentent respectivement la réponse de la diode avant et après gravure de trois encoches (temps de gravure 2'30"). Les résultats (non représentés) sont identiques dans le cas de la seconde diode, gravée de trois encoches avec un temps de gravure de 5'.

On constate que le seuil laser n'est plus atteint. Ceci peut s'expliquer par une profondeur de gravure trop importante pouvant induire une diminution du gain modal ou par un taux de pertes optiques accru.

Les deux paramètres clés pour la réalisation des encoches sont donc la profondeur et la qualité de gravure. Les essais suivants permettent d'étalonner le temps nécessaire pour graver le semiconducteur à une profondeur donnée et d'étudier la morphologie des encoches obtenues.

2.1.1.1 Étalonnage du temps de gravure

Pour estimer la vitesse de gravure, six encoches de même surface ($2 \mu\text{m} \times 8 \mu\text{m}$) sont réalisées avec des temps de gravure allant de 30 s à 4 minutes. Grâce aux profils mesurés au microscope confocal, représentés sur la figure 2.6, on extrait une valeur approximative de la profondeur de gravure.

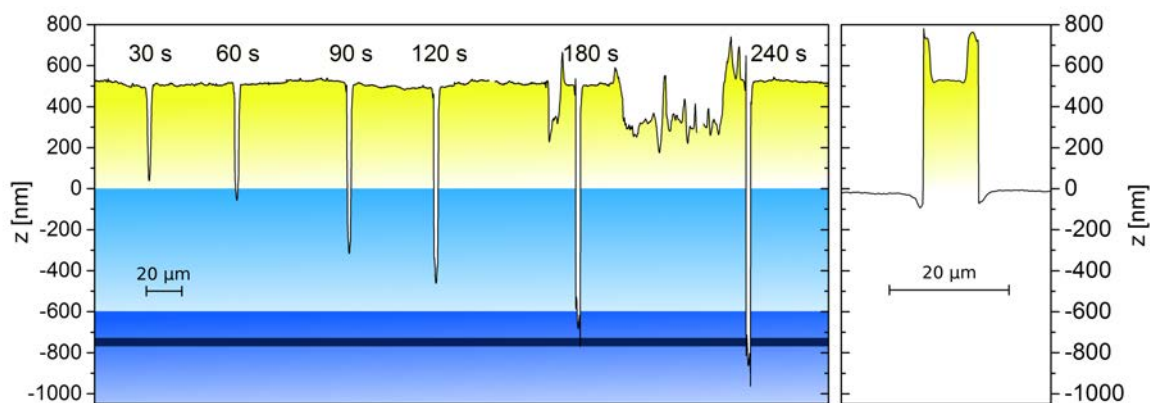


FIGURE 2.6 – Profil longitudinal (le long du ruban) des encoches réalisées sur un laser multimode transverse. Courbe de droite : profil transverse du ruban dans une zone non gravée. Jaune : couche de contact en or, bleu clair : ruban (GaN/AlGaIn), bleu : guide optique, bleu foncé : zone active.

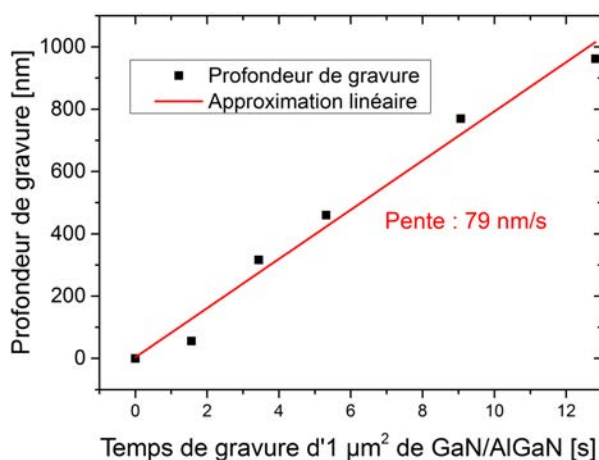


FIGURE 2.7 – Profondeur de gravure d'une couche GaN/AlGaIn en fonction du temps, normalisée pour $1 \mu\text{m}^2$.

Le temps de gravure de la couche d'or, supposé identique pour chaque encoche, est d'en-

viron 35 s. La profondeur de gravure suit une évolution linéaire en fonction du temps (figure 2.7). La vitesse de gravure est estimée à $79 \pm 5 \text{ nm/s}/\mu\text{m}^2$. On constate, pour un temps de gravure trop important de 240 s, que la zone active est traversée de part en part ce qui peut induire une diminution du gain modal.

2.1.1.2 Morphologie des encoches

La gravure du ruban introduit inévitablement des pertes optiques par diffraction et diffusion. La diffusion Rayleigh qui évolue en $1/\lambda^4$, en constitue par exemple, une source d'autant plus importante que la longueur d'onde λ est courte. Les éventuels défauts de gravure et rugosités de surface doivent donc être réduits au minimum. Afin d'étudier la qualité de la gravure au FIB, une encoche d'une largeur de $4 \mu\text{m}$ est gravée sur un laser à large ruban. On constate sur la figure 2.8 que les parois de l'encoche sont irrégulières. Les

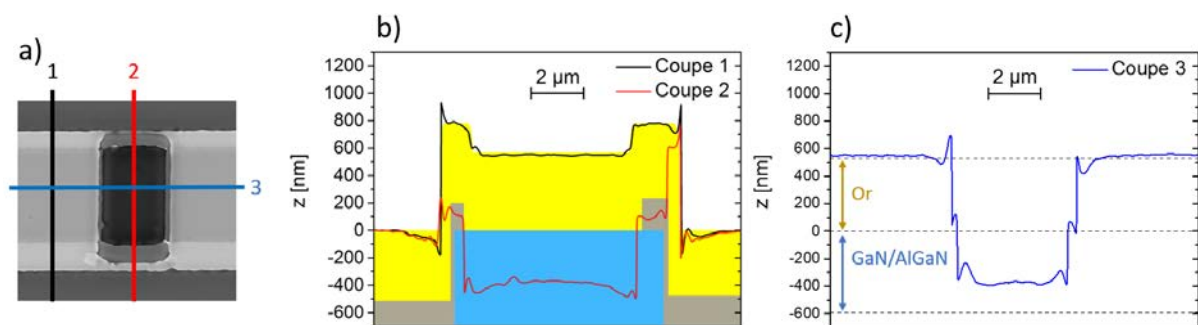


FIGURE 2.8 – Mesures de profils réalisées au microscope confocal. a) Image d'une encoche de $4 \mu\text{m}$ de large. b) Coupes transverses du ruban non gravé (1) et gravé (2). c) Coupe longitudinale (3). Les plages de couleur de la figure b) représentent approximativement les dimensions des différents matériaux. L'or en jaune, la silice en gris et les semiconducteurs en bleu.

discontinuités sont situées à l'interface or/GaN. Cependant, les parois sont bien verticales lors de la gravure d'un même matériau. La présence de la couche de silice sur les bords du ruban (en gris clair sur l'image de la figure 2.8 b)) nuit à une gravure optimale du GaN situé dessous. La paroi horizontale de la gravure possède des rugosités.

2.1.1.3 Caractérisation optique

Les caractéristiques optiques de l'émission laser d'une diode sur laquelle est gravée une encoche sont présentées sur la figure 2.9. Le profil de l'encoche mesuré au microscope confocal est tracé sur la figure 2.10. On ne constate pas de modification de la valeur du courant de seuil. Au-dessus du seuil, le pic d'émission laser a une largeur d'environ

1,4 nm. La structure modale n'y apparaît pas clairement probablement à cause du caractère fortement multimode transverse du laser.

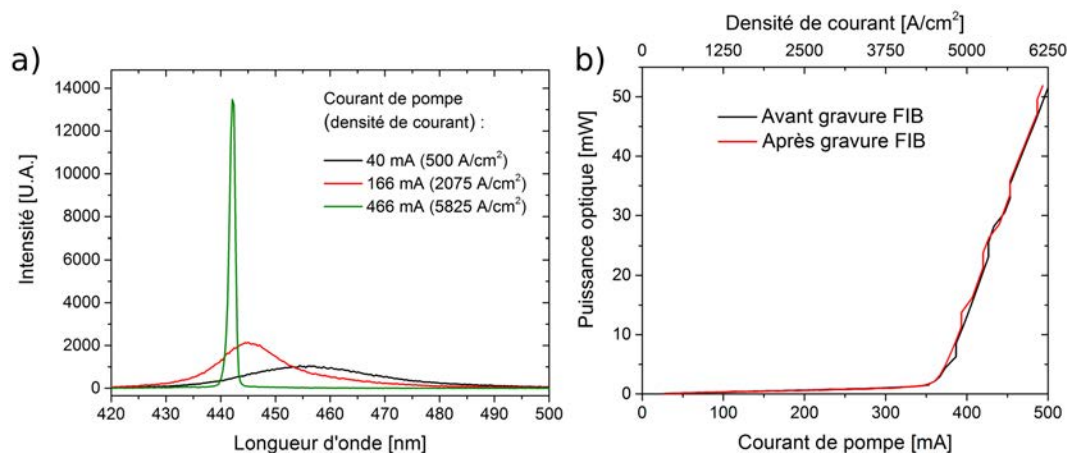


FIGURE 2.9 – a) Spectre en régime pulsé (fréquence : 20 kHz, rapport cyclique : 1 %), d'un laser multimode dont le ruban est gravé d'une encoche. La mesure est réalisée avec un monochromateur. b) Puissance optique en fonction du courant de pompe.

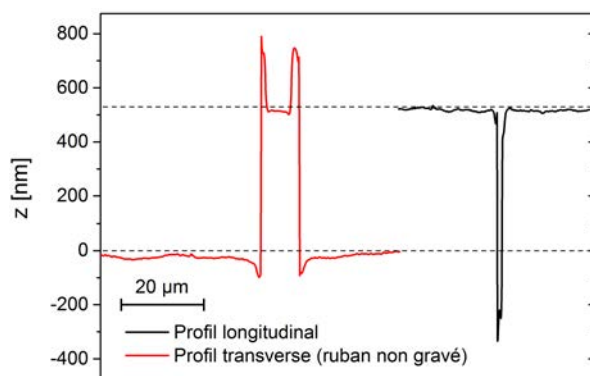


FIGURE 2.10 – Profil longitudinal de l'encoche gravée sur la diode dont les caractéristiques optiques sont représentées sur la figure 2.9.

L'analyse spectrale se révèle donc difficile et ne permet pas, dans le cas de ces échantillons à large ruban, de conclure sur une corrélation entre gravure et structure modale.

Notons qu'il est en principe impossible d'obtenir un fonctionnement monomode longitudinal si un composant présente un profil multimode transverse. Cette affirmation est démontrée théoriquement par Yamada dans la référence [49, p.129].

Cette étude a toutefois permis de déterminer la profondeur de gravure de la couche GaN/AlGaIn en fonction du temps et d'évaluer l'impact des difficultés dans la mise en œuvre de la technique de FIB pour la réalisation d'encoches.

2.1.2 Étude spectrale de diodes laser monomodes transverses

Dans ce paragraphe, une étude plus approfondie est menée pour évaluer l'effet de la gravure par FIB sur le spectre de DLs monomodes transverses. Les échantillons utilisés sont les lasers crus et *processés* au LASPE présentés en détail au paragraphe 1.2. Contrairement aux composants étudiés au paragraphe précédent (2.1.1), ces structures dont le ruban est large d'environ 2,5 μm , émettent sur un seul mode transverse les rendant compatibles avec une étude spectrale.

2.1.2.1 Échantillons sous test

Les échantillons disponibles (9 barrettes de 11 lasers), alimentés sous pointe par un courant continu et non thermalisés, sont tous testés avant gravure. Une caractérisation statique de la puissance optique et de la tension en fonction du courant de pompe ainsi qu'une étude spectrale sont réalisées pour chacun d'eux. Sept des neuf barrettes sont des lasers Fabry-Perot (FP) classiques tandis que les deux dernières (HR) ont reçu un traitement dans le but d'augmenter la réflectivité d'une des facettes (*cf.* paragraphe 1.2.2). Les caractéristiques spectrales de deux échantillons de diodes laser FP sont présentées à au paragraphe 1.2.3 (figures 1.19 et 1.20). La quasi-totalité des composants présente un phénomène de MC plus ou moins prononcé se traduisant par une modulation du spectre d'une période typique de l'ordre du nanomètre. Une des causes possibles déjà mentionnée (*cf.* paragraphe 1.2.3) est la création de microfissures occasionnées par le temps d'utilisation important de ces échantillons non conditionnés. Les échantillons HR, quant à eux, présentent moins de MC, ayant été utilisés moins longtemps.

Nous présenterons d'abord les essais réalisés sur les lasers FP puis un résultat obtenu sur une diode avec traitement HR montrant qu'il est possible de moduler le spectre par la gravure du ruban.

2.1.2.2 Diodes laser Fabry-Perot

Comme dans le cas des DLs multimodes, les profils sont mesurés au microscope confocal (figure 2.11), permettant d'estimer l'épaisseur de la couche d'or et la hauteur du ruban à 550 ± 50 nm. L'incertitude sur ces mesures est relativement importante. Elle est attribuée principalement aux variations de la couche d'or sur la surface des échantillons.

De nombreux essais de gravure au FIB sont réalisés. Il se révèle en pratique difficile d'uti-

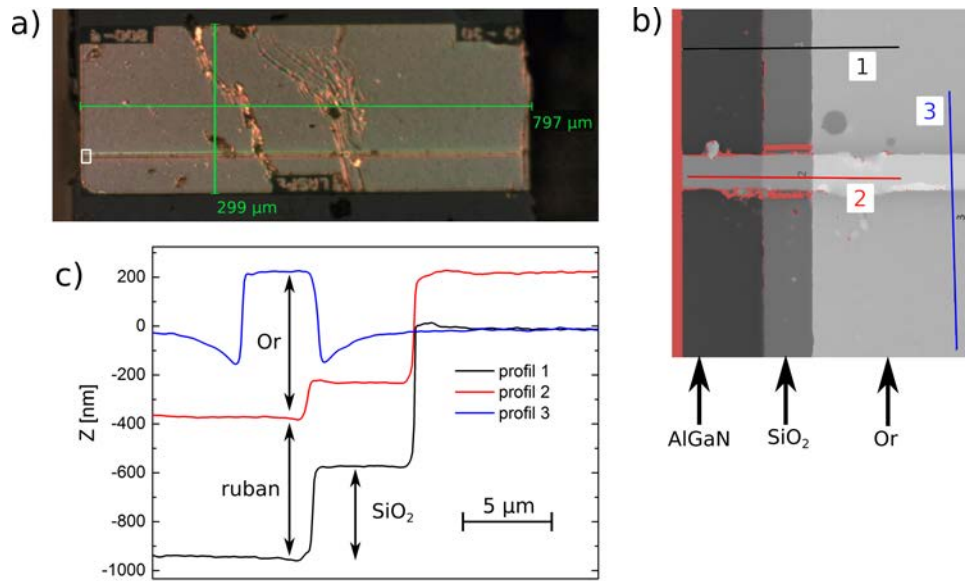


FIGURE 2.11 – a) Vue de dessus d’une DL LASPE. b) Vue d’une extrémité du ruban au microscope confocal (zone délimitée par un rectangle blanc sur la figure a)) c) Coupes extraites de la figure b). Pour une meilleure compréhension de la figure, on peut se référer à la figure 1.17.

liser l’étalonnage effectué sur les lasers multimodes (figure 2.7) pour déterminer le temps de gravure à utiliser. Il existe plusieurs raisons à cela. Tout d’abord, le ruban étant plus fin que sur les lasers multimodes, l’influence de la couche de silice sur la vitesse de gravure est accrue. Le volume à graver est alors constitué de trois matériaux dont les vitesses de gravure sont différentes. Ensuite, le processus de gravure n’étant pas uniforme, la forme de l’encoche obtenue n’est pas parallélépipédique et son volume est difficile à déterminer précisément. Enfin, la couche de contact en or présente des irrégularités importantes. Il est alors difficile de déterminer précisément un plan de référence pour la profondeur de gravure.

Un des essais réalisés est présenté sur la figure 2.12.

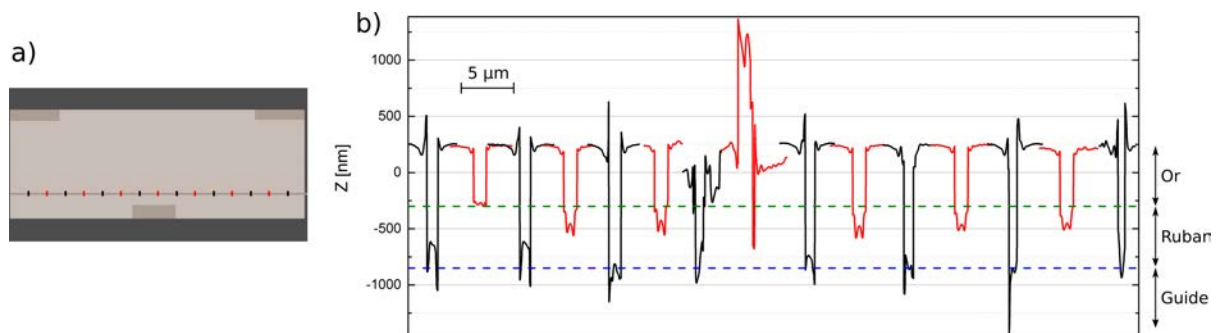


FIGURE 2.12 – a) Vue schématique d’un échantillon de laser vu de dessus. b) Profil des encoches. Deux séries de gravures sont réalisées successivement, avec des temps de gravure différents. En rouge : 15 s, en noir : 30 s.

Sept encoches de $0,5 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$ ont tout d'abord été gravées avec un temps de gravure de 15 s. L'échantillon est alors gravé une seconde fois. Huit encoches y sont gravées avec un temps de gravure de 30 s. Une caractérisation optique est réalisée avant gravure et après chaque série de gravures. Le spectre de la DL est présenté sur la figure 2.13 a). Ce laser présente un effet de MC important de période 130 pm environ.

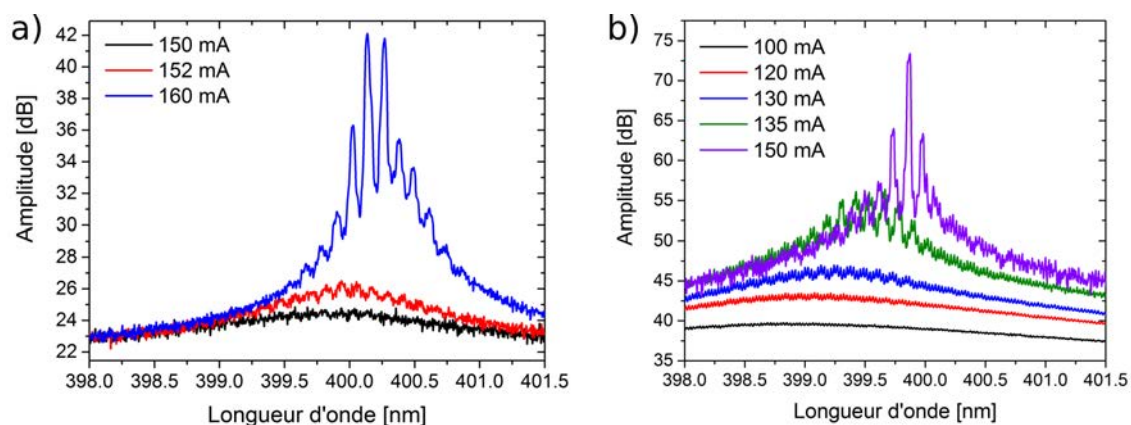


FIGURE 2.13 – a) Spectre optique de l'échantillon présenté sur la figure 2.12, avant gravure, b) après une première série de gravures de 7 encoches.

Après la première série de gravures, un *cluster* domine d'environ 9 dB et la longueur d'onde centrale d'émission se décale vers les courtes longueurs d'onde (figure 2.13 b)). La profondeur de gravure semble donc être suffisante pour atteindre le ruban et induire une perturbation du spectre. On ne peut toutefois pas conclure que l'amélioration du caractère monomode est due à ces perturbations, le phénomène de MC les masquant probablement fortement.

Le décalage de la longueur d'onde vers le bleu peut s'expliquer par la diminution de l'indice effectif global de la structure due aux gravures, la réduction de la longueur optique de la cavité induisant un décalage du peigne de modes.

Après la seconde série de gravures, la DL est très fortement perturbée par la gravure plus profonde. Le spectre correspondant ne présente plus de pic caractérisant l'émission laser (figure 2.14). Lorsque la gravure est trop profonde, l'effet laser n'a plus lieu.

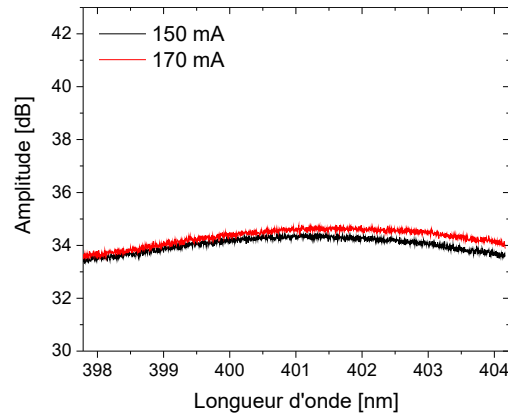


FIGURE 2.14 – Spectre optique de l'échantillon présenté sur la figure 2.12 après une seconde série de gravures de 8 encoches.

Une cause probable est l'introduction de pertes trop importantes. Il est aussi possible qu'une ou plusieurs encoches traversent la zone active, produisant une diminution du gain modal, toutefois l'incertitude importante sur la mesure de hauteur du ruban ne permet pas de conclure avec certitude sur la validité de cette hypothèse.

Une étude devra être réalisée afin d'évaluer les pertes optiques apportées par une gravure. La connaissance précise de ce paramètre, d'autant plus importante que la longueur d'onde est courte, est nécessaire pour la conception du réseau de diffraction de manière à rendre la diode monomode sans augmenter significativement le courant de seuil. Une telle étude est, par exemple, présentée dans la référence [85] dans le cas de diodes émettant à plus grandes longueurs d'onde.

2.1.2.3 Diode laser Fabry-Perot avec traitement haute-réflexivité

Le résultat présenté ici implique une DL dont une des facettes est traitée de façon à augmenter sa réflectivité (figure 2.15).

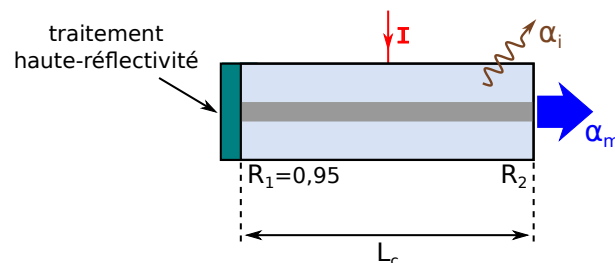


FIGURE 2.15 – Représentation schématique d'un laser FP pompé électriquement dont la facette 1 a reçu un traitement haute-réflexivité (environ 95%). La quasi-totalité du signal est extraite par la facette 2.

Les pertes au niveau des facettes étant réduites, le gain modal requis pour atteindre le

seuil laser est abaissé par rapport au cas des diodes FP présentées au paragraphe précédent (*cf.* équation 1.13).

Une seconde différence est la présence d'une couche diélectrique résiduelle sur la surface du ruban de cet échantillon. Probablement due au traitement de la facette, cette couche produit un reflet rougeâtre lors d'une observation au microscope optique. Le spectre de ce laser avant gravure est présenté sur la figure 2.16 a). Comparé aux cas des DL présentées au paragraphe précédent, le MC y est peu important.

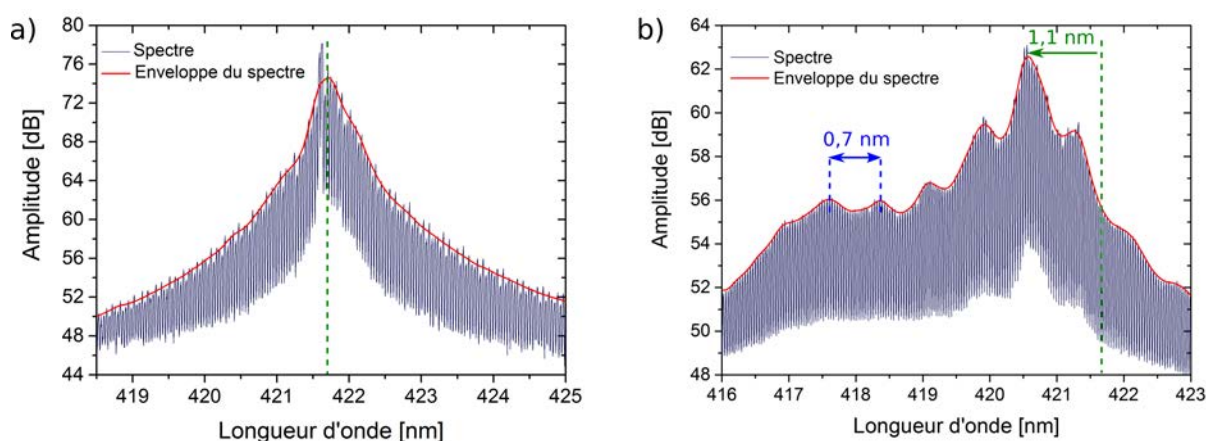


FIGURE 2.16 – Spectre d'un laser monomode transverse avec traitement HR avant (a) et après (b) gravure de deux encoches, pour un courant de pompe de 180 mA. Les courbes rouges représentent les enveloppes de ces spectres. Une modulation de période 0,7 nm est clairement visible sur la figure b).

Deux encoches distantes de $34,00 \pm 0,25 \mu\text{m}$ sont gravées sur le ruban. Le profil longitudinal est représenté sur la figure 2.17.

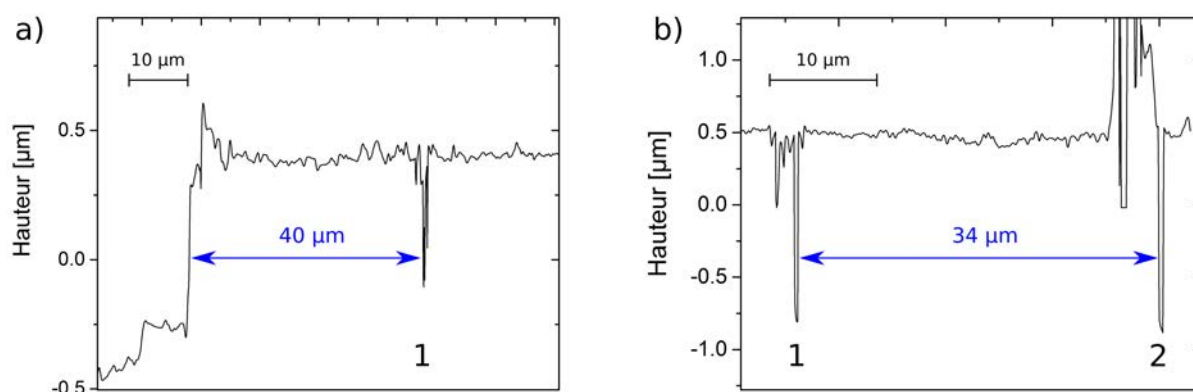


FIGURE 2.17 – Profil longitudinal du ruban d'un laser monomode transverse. a) L'encoche 1 est située à 40 μm de l'extrémité du ruban. b) la distance entre les deux encoches est de 34 μm. Le pic visible sur la droite de la figure b) est un relief apparu lors de la gravure.

L'effet de la gravure est visible sur le spectre (figure 2.16 b)) où apparaît clairement une

surmodulation de période 0,7 nm. On constate de plus, comme au paragraphe précédent (figure 2.13 b)), un décalage d'environ un nanomètre vers les courtes longueurs d'onde du pic central d'émission laser. Dans la référence [86], Corbett et Mac Donald observent ce même type de décalage (8 nm vers le bleu) après gravure de 7 encoches dans un laser émettant à 1,3 μm .

Des informations importantes peuvent être extraites de ce spectre en utilisant une technique d'analyse par transformée de Fourier du spectre. Cette technique est détaillée dans l'annexe C. La figure 2.18 représente la transformée de Fourier du spectre du laser gravé. La cavité FP est représentée par le pic situé à l'abscisse 1. Un autre pic apparaissant à

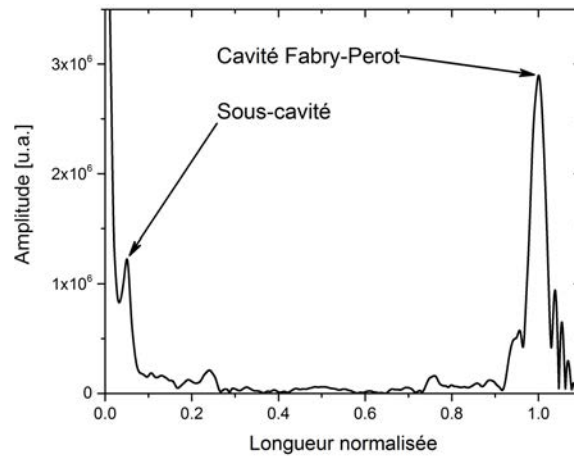


FIGURE 2.18 – Transformée de Fourier du spectre du laser gravé. L'axe des abscisses représente la longueur du chemin optique normalisée par rapport à la longueur de la cavité.

l'abscisse 0,05 correspond à une sous-cavité présente dans la structure. La longueur totale du laser est estimée à $684 \pm 4 \mu\text{m}$ par mesure au microscope optique. La sous-cavité correspond donc à un chemin optique de longueur $0,05 \times 684 \pm 4 = 34,2 \pm 0,2 \mu\text{m}$. La bonne concordance entre la perturbation et le spectre observé montre qu'il est possible de moduler le spectre d'un laser par la gravure du ruban.

Une analyse topologique des perturbations est présentée sur la figure 2.19. Le ruban y est représenté en perspective au niveau des endroits gravés. Les surfaces sont projetées sur le plan $z = -3 \mu\text{m}$. On constate que, contrairement aux gravures présentées précédemment (figure 2.8 par exemple), le ruban est seulement gravé sur une petite surface (zones bleues délimitées par des pointillés sur la figure) de moins de 500 nm de côté et

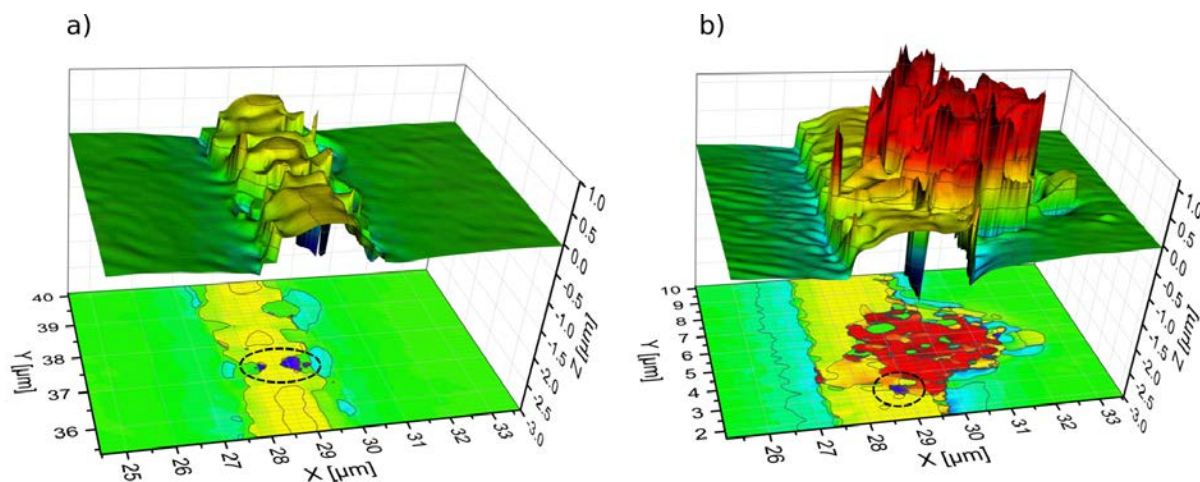


FIGURE 2.19 – Topologie du ruban au niveau des deux endroits gravés. La zone en relief, en rouge sur la figure b) a été créée lors de la gravure. Le plan en $z = -3 \mu\text{m}$ est une projection de la surface. Les pointillés montrent les endroits gravés.

non sur toute sa largeur. La forme particulière des perturbations gravées sur cet échantillon est probablement due à la présence de la couche diélectrique résiduelle recouvrant la couche d'or et rendant la gravure inhomogène. La surface et la profondeur des perturbations sont donc les paramètres cruciaux à maîtriser. De ces résultats obtenus sur un seul échantillon, on peut déduire qu'une faible perturbation semble être suffisante pour moduler le spectre. Il faut enfin noter que la présence du traitement haute réflectivité, en diminuant les pertes aux facettes, autorise probablement un niveau de pertes dues aux gravures plus important.

Ces premiers travaux, dans le cadre de l'approche monolithique, confirment la possibilité d'adapter les techniques de gravure du ruban développées dans le domaine télécom aux diodes lasers InGaN/GaN émettant dans le domaine bleu/violet. Toutefois, un soin supplémentaire est requis dans le choix des paramètres de gravure. En effet, cette étude pointe la grande sensibilité de ces composants vis à vis des pertes optiques créées, due à la courte longueur d'onde d'émission.

La technique de gravure au FIB, peu reproductible, créant beaucoup de pertes et induisant des incertitudes sur les profondeurs de gravure, doit être réservée au prototypage. La mesure de profil par microscopie confocale, bien qu'ayant une résolution suffisante, ne permet pas d'estimer précisément l'épaisseur des couches dans le cas de DLs finalisées principalement à cause de l'irrégularité des couches d'or et de silice. Ces techniques pourraient cependant être testées dans le cas de DLs non finalisées (c'est-à-dire avant le

dépôt de silice et d'or) car il s'agirait de travailler directement sur les couches de semiconducteurs. Cependant, une démonstration de DL *Distributed FeedBack* (DFB) à l'ordre 40 réalisée au FIB a fait l'objet d'une publication récente [87]. Les auteurs obtiennent une émission laser monomode avec un SMSR de 36,9 dB et une largeur de raie de 31 pm. Les paramètres de fabrication sont moins contraignants que dans notre cas car il utilisent une diode commerciale, dont la longueur d'onde d'émission est de 513,85 nm et la largeur du ruban de 4 μm . Ce travail montre toutefois la pertinence de l'utilisation d'un réseau d'ordre élevé pour l'obtention d'un laser InGaN monomode.

2.2 Techniques de réalisation d'un laser monomode monolithique

2.2.1 Réseaux périodiques

Une méthode classique de réalisation de DL monomode monolithique consiste à moduler périodiquement l'indice effectif le long du guide optique pour créer un réseau de diffraction sur toute sa longueur. La forme la plus simple est la gravure d'encoches rectangulaires présentée sur la figure 2.20.

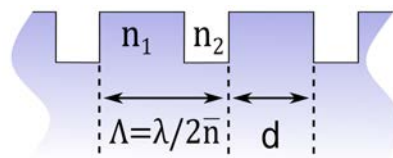


FIGURE 2.20 – Réseau de diffraction à motif rectangulaire d'ordre 1. La condition de Bragg pour la longueur d'onde λ fixe le pas du réseau Λ (\bar{n} est l'indice moyen). On définit le rapport cyclique $r_c = d/\Lambda$.

On montre [33, p.344] que pour maximiser la réflectivité, le pas du réseau doit être un multiple entier S de la longueur de Bragg $\Lambda = \lambda/2\bar{n}$ où \bar{n} est l'indice moyen et S l'ordre d'interférence. Le réseau favorisera les modes dont les longueurs d'onde sont proches de λ . Dans le cas d'un réseau périodique, on définit le rapport cyclique du réseau comme le rapport de la largeur de la zone non gravée sur la période [88]. La différence des indices effectifs des zones non gravée (n_1) et gravée (n_2) définit le contraste d'indice $\Delta n = n_1 - n_2$. Lorsque celui-ci est grand ou que le nombre de perturbations est important, les facettes interviennent peu et les caractéristiques spectrales de la DL sont principalement liées à

la perturbation induite par le réseau.

Un exemple de ce type de DL à rétroaction distribuée (DFB) est représenté sur la figure 2.21.

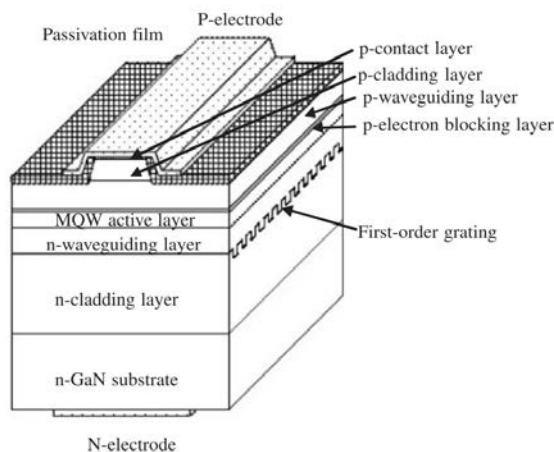


FIGURE 2.21 – Exemple de DL à rétroaction distribuée (DFB) émettant à 405 nm. Schéma extrait de la référence [89].

Dans cette architecture, le réseau est enterré ce qui nécessite une interruption de la phase d'épitaxie après la croissance de la gaine inférieure. Le réseau est formé par des encoches rectangulaires gravées par lithographie *e-beam* et gravure sèche ICP (voir annexe D). Le guide et la gaine supérieure sont ensuite crus lors d'une seconde étape d'épitaxie. L'interruption de croissance et le traitement nécessaire à la création du réseau peuvent être à l'origine de défauts qui altèrent les performances du composant [90].

Une alternative consiste à créer un réseau en surface qui, bien que plus simple à réaliser, induit des pertes optiques et crée des régions où le pompage électrique ne se fera pas correctement [91]. Dans ce cas, la conception doit être soigneusement étudiée afin de minimiser ces inconvénients. Plusieurs configurations pour la réalisation de réseaux en surface sont rapportées dans la littérature (voir figure 2.22) :

- a) Réseau constitué d'encoches (*slots*) de forme rectangulaire à la surface du ruban, perpendiculairement à son axe. La profondeur des encoches détermine l'indice effectif de la zone gravée.
- b) Réseau à motif en dents de scie (*saw-tooth grating* ou *V-shaped grooves grating*). Il permet de diminuer l'ordre d'interférence sans devoir réduire la résolution de gravure, la pointe de la gravure étant située à l'endroit où l'intensité du mode optique est maximum. Comparée au réseau rectangulaire, cette technique est plus difficile à mettre en œuvre car la composition du gaz utilisé pour la gravure par

ICP doit être contrôlée précisément afin d'obtenir l'angle souhaité [88, 92].

- c) Réseau par gravure latérale (*side wall grating* ou *notched grating*) où des encoches sont gravées latéralement, de chaque côté du ruban sur toute sa hauteur pour en réduire la largeur et donc l'indice effectif. Cette technique simplifie le traitement post-épitaxie car le ruban et les encoches peuvent être gravés simultanément. L'indice effectif des zones perturbées étant déterminé par le motif, il faut réaliser un masque différent pour chaque contraste d'indice à tester.
- d) Réseau latéral où le réseau est gravé de part et d'autre du ruban. Le motif peut être en dents de scie ou rectangulaire.

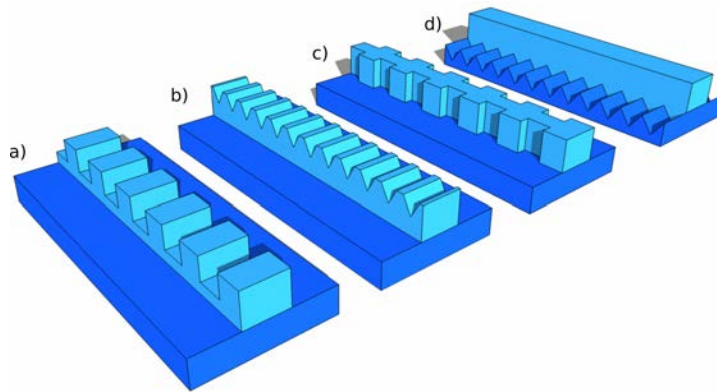


FIGURE 2.22 – Différents types de réseaux de surface. a) Réseau à motif rectangulaire, b) réseau à motif en dents de scie (*saw-tooth*), c) réseau par gravure latérale du ruban (*notched grating*) d) réseau latéral.

2.2.2 Revue des diodes laser monomodes à 4xx nm

Depuis la fin des années 90, plusieurs essais ont été effectués à différents ordres d'interférence. Les principales étapes sont résumées dans le tableau 2.1. Le meilleur résultat est obtenu dans la référence [46], dans laquelle le SMSR (voir équation 1.17) est supérieur à 30 dB avec un seuil laser de 130 mA, qui est le double de celui d'un laser non perturbé crû sur le même *wafers*. Seule la référence [89] propose un composant dont le seuil est de 22 mA mais au prix de l'utilisation d'une technologie de réseau enterré difficile à mettre en œuvre. La majorité des auteurs ont utilisé une technique de lithographie *e-beam* permettant d'obtenir une haute résolution spatiale (jusqu'à 1 nm selon [91]). Les structures sont ensuite gravées par une technique de gravure sèche (*Inductively Coupled Plasma- Reactive Ion Etching* (ICP-RIE)). Cependant, dans la référence [88], le réseau est obtenu par l'utilisation d'un *stepper*. Les principales techniques de gravures des semiconducteurs

Auteur	Année	Pompage	Ordre	Type de réseau	Technologie utilisée	SMSR	Seuil
Slight [46]	2018	E	39	Notched	EB puis ICP	35 dB	130 mA
Kang [88]	2017	O	10	latéral, dent de scie	PL puis RIE	25 dB mais probablement non monomode	
Slight [93]	2017	E, pulsé	39	Notched	EB puis ICP	Monomode	> 400 mA
Slight [91]	2016	E, pulsé	3	Notched	EB puis ICP	22 dB (mais résolution insuffisante)	> 300 mA
Masui [89]	2006	E	1	Enterré, dent de scie	EB puis ICP.	Monomode (SMSR non précisé)	22 mA
Sanz [94]	2005	E, pulsé	4	slots	FIB	Pas de données.	
Schweizer [95]	2002	E	2	Lateral	EB +RIE-ECR	Monomode à faible courant	
Abare [96]	1999	E, pulsé	3	Enterré, Si ₃ N ₄	épitaxie	Non monomode	
Hofstetter [97]	1998	E, pulsé	3	dent de scie	CAIBE	15 dB	> 1500 mA
Hofmann [98]	1997	O pulsé	2	Slots	EB+RIE	Non monomode (mais effet du DFB prouvé)	

TABLE 2.1 – Chronologie des tentatives d’obtention de laser monomodes monolithiques pour une émission à 4xx nm, indiquant le type de pompage (E : électrique, O : optique), l’ordre d’interférence, le type de réseau, la technique utilisée (EB : e-beam, PL : *stepper photolithography*, ICP-RIE : *Inductively Coupled Plasma-Reactive Ion Etching*, FIB : *Focused Ion Beam*, *Chemically Assisted Ion Beam* (CAIBE) : *Chemically Assisted Ion Beam*) et les caractéristiques spectrales.

sont détaillées dans l’annexe D.

La réflectivité globale du réseau augmentant avec le nombre de perturbations [99, p.48], elle est maximum à l’ordre 1. Toutefois, les résultats récents montrent qu’il est possible d’obtenir un SMSR supérieur à 30 dB en utilisant des réseaux d’ordre d’interférence élevé.

2.2.3 Cahier des charges, choix des paramètres

L’ensemble des étapes de réalisation des DL (épitaxie, gravure du réseau) sont réalisées dans les salles blanches du LASPE. Afin d’en réduire le nombre, nous choisissons de fabriquer des structures pompées optiquement permettant de s’affranchir de l’étape de passivation et de dépôt des contacts métalliques. La réalisation de réseaux enterrés impliquant une étape de recroissance après gravure est exclue. Le réseau est donc gravé sur le ruban. La contrainte principale vient du choix de l’utilisation d’une technique de lithographie optique standard. Plus accessible que les techniques de lithographie *e-beam*, elle induit cependant une limitation liée à la résolution minimale dans le plan horizontal estimée à 1,5 μm . La résolution verticale est meilleure car la profondeur est contrôlée par

le temps de gravure.

Le choix du type de perturbation doit être fait en tenant compte de cette contrainte. La gravure de motifs en dents de scie (figure 2.22 a)) est d'emblée exclue car difficile à maîtriser techniquement. La technique de gravure latérale (figure 2.22 c)) est, *a priori*, la plus simple à mettre en œuvre car elle permet de réaliser les perturbations et le ruban au cours de la même étape de gravure. Cependant, il existe une incertitude forte sur la valeur du contraste d'indices effectifs comme nous le verrons au paragraphe 2.3.1. Or, ce paramètre étant crucial pour la détermination du motif à graver, il est nécessaire de le garder ajustable lors des essais expérimentaux. Une des contraintes de cette étape de preuve de concept est l'utilisation d'un nombre limité de masques. Ceci exclut donc la technique de gravure latérale car le contraste d'indice γ est déterminé par le dessin du motif lui-même, figé lors de la conception du masque de gravure. À l'opposé, dans le cas de l'utilisation d'une technique de gravure par le dessus (figure 2.22 a)), le contraste d'indice pourra être ajusté en contrôlant la profondeur des encoches par l'intermédiaire du temps de gravure. Nous choisissons d'utiliser la gravure d'encoches afin de garder une souplesse expérimentale, contrairement à l'option retenue dans la référence [46].

Cette limite de résolution implique finalement la fabrication de réseaux d'ordres d'interférence élevés. Dans notre cas, la largeur minimale d'une encoche doit être de 1,5 μm .

L'approche que nous avons choisie dans ce travail de thèse est donc de réaliser une diode laser monomode en utilisant des techniques de fabrication compatibles avec une production à grande échelle. Elle consiste à limiter le nombre d'étapes dans le processus de fabrication et se base sur une technique de gravure par lithographie UV usuelle. Le réseau envisagé est aperiodique pour limiter le nombre d'encoches, et ainsi les pertes, tout en conservant une certaine versatilité sur le design du spectre optique de la diode. Dans le paragraphe suivant, nous nous intéressons aux résultats obtenus sur ce type de réseaux aux longueurs d'onde des télécommunications, le but étant de transposer la technique aux DL InGaN/GaN émettant dans la gamme bleu/violet.

2.2.4 Réseaux aperiodiques dans le domaine télécom

Cette approche a été développée dans le domaine télécom sous le nom de *single-mode Fabry-Perot* [100] ou de *Discrete Mode Laser Diode* (DMLDTM) [101]. L'idée a été tout

d'abord de créer un laser multisections en gravant quelques encoches profondes le long du guide pour créer des cavités couplées. Coldren montre théoriquement qu'il est ainsi possible d'obtenir un fonctionnement monomode [102, 103]. Cependant, il a été montré en 1995 [86] que la gravure d'une ou quelques encoches peu profondes dans le ruban d'un laser à semiconducteurs émettant à $1,3 \mu\text{m}$ crée une perturbation des modes FP en fonction des positions des gravures. Ainsi en réalisant plusieurs encoches à $L/2$, $L/4$, $L/8$ (où L est la longueur de la DL), on peut obtenir une émission sur un mode prépondérant avec un SMSR de l'ordre de 25 dB.

Patchell introduit en 2005 la notion de gravure de réseau aperiodique dans le ridge [47]. En plaçant judicieusement les encoches par rapport aux facettes selon un motif aperiodique², il est possible d'obtenir un laser monomode avec une grande stabilité thermique [104, 105] tout en gravant moins d'encoches que dans cas d'un réseau periodique. Le SMSR pour un point de fonctionnement à deux fois le seuil laser est alors supérieur à 50 dB comme on le voit sur la figure 2.23.

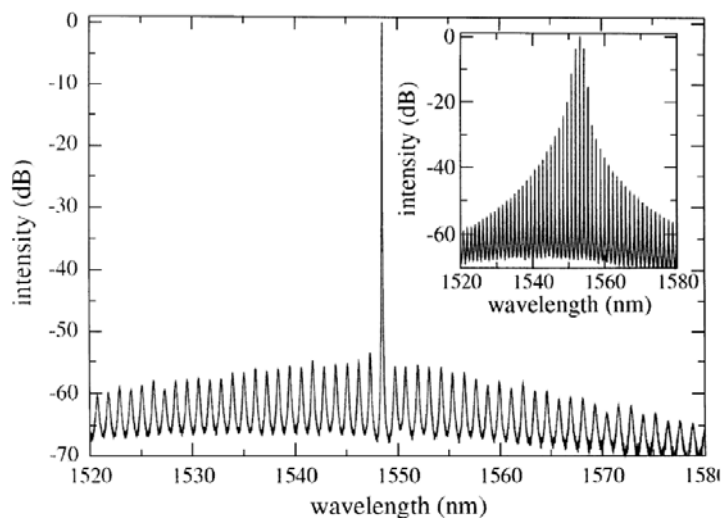


FIGURE 2.23 – Spectre d'un laser monomode obtenu par la gravure d'un réseau aperiodique. Le spectre d'une diode FP non perturbée est donné à titre de comparaison. La figure est extraite de la référence [105].

Dans la référence [27], Herbert et *al.* étudient les propriétés dynamiques de DMLDs et les présentent comme une alternative bas coût aux DL DFB. Ils montrent que les DMLDs conservent leur caractère monomode avec une grande pureté spectrale lorsqu'elles sont soumises à une forte contre-réaction ou lorsqu'elles sont modulées à haute fréquence et que leurs performances sont comparables à celles de DL DFB commerciales. Li et *al.*

2. Les différentes techniques de détermination du motif sont présentées au paragraphe 2.3.2

confirment ces observations expérimentales numériquement, en utilisant une méthode de matrices de transfert dans le domaine temporel [100] permettant de simuler le spectre optique.

Les DMLDs permettent donc d'atteindre des performances équivalentes aux DLs monomodes commerciales tout en ayant l'avantage de nécessiter un nombre moins important de gravures. Des DLs monomodes longitudinales basées sur cette technologie DMLD sont commercialisées par la société irlandaise Eblana Photonics. Bien maîtrisée dans la gamme des longueurs d'onde télécom, cette technique n'a, à notre connaissance, jamais été démontrée dans le cas de DLs émettant dans le domaine bleu/violet. Cette technique semble cependant particulièrement pertinente pour rendre monomode ces composants, très sensibles aux pertes optiques comme nous l'avons vu précédemment.

Dans le prochain paragraphe, nous présentons la technique permettant la détermination du motif aperiodique.

2.3 Modélisation de la structure monomode

La conception de DLs monomodes utilisant un réseau périodique de type DFB repose sur un modèle théorique solide permettant de déterminer précisément les paramètres de gravure que sont le pas du réseau et le rapport cyclique. Dans le cas d'un réseau aperiodique, ces techniques ne peuvent pas s'appliquer [100] car les variables prises en compte sont différentes. Nous déterminerons tout d'abord l'indice effectif de la structure en fonction de la profondeur de gravure. Nous choisirons ensuite une méthode permettant de calculer la largeur et la position de chaque encoche définissant ainsi le motif du réseau. Cette méthode numérique sera enfin détaillée et sa robustesse vis à vis des erreurs de gravure testée.

2.3.1 Détermination des indices effectifs

La connaissance de la valeur de l'indice effectif du mode laser est une donnée essentielle pour la détermination du motif de gravure car l'influence de la perturbation est directement liée au contraste d'indice défini par

$$\Delta n = n_{eff}^1 - n_{eff}^0, \quad (2.1)$$

où n_{eff}^0 et n_{eff}^1 sont les indices effectifs lorsque le ruban est gravé ou non gravé.

Le nombre de modes transverses pouvant coexister dans le guide optique dépend de sa largeur (la hauteur étant fixée lors de la croissance des couches). On s'assure d'un fonctionnement monomode transverse en limitant la largeur du guide. D'autre part, les règles de sélection des transitions dans les puits quantiques imposent que seuls les modes TE disposeront de gain le long de l'axe optique. En outre, le facteur de confinement est plus grand pour les modes TE que pour les modes TM [49, p.52]. Le laser émettra donc principalement sur cette polarisation d'indice effectif le plus élevé. Nous souhaitons que le laser émette sur le mode TE fondamental dans le plan transverse, la largeur du ruban doit être inférieure à 2 μm pour la gamme de longueurs d'onde envisagée [56, 106].

Les épaisseurs des couches, constituant les paramètres d'entrée du modèle de simulation des modes optiques, sont celles des structures laser crues au LASPE, décrites au paragraphe 2.4.1. Elles comportent cinq puits quantiques en InGaN(13% In), dont la longueur d'onde d'émission se situe aux alentours de 417 nm. Les indices effectifs des zones gravées et non gravées sont déterminés grâce au solveur de modes Lumerical Modes Solutions permettant de calculer les modes propres du guide par la méthode des différences finies [107]. Les indices de réfraction des couches d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ pour les différentes valeurs de x sont déterminés à partir de l'article de Brunner *et al.* [108] et celui de l'InGaN est fixé à 2,72 [83]. Ces valeurs d'indice sont cependant approximatives. En effet, les faibles épaisseurs des barrières et des puits, de l'ordre de quelques nanomètres, impliquent une forte influence du confinement sur les indices de réfraction du GaN et de l'InGaN [109], négligée dans la simulation. D'autre part, la détermination de l'indice de l'InGaN nécessite la croissance d'échantillons d'une épaisseur très supérieure ($\simeq 300$ nm) à celle des puits et la croissance d'une couche de protection en GaN d'une vingtaine de nanomètre d'épaisseur [110]. Les variations des indices de réfraction des matériaux étant faibles dans la gamme de longueurs d'onde considérée [108], la variation de l'indice effectif avec la longueur d'onde est aussi négligée. La figure 2.24 présente des simulations du profil transverse du mode dans le cas d'un guide non gravé (figure a)) et gravé entièrement (figure b)). Les indices effectifs associés sont $n_{eff}^1 = 2,477$ et $n_{eff}^0 = 2,469$.

L'indice effectif en fonction de la hauteur du ruban (initialement : gaine supérieure de 460 nm+couche de contact de 50 nm) est présenté sur la figure 2.25. On constate qu'au-dessous d'une certaine hauteur de l'ordre de 300 nm, le mode est déconfiné et l'indice

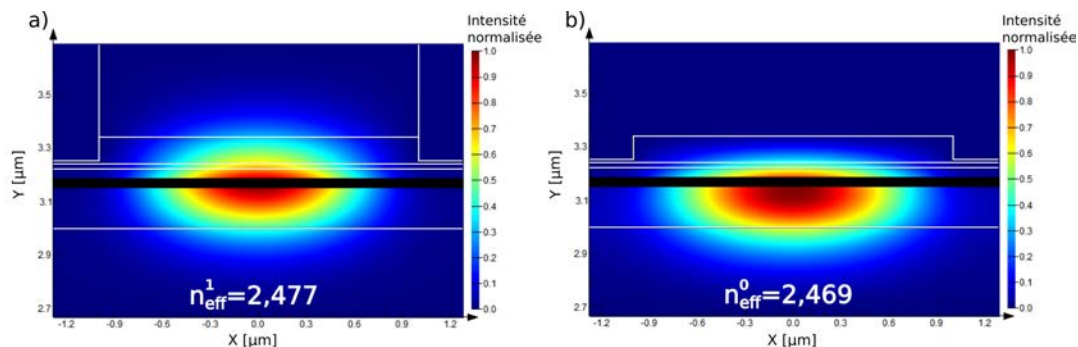


FIGURE 2.24 – Profils d’intensité transverse du mode fondamental d’une diode laser et indices effectifs correspondants, dans le cas d’un ruban de largeur $2\ \mu\text{m}$ a) non gravé (hauteur $510\ \text{nm}$) ou b) gravé. La longueur d’onde d’émission est $\lambda = 420\ \text{nm}$. Sur la figure a), la partie supérieure du ruban n’est pas représentée. Le détail des épaisseurs des couches est donné au paragraphe 2.4.1. L’échelle de couleur représentant l’intensité est normalisée par rapport à sa valeur maximale.

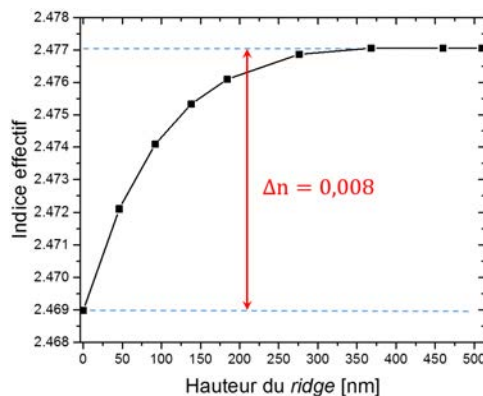


FIGURE 2.25 – Indice effectif en fonction de la hauteur du ruban, pour une longueur d’onde d’émission $\lambda = 420\ \text{nm}$. La structure d’épitaxie est donnée dans le paragraphe 2.4.1.

diminue avec la hauteur pour atteindre un minimum $n_{eff}^0 = 2,469$ lorsque la totalité du ruban est gravée. Le contraste d’indice maximum que l’on pourra obtenir est donc $\Delta n = 0,008$. Cette valeur, proche de celles données dans la littérature [100, 111], sera utilisée pour le calcul du motif.

2.3.2 Choix de la méthode de détermination du motif de gravure

S’il est relativement facile d’obtenir le spectre émis par une DL pour un profil d’indice donné le long de son guide optique, en utilisant une technique de matrices de transfert, la résolution du problème inverse (détermination du profil d’indice correspondant à un spectre cible donné) est nettement plus compliquée. Plusieurs techniques ont été pro-

posées dans la littérature. Dans la référence [112], un algorithme génétique a été utilisé pour déterminer le motif de gravure mais il ne permet d'inclure qu'un petit nombre de perturbations (quelques dizaines). O'Brien et *al.* proposent une solution basée sur les matrices de transfert [104, 113] pour déterminer le profil d'indice. Elle permet d'obtenir la densité de perturbations en fonction de la position le long du guide. Cette méthode est cependant basée sur une approximation de Born au premier ordre [114]. Cela signifie que les réflexions multiples aux interfaces des sous-cavités sont négligées, alors que les réflexions multiples incluant l'une ou l'autre des facettes, qui ont une réflectivité beaucoup plus élevée, sont toujours prises en compte. Elle suppose donc que les perturbations sont faibles. Cette approximation n'est plus valable dès lors que le contraste d'indice (voir équation 2.1) est supérieur à 0,01 et implique que le nombre de perturbations est très inférieur à $N_p = 100$ [111]. L'approche consistant à calculer une densité de perturbation peut en outre poser problème lors de la réalisation pratique du réseau, aux endroits où la densité est élevée. La distance entre les centres des encoches pouvant y être inférieure à la largeur d'une encoche, cela produit une solution physiquement inacceptable.

La méthode que nous avons choisi d'utiliser [111], toujours basée sur les matrices de transfert, repose sur une approche liée à la nature physique du réseau à créer, plutôt que de générer une fonction mathématique abstraite de densité de perturbations. Elle est en outre toujours valide dans le cas de perturbations fortes ($\Delta n > 0,01$, $N_p > 100$). Ce modèle est détaillé dans le paragraphe suivant.

2.3.3 Description de la méthode

Le principe de la méthode [111] que nous allons utiliser, est représenté de façon schématique sur la figure 2.26. Le ruban du laser y est virtuellement découpé en N_P segments élémentaires (pixels) d'égales dimensions longitudinales L_P pouvant être gravés (état 0) ou non gravés (état 1). L'indice effectif que voit le mode optique au niveau d'un pixel dépend de son état. Le processus de simulation consiste à étudier de façon itérative l'influence de chaque pixel sur le spectre de gain au seuil. De façon à maximiser l'effet d'un seul pixel, la longueur L_P doit être un multiple impair du quart de la longueur d'onde, les ondes réfléchies aux deux extrémités étant alors en phase [115] :

$$L_P = S \frac{\lambda}{4n_{eff}^1} \quad (S = 1, 3, 5, \dots). \quad (2.2)$$

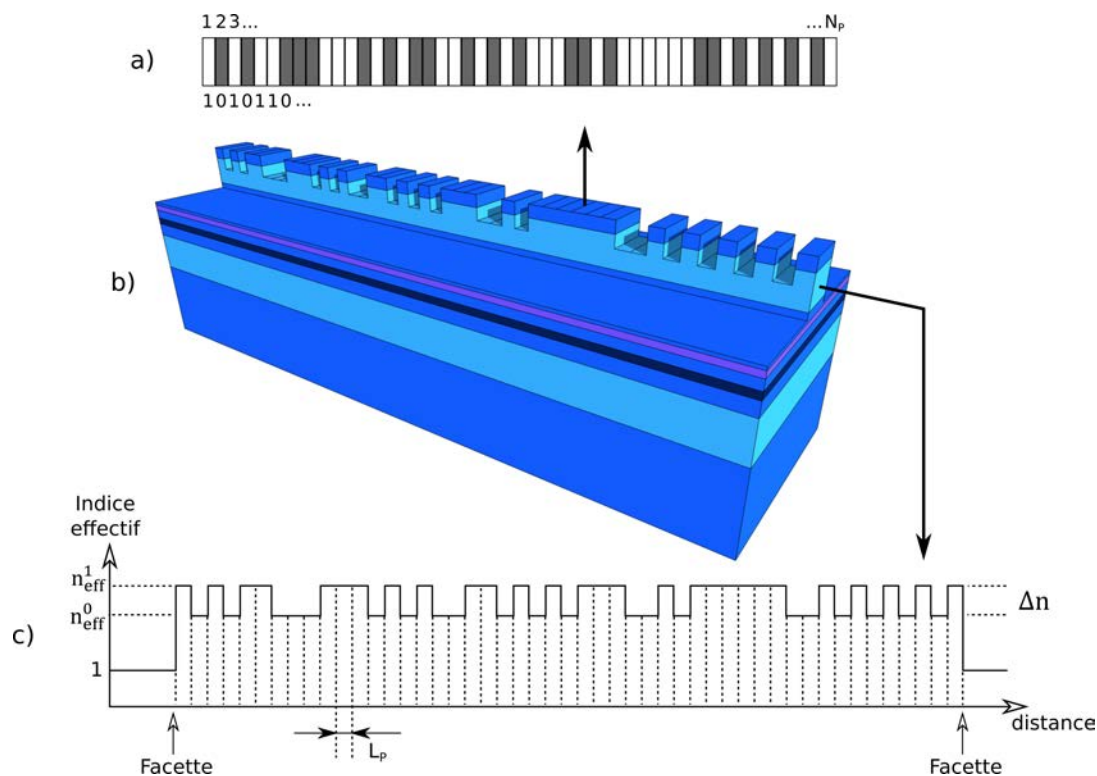


FIGURE 2.26 – Représentation schématique de la méthode de détermination du motif de gravure. a) Le ruban est virtuellement découpé en "pixels" pouvant être non gravés (état 1) ou gravés (état 0). b) DL avec structuration du ruban. c) Profil d'indice effectif correspondant à cette structuration.

On appellera S l'ordre du réseau. Il faut noter que ce paramètre ne peut pas être comparé à l'ordre d'interférence d'un réseau périodique (paragraphe 2.2) où il y fixe la longueur d'un motif élémentaire alors que dans notre cas il représente la longueur d'un pixel.

Le problème consiste à déterminer le profil d'indice permettant d'obtenir un spectre optique donné (spectre cible). Pour cela, il faut, pour un profil donné (figure 2.26 c)) être capable de :

1. représenter mathématiquement la structure totale par une matrice de transfert,
2. exprimer les conditions de résonance et ainsi déterminer les pertes (ou le gain au seuil) et la longueur d'onde de résonance de chaque mode de la cavité,
3. comparer le spectre de pertes au spectre cible.

Nous avons vu que les performances des DMLDs émettant à $1,55 \mu\text{m}$ sont comparables à celles de DFBs commerciaux [115]. Ceci découle principalement du fait que la longueur d'onde est du même ordre de grandeur que les largeurs des encoches gravées (de l'ordre

du μm). Dans le cas de composants émettant à des longueurs d'onde environ 4 fois inférieures, les ordres d'interférences mis en jeu seront supérieurs, et le nombre de degrés de liberté du modèle en sera réduit. D'autre part, comme nous l'avons déjà mentionné, les pertes par diffusion seront nettement plus importantes à ces longueurs d'onde. L'intensité diffusée par effet Rayleigh varie par exemple comme $1/\lambda^4$ [32, p.349].

La transposition de la technique aux courtes longueurs d'onde constitue donc un vrai défi compte tenu des contraintes de fabrications que nous avons définies (voir paragraphe 2.2.3).

2.3.3.1 Matrice de transfert de la structure

La matrice de transfert représentant un système optique délimité par deux plans 1 et 2 est représentée sur la figure 2.27.



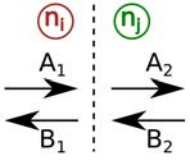
FIGURE 2.27 – Matrice de transfert d'un système optique.

Elle permet de relier les amplitudes complexes des champs entrant au niveau d'un plan 1 aux amplitudes complexes des champs sortant au niveau du plan 2. La convention choisie est celle de la référence [32] selon laquelle on exprime les champs à droite en fonction des champs à gauche.



FIGURE 2.28 – Matrice de transfert d'un pixel.


Les pixels sont représentés par les matrices de transfert P_m où m est un entier qui indice le pixel (équation 2.4). Le module du vecteur d'onde est $k = \frac{2\pi}{\lambda_0}n + ig$, où n est l'indice effectif du pixel, g le gain du milieu, λ_0 la longueur d'onde dans le vide et d la longueur du pixel.



$$D_{i \rightarrow j} = \frac{1}{2n_j} \begin{bmatrix} n_i + n_j & n_j - n_i \\ n_j - n_i & n_i + n_j \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

FIGURE 2.29 – Matrice de transfert du dioptré à l'interface de deux pixels.

La matrice $D_{i \rightarrow j}$ (équation 2.5) représente l'interface entre les pixels i et j . Les indices effectifs des pixels i et j sont n_i et n_j .



$$\begin{aligned} [M] &= [M_N] \times \dots \times [M_2] \times [M_1] \\ [M] &= P_N \cdot D_{N-1 \rightarrow N} \cdot P_{N-1} \dots D_{1 \rightarrow 2} \cdot P_1 \end{aligned} \quad (2.6)$$

FIGURE 2.30 – Matrice de transfert du ruban pixelisé.

Les matrices de transfert étant cascadables, la matrice de la structure globale comportant N pixels s'exprime par l'équation 2.6.

En l'absence de traitement des facettes, la matrice globale de la structure s'écrit : $[T] = D_s \times [M] \times D_e$, où D_e représente le dioptré de gauche (air/pixel 1) et D_s celui de droite (pixel N/air). Selon les conventions choisies on a :

$$\begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = [T] \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

La connaissance de cette matrice va nous permettre de déterminer la longueur d'onde et le gain au seuil de chaque mode en examinant les conditions de résonance de la structure.

2.3.3.2 Conditions de résonance

Les conditions de résonance sont remplies quand les champs sortants de la structure sont non nuls en l'absence de champs entrants (figure 2.31), soit pour $A_1 = B_2 = 0$ dans l'équation 2.7.

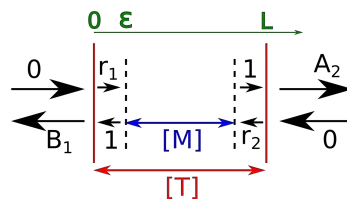


FIGURE 2.31 – Conditions de résonance.

Obtenir l'équation caractéristique donnant les longueurs d'onde et les gains au seuil

des modes longitudinaux autorisés par la structure revient donc à chercher les zéros de $T_{22}(\lambda, g)$ pour le système entier [33, p.143]. Il faut donc résoudre numériquement le système d'équations couplées non linéaires suivant :

$$\operatorname{Re} T_{22}(\lambda, g) = 0, \quad (2.8a)$$

$$\operatorname{Im} T_{22}(\lambda, g) = 0. \quad (2.8b)$$

On peut montrer que $\operatorname{Im} T_{22}$ est quasiment indépendant du gain g . En effet, dans la référence [111], Adolfsson et *al.* tracent les courbes correspondant aux équations 2.8 dans l'espace (λ, g) , en utilisant une autre convention d'expression des matrices de transfert (figure 2.32). Dans le cas d'une DL non perturbée, $\operatorname{Im} T_{22}$ ($\operatorname{Im} T_{11}$ sur la figure), ne varie pas avec le gain modal (les lignes pointillées rouges sont parfaitement verticales). On peut considérer avec une très bonne approximation qu'il en est de même dans le cas d'une DL fortement perturbée.

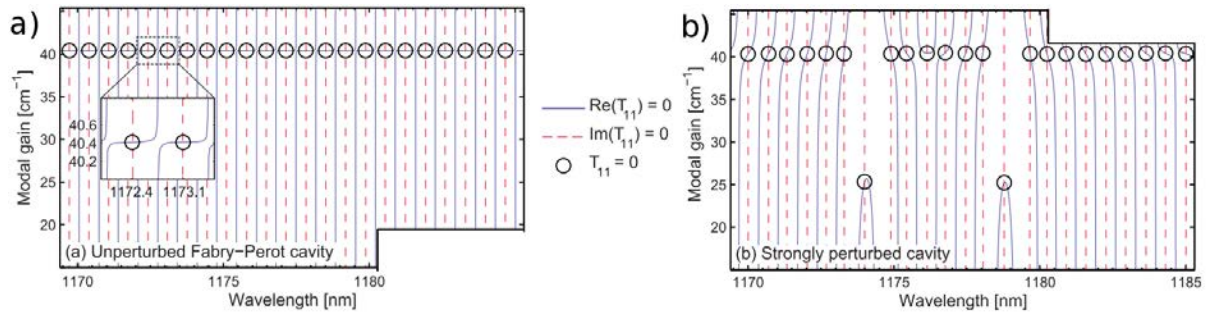


FIGURE 2.32 – Courbes correspondant aux équations 2.8 dans l'espace (λ, g) . Le fait que $T_{11} = 0$ (et non $T_{22} = 0$) soit représenté vient du choix de la convention d'expression des matrices de transfert. a) cas d'une DL FP non perturbée. b) cas d'une DL FP fortement perturbée. Figure extraite de la référence [111].

Dans cette approximation, on peut donc déterminer les longueurs d'onde des modes en résolvant l'équation 2.8b pour une valeur arbitraire de g . Pour chacune de ces longueurs d'onde, on détermine ensuite le gain au seuil en cherchant la valeur de g pour laquelle 2.8a est vérifiée. L'ensemble des couples $(\lambda_m, g_{th}(\lambda_m))$, avec $m \in \mathbb{N}$ définit la structure modale de la cavité modélisée.

Nous pouvons maintenant comparer le spectre de gain au seuil de la cavité perturbée à un spectre "cible" vers lequel on souhaite tendre.

2.3.3.3 Spectre cible

La technique que nous utilisons permet en théorie de définir de manière arbitraire le spectre cible. Elle a été utilisée pour obtenir un laser bimode par exemple. Notre but est d'obtenir un laser ayant un fonctionnement monomode, sur un intervalle spectral correspondant à la largeur de la courbe de gain du laser non perturbé centré sur sa longueur d'onde d'émission. La largeur et la courbure de la courbe de gain sont déterminées au paragraphe 1.3 par la méthode HP. Nous choisirons de simuler le spectre du laser sur une largeur de 7 nm autour de $\lambda_0 = 417$ nm ce qui correspond à environ 160 modes. Le mode cible choisi est au centre de cet intervalle. La figure 2.33 a) représente l'approximation parabolique du gain telle que définie par l'équation 1.14, avec $co = 0,99 \text{ nm}\sqrt{\text{cm}}$ (cf. paragraphe 1.3.1).

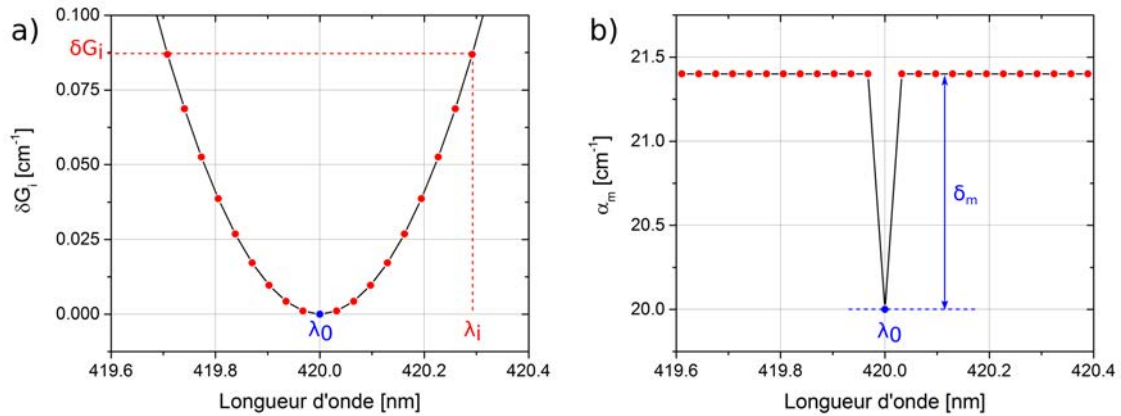


FIGURE 2.33 – a) Modélisation du gain parabolique selon l'équation 1.14. b) Modélisation du spectre cible. Pour chaque longueur d'onde correspondant à un mode de la cavité, on définit arbitrairement un niveau de gain au seuil en fonction du spectre à obtenir. Sur la figure, on cherche à obtenir un laser monomode émettant à 420 nm.

On note δ_m la différence entre le niveau des pertes de la cavité non perturbée et le niveau des pertes du mode central (voir figure 2.33).

Il reste à estimer la valeur minimum que peut prendre ce paramètre tout en conservant un fonctionnement monomode. La réflectivité des facettes clivées sans traitement³ est $R = 0,18$. Pour une longueur de cavité $L_c = 800 \text{ }\mu\text{m}$, l'équation 1.13 permet de calculer les pertes des miroirs de la DL non perturbée $\alpha_m = 21,4 \text{ cm}^{-1}$.

L'évolution du nombre de photons de chaque mode en fonction du courant, lorsque le laser n'est pas perturbé ($\delta_m = 0$) ainsi que la répartition des photons dans les différents

3. $R = ((n_{GaN} - 1)/(n_{GaN} + 1))^2 = 0,18$, avec $n_{GaN} = 2,49$ à 420 nm [108].

modes, pour un courant de pompe de 200 mA, sont montrés sur la figure 1.9. Le SMSR est d'environ 3 dB. La figure 2.34 a) représente une simulation du spectre de la DL pour une valeur $\delta_m = 0,2 \text{ cm}^{-1}$ et un courant de pompe $I = 95 \text{ mA}$.

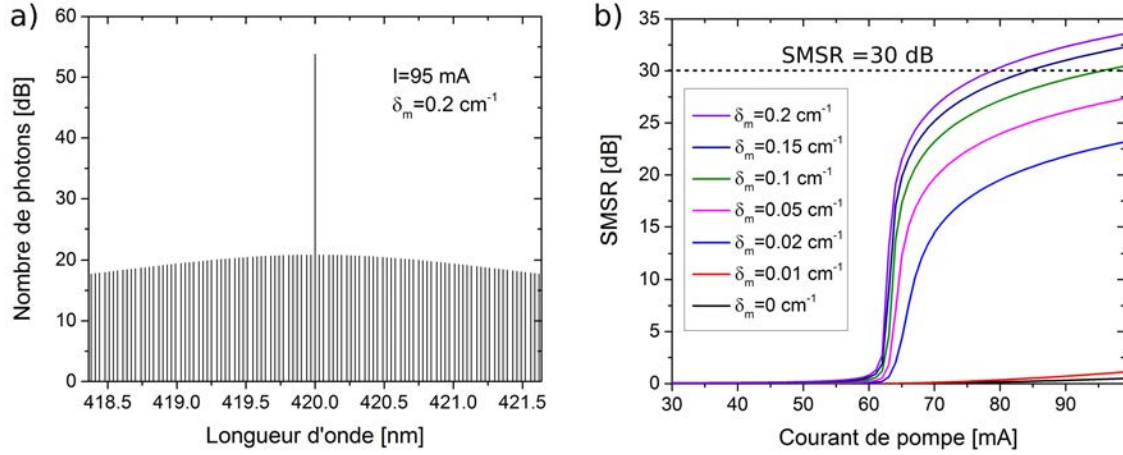


FIGURE 2.34 – Laser FP perturbé ($\delta_m = 0,2 \text{ cm}^{-1}$). a) Nombre de photons dans chaque mode pour un courant de pompe de 95 mA en échelle logarithmique. b) SMSR en fonction de δ_m .

Lorsque le niveau de pertes du mode cible diminue, l'émission a lieu principalement sur ce mode. En fait, une valeur faible du paramètre δ_m est suffisante pour induire un fonctionnement monomode du laser. Pour $\delta_m > 0,2 \text{ cm}^{-1}$, le critère de SMSR que nous avons défini au paragraphe 1.1.6.1 est satisfait, comme on le constate sur la figure 2.34 b) qui représente le SMSR en fonction du courant de pompe pour différentes valeurs de δ_m .

Il faut noter cependant que ce modèle simple n'inclut ni la saturation du gain avec l'augmentation du nombre de photons ni le décalage vers le bleu de l'émission, observé expérimentalement au paragraphe 2.1.2. Toutefois, il montre qu'une perturbation faible est suffisante pour obtenir le comportement monomode. Ce résultat est du même ordre de grandeur ($\simeq 1 \text{ cm}^{-1}$) que celui donné dans la référence [100]

La paragraphe suivant présente l'algorithme itératif permettant d'ajuster les états des pixels afin de faire tendre progressivement le spectre du laser vers le spectre cible.

2.3.3.4 Fonctionnement du programme

Le fonctionnement de la séquence élémentaire est résumé sur le diagramme de la figure 2.35.

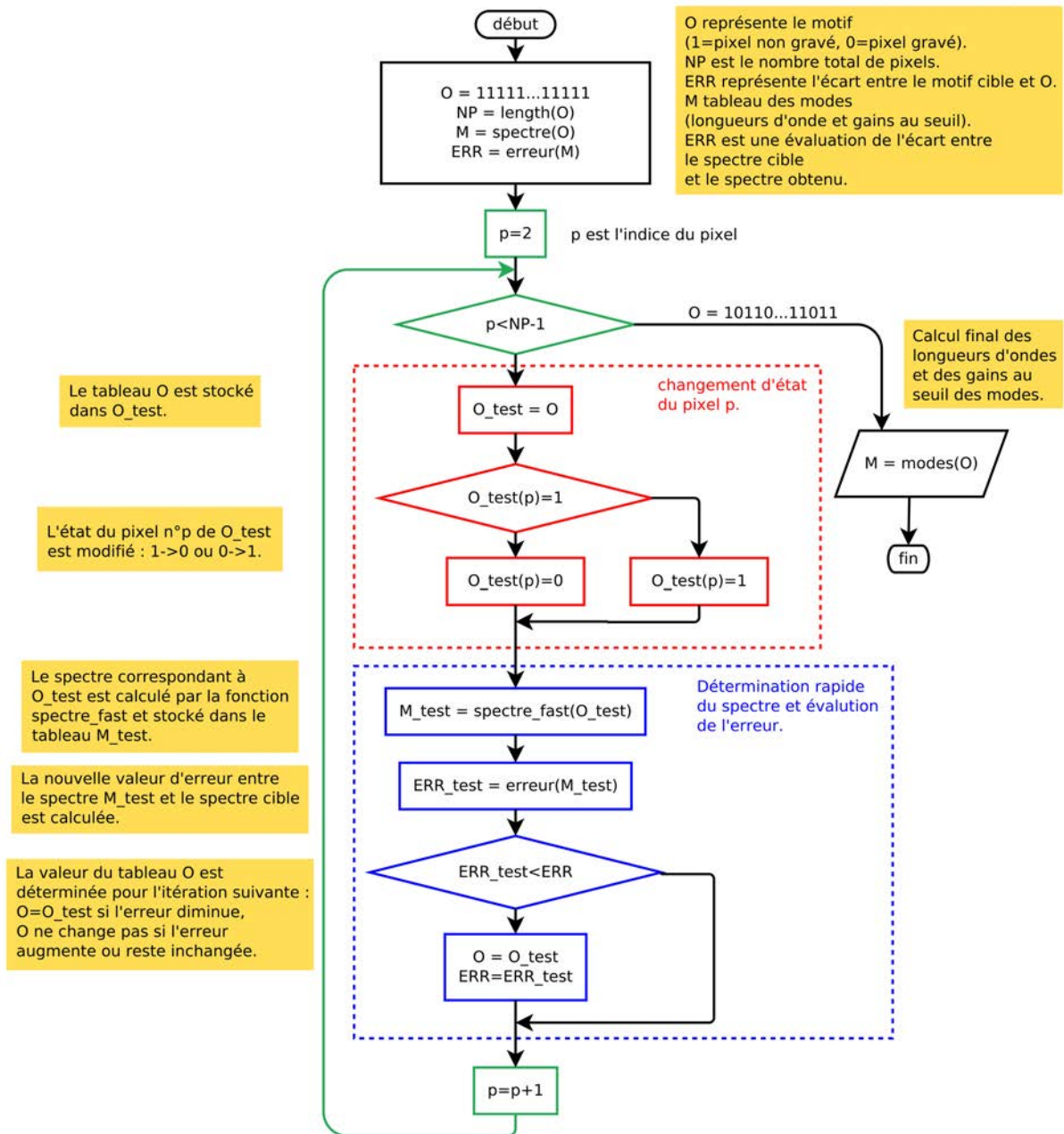


FIGURE 2.35 – Boucle élémentaire du programme d'optimisation du motif à graver, codé dans le tableau O.

La valeur $\delta_m = 5 \text{ cm}^{-1}$ est choisie volontairement élevée car la valeur atteinte à la fin du processus d'optimisation sera inférieure. Le motif est codé sous forme binaire (0 : le pixel est gravé, 1 : le pixel n'est pas gravé) et stocké dans un tableau (noté O sur la figure 2.35). Initialement, il ne comporte que des 1 (pixels non gravés). A chaque changement d'état d'un pixel, le spectre obtenu (longueurs d'onde et gains au seuil des résonances) est comparé au spectre cible.

Calcul des longueurs d'onde et des gains au seuil

À chaque itération p , le gain au seuil et la longueur d'onde de chaque mode doivent être calculés en résolvant le système 2.8. En toute rigueur, il faut approcher la longueur d'onde par dichotomie, ce qui oblige à calculer la matrice de transfert totale un grand nombre de fois. L'obtention du gain au seuil oblige de nouveau à calculer plusieurs fois cette matrice, pour la même raison. Cette solution rigoureuse est donc très chronophage.

Une alternative est proposée par Adolfsson *et al.* où les couples $(\lambda_m, g_{th}(\lambda_m))$ pour l'itération p est déduite des valeurs qu'ils possédaient à l'itération $p - 1$ (donc après la modification d'un seul pixel). Le détail du calcul est donné dans la référence [111]. Cette méthode permet d'obtenir la solution par le calcul de trois matrices seulement.

Calcul de l'erreur

Une valeur d'erreur est calculée qui traduit la convergence du spectre calculé vers le spectre cible. Sur l'organigramme de la figure 2.35, le tableau M_{test} contient les valeurs des gains au seuil de chaque mode correspondant au motif courant. Un tableau M_{cible} contient les gains au seuil correspondant au motif cible. La valeur d'erreur est donnée par

$$Q = \sum_i w(M_{\text{test}}(i) - M_{\text{cible}}(i))^2, \quad (2.9)$$

où $i = 1 \dots N_m$, N_m étant le nombre de modes pris en compte. Le terme de pondération w est nul si $M_{\text{test}}(i) > M_{\text{cible}}(i)$ ($w = 1$ dans l'autre cas) ce qui permet de diminuer la contrainte sur les gains au seuil des modes latéraux en leur permettant d'avoir une valeur supérieure à la cible sans augmenter la valeur de l'erreur. Pour le mode central w vaut toujours 1. Le programme va chercher à minimiser l'erreur quadratique Q .

Obtention du motif

Une boucle (en vert sur la figure 2.35) réalise une séquence d'itérations sur les pixels (de 2 à $NP - 1$ car les pixels de début et de fin sont forcément non gravés). Successivement, chaque pixel change de valeur ($1 \rightarrow 0$ ou $0 \rightarrow 1$). À chacun de ces changements, le spectre est calculé de façon rapide selon la méthode exposée plus haut. Si l'erreur par rapport au spectre cible diminue, le changement d'état du pixel est conservé sinon il retrouve son état précédent.

En pratique, on constate qu'une seule séquence n'est pas suffisante pour que le programme converge vers une solution. La séquence élémentaire décrite précédemment peut être exécutée soit dans le sens aller A (de 2 vers NP-1) ou retour R (de NP-1 vers 2). La séquence

minimum est alors constituée de cinq allers et cinq retours AAAAAARRRRR. Cette séquence est répétée jusqu'à ce que l'erreur ne varie plus sur la longueur d'une telle séquence.

Un exemple de motif obtenu après optimisation est représenté sur la figure 2.36 ainsi que le spectre correspondant (figure 2.37). La longueur de la cavité est $L_c = 800 \mu\text{m}$. L'ordre du réseau $S = 37$ correspond à une longueur de pixel $PL = 1,557 \mu\text{m}$. Le contraste d'indice est $\Delta n = 0.008$. La longueur d'onde d'émission est $\lambda_0 = 417 \text{ nm}$.



FIGURE 2.36 – Exemple de motif de gravure obtenu pour un laser de $800 \mu\text{m}$, $\lambda = 417 \text{ nm}$, $N = 37$. Les zones blanches seront à graver. Les pixels sont indicés de 1 à 513.

Le motif obtenu a un taux de gravure de 27 % (138 pixels gravés sur 513). Une mesure simple de la force de la perturbation s'écrit [111, 113]

$$F_{\text{perturb}} = N_S \frac{\Delta n}{n}. \quad (2.10)$$

Elle est proportionnelle au nombre de slots isolés (différent du nombre de pixel) N_s et au contraste d'indice. Pour le motif de la figure 2.36, $N_s = 116$ et $F_{\text{perturb}} = 0,37$. La cavité est considérée comme faiblement perturbée si $F_{\text{perturb}} \ll 1$. On se place donc ici dans un cas intermédiaire. Le spectre de gain au seuil correspondant au motif obtenu est présenté sur la figure 2.37 a). La valeur du gain au seuil de la cavité non perturbée ayant été retranchée, cette figure décrit les pertes dues à la gravure de perturbations.

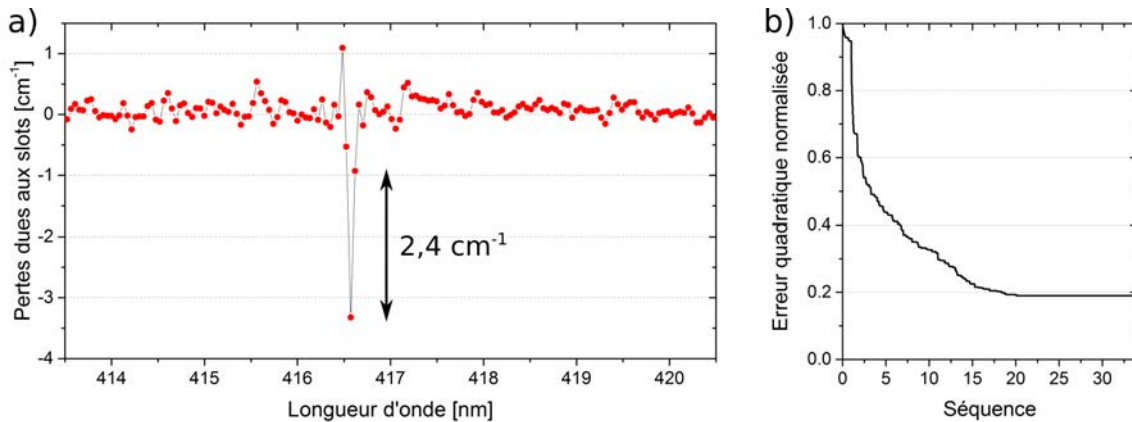


FIGURE 2.37 – a) Spectre des pertes correspondant au motif de la figure 2.36 b) Erreur quadratique associée à l'optimisation du motif.

Le mode principal a une longueur d'onde de 416,5 nm inférieure aux 417 nm visés car,

du fait de la présence des perturbations, l'indice effectif moyen est inférieur à celui de la cavité non perturbée.

Le niveau de gain du mode principal est suffisamment inférieur aux autres (de $2,4 \text{ cm}^{-1}$) pour induire le fonctionnement monomode escompté. L'erreur quadratique (cf. équation 2.9) est représentée sur la figure 2.37 b). Sa valeur atteint un plancher à 0,2 après une vingtaine de séquences élémentaires, indiquant que le spectre optimum a été obtenu.

Les résultats de cette méthode pourraient être améliorés en remplaçant la méthode itérative par une technique d'apprentissage automatique (*machine learning*) dans laquelle l'algorithme "apprend" à s'orienter vers la solution du problème.

Comme il a été mentionné précédemment, la plupart des essais réalisés dans le but de rendre monomode une DL émettant à courte longueur d'onde, font appel à des techniques difficiles à mettre en œuvre (recroissance, lithographie *e-beam*, etc.). Un des objectifs de ce travail est de relâcher la contrainte sur la technique de gravure par l'utilisation d'une technique de lithographie standard. Comme nous le verrons au paragraphe 2.4.2, ceci pose des problèmes liés à la résolution, le positionnement du masque ou la présence éventuelle de poussières de tailles micrométriques (ou supérieures) par exemple. Dans le paragraphe suivant nous testons la robustesse du modèle par rapport à ces différentes contraintes et la tolérance acceptable sur les différents paramètres.

2.3.4 Tests de robustesse du motif

À un motif correspond un jeu de paramètres (longueur de cavité, longueur d'onde, indice effectif). Le principe de ces tests, symbolisés sur la figure 2.38, consiste à modifier un

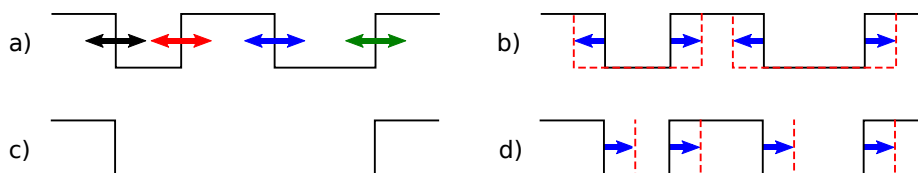


FIGURE 2.38 – Simulation de quatre types d'erreurs pouvant survenir lors de l'étape de *processing*. a) Erreur aléatoire sur la position des interfaces. Toutes les erreurs sont indépendantes. b) Erreur systématique sur la largeur des encoches. c) Erreur systématique sur la position des encoches. d) Erreur aléatoire sur les pixels à graver.

paramètre de façon aléatoire ou systématique et d'étudier son influence sur le spectre généré afin d'apprécier la valeur critique pour laquelle la structure modale escomptée

disparaît. Nous présentons ici les résultats de ces tests appliqués au motif de gravure présenté sur la figure 2.36.

a) Erreur aléatoire sur la position des interfaces entre régions gravées et non gravées

L'erreur de positionnement peut s'écrire sous la forme $\Delta p = X \times p \times PL$, où X est un nombre aléatoire compris entre -1 et 1. Pour une faible valeur du paramètre p , typiquement quelques pourcents, le spectre est dégradé et tous les modes retrouvent le même niveau de pertes. Ce type d'erreur paraît cependant peu probable. Les erreurs étant liées au positionnement du masque ou à la gravure, il est plus plausible qu'elles soient identiques pour toutes les encoches.

b) Erreur systématique sur la largeur des encoches

L'erreur est appliquée identiquement à toutes les encoches. Chacune est élargie de façon symétrique de la même quantité Δl . Le critère retenu pour déterminer l'influence de

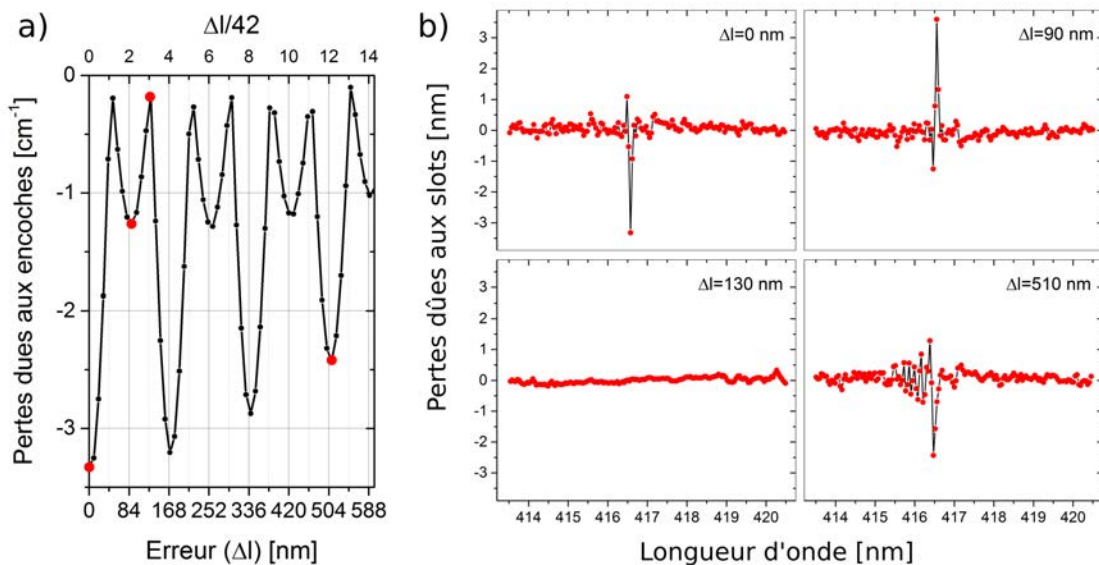


FIGURE 2.39 – a) Niveau des pertes du mode cible en fonction de l'erreur Δl sur les largeurs des encoches. b) Spectres des pertes pour quatre valeurs de Δl correspondant aux points rouges sur la figure a).

l'erreur sur la structure modale est le niveau de pertes du mode cible par rapport au niveau de pertes de la cavité non perturbée. Pour $\Delta l = 0$ (pas d'erreur) ce niveau est de $-3,4 \text{ cm}^{-1}$ (cas de la figure 2.37). L'évolution de ce critère en fonction de l'erreur est présentée sur la figure 2.39 a) et les spectres de certains points particuliers sont détaillés sur la figure 2.39 b). La longueur du pixel, donnée par la formule 2.2, vaut $LP = S \times 42 \text{ nm}$

avec $S = 37$. L'échelle du haut est normalisée par rapport à la longueur du pixel à l'ordre $S = 1$. On constate que la structure modale est bien conservée lorsque S est impair ($\Delta l/42$ pair) et qu'elle disparaît pour les valeurs paires de S ($\Delta l/42 = 1,3,5$ impair). Globalement, pour S impair, le niveau du mode cible remonte avec l'augmentation de Δl . On peut dire que cette erreur systématique sur la largeur des encoches n'influe pas de façon majeure sur le résultat escompté laissant une certaine marge de manoeuvre sur le processus de fabrication.

c) Erreur aléatoire sur les pixels à graver

Les états de certains pixels sont modifiés aléatoirement. Ceci revient à simuler la gravure non volontaire de pixels pouvant résulter de la présence de particules (poussières, etc.) de la taille d'un pixel lors du *processing*. Si l'erreur tombe sur un pixel non gravé, son état passe à 0. S'il est déjà gravé son état n'est pas modifié.

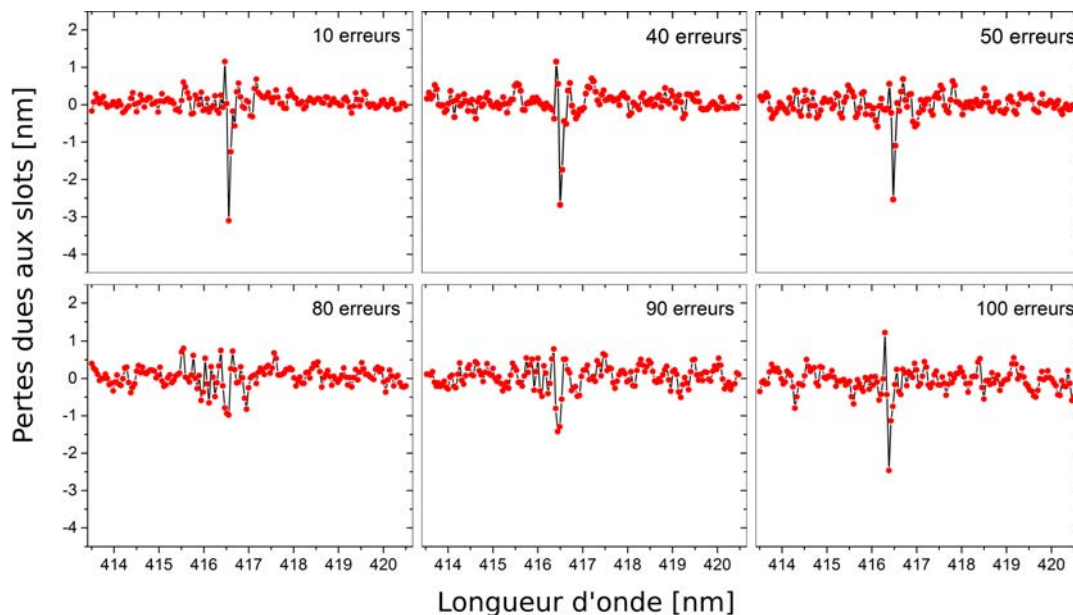


FIGURE 2.40 – Spectres des pertes en fonction du nombre d'erreurs aléatoires sur les pixels à graver.

La figure 2.40 présente des spectres simulés pour différents nombre d'erreurs N_e . La modification du spectre n'est pas linéaire. Le mode cible a un niveau de pertes de $-2,4 \text{ cm}^{-1}$ pour $N_e = 100$ mais on ne peut plus le distinguer pour $N_e = 80$. Le grand nombre d'erreurs simulées ici ($N_e = 100$) est en réalité assez peu réaliste. Les expérimentations présentées au paragraphe 2.4 montrent, en effet, que les erreurs de ce type sont peu fréquentes.

d) Erreur systématique sur la position des encoches

La même erreur est introduite sur la position de chaque encoche. Ceci revient à simuler un défaut de positionnement du masque par rapport aux facettes. Lorsqu'on fait varier l'erreur de zéro à la longueur d'un pixel, on n'observe pas de modifications significatives du spectre de pertes obtenu.

Étant donné le caractère aléatoire des erreurs, une seule simulation est insuffisante. Une étude statistique sur plusieurs réalisations devra être effectuée. Cette étude montre cependant qu'il existe une certaine tolérance sur le processus de gravure, qui devra être évaluée expérimentalement.

2.4 Gravure du réseau aperiodique par lithographie optique

L'objectif de ce paragraphe est de valider l'approche par réseau aperiodique appliquée au cas de diodes émettant aux alentours de 417 nm. Plusieurs réseaux correspondant à des ensembles de paramètres différents (longueur d'onde, ordre d'interférence, longueur de cavité) sont testés. Les motifs aperiodiques sont déterminés grâce à la méthode décrite précédemment. À titre de comparaison, des réseaux périodiques et des FP (sans perturbation) sont aussi réalisés. Nous avons choisi de réaliser des lasers pompés optiquement. Nécessitant moins d'étapes de fabrication que les DL pompées électriquement, qui restent le but à long terme, ils constituent une première preuve de concept d'application de la technique *Discrete Mode Laser Diode* (DMLD) aux courtes longueurs d'onde. Nous décrivons tout d'abord l'échantillon à traiter puis nous expliquerons la méthodologie mise en place pour la réalisation des masques. Enfin, nous décrirons le traitement post-épitaxie et les premiers résultats de caractérisation obtenus.

2.4.1 Épitaxie

La croissance des échantillons par MOVPE (voir annexe D) est réalisée par le Dr. Jean-François Carlin, du LASPE (échantillon n° C3031). Le *wafers* auto-supporté de qualité laser, c'est-à-dire ayant une faible densité de dislocations ($\simeq 1.10^6 \text{ cm}^{-2}$) a un diamètre de 2 pouces et une épaisseur de $\simeq 300 \text{ }\mu\text{m}$. Le détail des couches d'épitaxie est donné dans la table 2.2. Il s'agit d'une structure laser sans dopage p (magnésium) pour éviter

Couche		Matériau	Épaisseur		
Couche de contact		GaN	50 nm	non intentionnellement dopé	
Gaine supérieure		AlGaN (7 % Al)	460 nm	non intentionnellement dopé	
Guide	zone active	GaN	100 nm	non intentionnellement dopé	
		Couche de blocage des électrons	AlGaN (20 % Al)	20 nm	non intentionnellement dopé
			GaN	30 nm	non intentionnellement dopé
		Barrière	GaN	4,4 nm	non intentionnellement dopé
		Puits	InGaN (13 % In)	2,8 nm	léger dopage Si ($5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$)
		Barrière	GaN	4,4 nm	léger dopage Si ($5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$)
		Puits	InGaN (13 % In)	2,8 nm	léger dopage Si ($5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$)
		Barrière	GaN	4,4 nm	léger dopage Si ($5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$)
		Puits	InGaN (13 % In)	2,8 nm	léger dopage Si ($5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$)
		Barrière	GaN	4,4 nm	léger dopage Si ($5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$)
		Puits	InGaN (13 % In)	2,8 nm	léger dopage Si ($5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$)
		Barrière	GaN	4,4 nm	léger dopage Si ($5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$)
				GaN:Si	150 nm
Gaine inférieure		AlGaN (6 % Al)	1 μm	dopage Si ($3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$)	
Couche tampon		GaN	1 μm	dopage Si ($3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$)	
Substrat		GaN	300 μm		

TABLE 2.2 – Paramètres de croissance de l'échantillon C3031 (données fournies par le LASPE).

une absorption résiduelle indésirable lors du pompage optique. La figure 2.41 présente une première caractérisation de l'échantillon par photoluminescence.

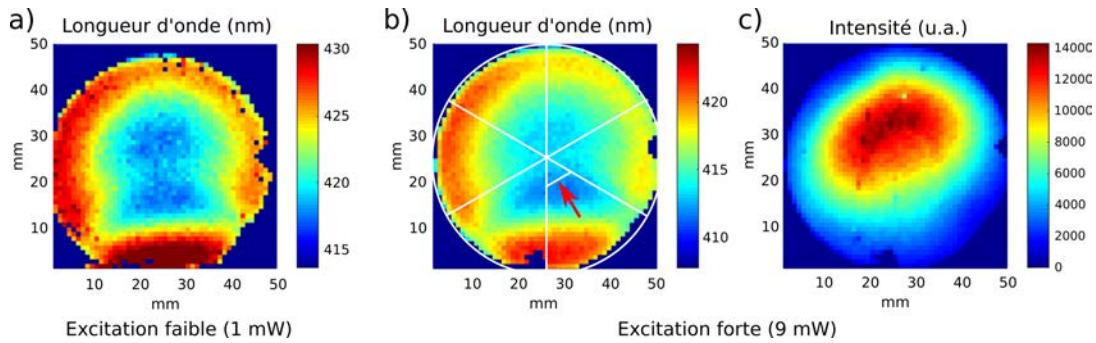


FIGURE 2.41 – Mesures de photoluminescence a) à faible excitation b) et c) à forte excitation, de l'échantillon C3031 (données fournies par le LASPE). Les lignes blanches sont les axes de clivage du cristal. La flèche rouge indique la zone utilisée lors des mesures de gain par la méthode VSL (paragraphe 1.3.1.2).

Un faisceau laser de pompe UV est focalisé sur une petite zone de l'échantillon d' 1 mm^2 (correspondant à un pixel de la figure) pour l'exciter. La source utilisée est un laser continu émettant à 375 nm pour les mesures à faible excitation ou un laser pulsé⁴ émettant à 355 nm pour les mesures à forte excitation. Une cartographie du *wafer* en intensité et en longueur d'onde à température ambiante, est obtenue en scannant l'échantillon pixel par pixel. Cette étape permet de déterminer spatialement les propriétés du gain de la

4. largeur d'impulsion : 0,52 ns, énergie d'une impulsion : 2,45 μJ , taux de répétition : 8,1 kHz.

structure.

À faible excitation (figure 2.41 a)), la longueur d'onde d'émission moyenne est de $\lambda_{PL} = 423$ nm. Lorsque le nombre de porteurs augmente, l'intensité du champ électrique dû à l'effet QCSE (*cf.* paragraphe 1.1.5) diminue et λ_{PL} se décale vers les courtes longueurs d'onde ($\lambda_{PL} = 417$ nm sur la figure 2.41 b)). Sur les trois figures, on observe que l'intensité et la longueur d'onde ne sont pas réparties uniformément sur le *wafer*.

La flèche rouge de la figure 2.41 b) indique la fraction d'échantillon utilisée pour les mesures de gain par la méthode VSL, exposées au paragraphe 1.3.1.2. Dans cette zone, λ_{PL} varie approximativement de 411 à 414 nm. Or, le maximum de la courbe de gain obtenu par la méthode VSL est d'environ 407 nm. Cet écart peut s'expliquer en considérant que la surface pompée (environ $2,4 \times 10^{-2}$ mm²) dans le cas de la méthode VSL est 40 fois inférieure alors que l'énergie d'un pulse est identique dans les deux cas (même laser de pompe). La fluence (10,2 mJ cm⁻¹) est donc très supérieure et le champ électrique quasi nul (régime de bandes plates des puits). L'écrantage étant quasi complet, la longueur d'onde est plus courte.

2.4.2 Gravure

Le milieu à gain obtenu par épitaxie est ensuite traité par une technique de photolithographie afin de créer des lasers. Les masques, conçus sur le logiciel CleWin 4.0 et les étapes de photolithographie sont réalisés par le Pr. Mauro Mosca, hôte scientifique du LASPE et professeur associé à l'université de Palerme en Italie. Une photorésine est tout d'abord appliquée sur la surface du *wafer* épitaxié. Une technique d'enduction centrifuge (*spin-coating*) crée une couche fine et uniforme sur le *wafer* tournant à une vitesse élevée. Le motif à graver, imprimé sur un masque, est transféré sur la résine par exposition au rayonnement UV avant d'être révélé. Les zones non protégées par le masque subissent une réaction modifiant leur solubilité. Les solvants contenus dans le développeur dissolvent la résine exposée ou non selon qu'elle est positive ou négative.

2.4.2.1 Masques

Description

Un jeu de trois masques de 4 pouces de diamètre est créé correspondant chacun à une étape du traitement. Leur structure est représentée schématiquement sur la figure 2.42

où chaque rectangle bleu est une cellule élémentaire répétée à l'identique.

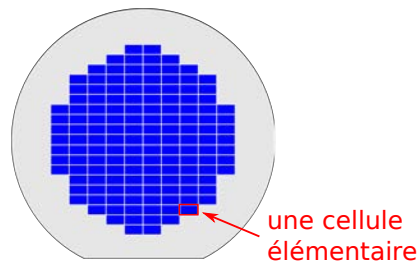


FIGURE 2.42 – Représentation schématique du masque. Chaque rectangle bleu est une cellule élémentaire détaillée sur la figure 2.43.

Nous souhaitons faire varier quatre paramètres, dont la combinaison permet de déterminer 36 structures laser différentes, qui constituent la cellule élémentaire représentée sur la figure 2.43.

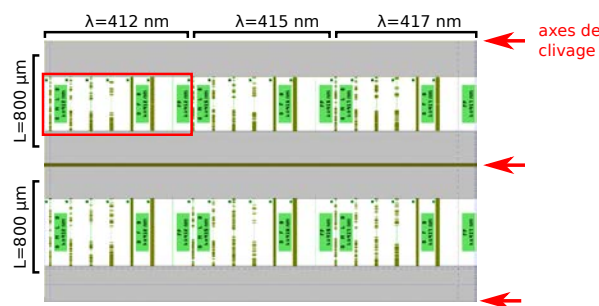


FIGURE 2.43 – Représentation de la cellule élémentaire (rectangle bleu sur la figure 2.42).

Un détail de la cellule élémentaire (encadré en rouge sur la figure 2.43) présentant différents *designs* de cavité est présenté sur la figure 2.44.

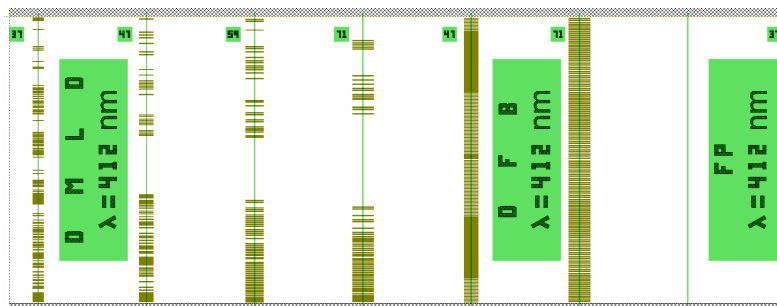


FIGURE 2.44 – Détail de la cellule élémentaire (zone encadrée en rouge sur la figure 2.43). La figure représente les trois masques superposés, chacun correspondant à une étape du procédé de gravure présenté au paragraphe 2.4.2.2. Hachures grises : gravure des facettes (étape 1). Vert clair : gravure du ruban (étape 2). Vert foncé : gravure du réseau (étape 3).

Les paramètres définissant les motifs sont les suivants :

1. Longueur d'onde

Après le traitement par photolithographie, les composants seront testés en régime laser pour lequel les effets thermiques peuvent être très importants. On peut donc s'attendre à un décalage vers le rouge de la longueur d'onde comme discuté au paragraphe 1.3.3.2. En effet, nous avons vu, dans le cas d'un laser multimode, que la courbe de gain se décale sous l'effet de l'augmentation du nombre de porteurs. De plus, la répartition de la longueur d'onde d'émission varie de façon importante selon la zone considérée sur le *wafers*. Pour tenir compte de ces caractéristiques ainsi que de l'incertitude importante sur la longueur d'onde du maximum de la courbe de gain (*cf.* paragraphe 2.4.1), des structures simulées pour trois valeurs de longueur d'onde 412, 415 et 417 nm sont testées. Une régulation en température peut être requise pour contrôler la longueur d'onde.

2. Ordre du réseau

La résolution de gravure dans le plan horizontal, liée aux masques et aux résines photosensibles utilisées, détermine l'ordre S du réseau. La valeur $S = 37$ correspond à une longueur de pixel d'environ $1,5 \mu\text{m}$ soit la résolution pratique de la technique de photolithographie employée⁵. Pour étudier la contrainte sur la résolution de gravure, des réseaux d'ordre supérieur $S = 47$ ($L_{pix} \simeq 2 \mu\text{m}$), $S = 59$ ($L_{pix} \simeq 2,5 \mu\text{m}$) et $S = 71$ ($L_{pix} \simeq 3 \mu\text{m}$) sont également considérés.

3. Longueur de cavité

Une longueur de cavité laser de $L_c = 800 \mu\text{m}$ possède un gain sur un aller-retour suffisant pour compenser les pertes internes et au niveau des facettes. Les réseaux que nous voulons créer, où le ruban est gravé par le dessus, induisent des pertes supplémentaires par diffraction et diffusion qui devront être évaluées par simulation numérique. Des lasers de longueur de cavité de $1000 \mu\text{m}$ seront pris en compte pour augmenter le gain simple passage.

4. Type de réseau

Outre les quatre structures à motifs aperiodiques (notées DMLD, d'ordres 37, 47, 59 et 71) sont aussi incluses, à titre de comparaison, deux structures periodiques (notées

5. Donnée LASPE

DFB, d'ordres 47 et 71, de rapport cyclique 50 %). Au milieu de chaque DFB sont placés deux pixels non gravés successifs, dans le but de créer un saut de phase favorisant le fonctionnement monomode [33, p.141].

Dans chaque groupe de lasers, correspondant à un couple de valeurs (longueur de cavité, longueur d'onde), est ajouté un laser FP dont le ruban n'est pas gravé, pour référence.

2.4.2.2 Traitement

Le traitement par photolithographie consiste en trois étapes chacune associée à un masque. Les facettes sont tout d'abord gravées, puis le ruban est formé. Le motif est enfin réalisé.

1. Gravure des facettes

Cette étape de gravure profonde (*Deep etching*), est symbolisée par des hachures grises sur le masque (figure 2.44).

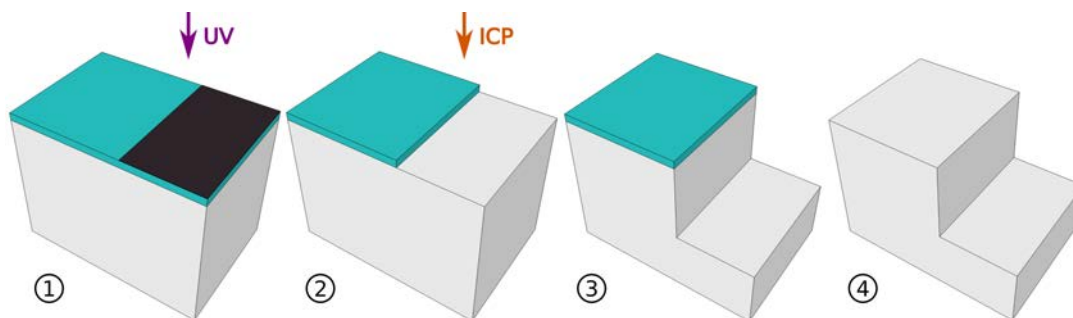


FIGURE 2.45 – Étape I : Gravure des facettes. L'échantillon est représenté en gris, la photorésine négative en bleu et le masque en noir.

Une résine négative est tout d'abord déposée par enduction centrifuge (couche bleue sur la figure 2.45 (1)). La structure est ensuite exposée puis développée, après positionnement du masque. Le semiconducteur est enfin gravé en utilisant un plasma à couplage inductif (*Inductively Coupled Plasma (ICP)*) (phases (2) et (3)) et la couche de résine retirée par dissolution à 160°C (phase(4)).

2. Gravure du ruban

Cette étape, correspondant au masque symbolisé par la couleur vert clair sur la figure 2.44, est représentée sur la figure 2.46. Le principe de gravure est le même que lors de l'étape (1) mais la résine utilisée est ici de type positif (les zones non protégées lors de l'exposition sont dissoutes au cours de la phase de développement). Une longueur

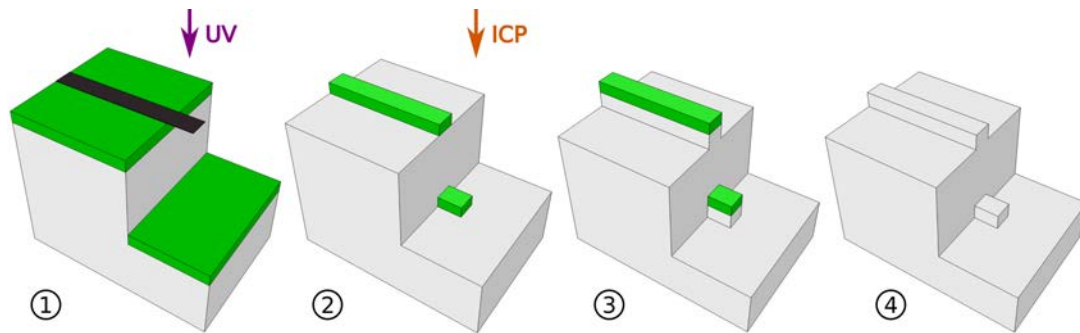


FIGURE 2.46 – Étape II : Gravure du ruban. L'échantillon est représenté en gris, la photorésine positive en vert et le masque en noir.

supplémentaire de ruban est prévue sur le masque, pour faciliter le positionnement. Il en résulte une partie en relief gravée en bas de la facette, qui n'a pas d'influence sur l'émission laser qui se situe immédiatement sous le ruban.

3. Gravure du motif

L'ultime étape (*patterning*) consiste à graver les motifs sur le ruban.

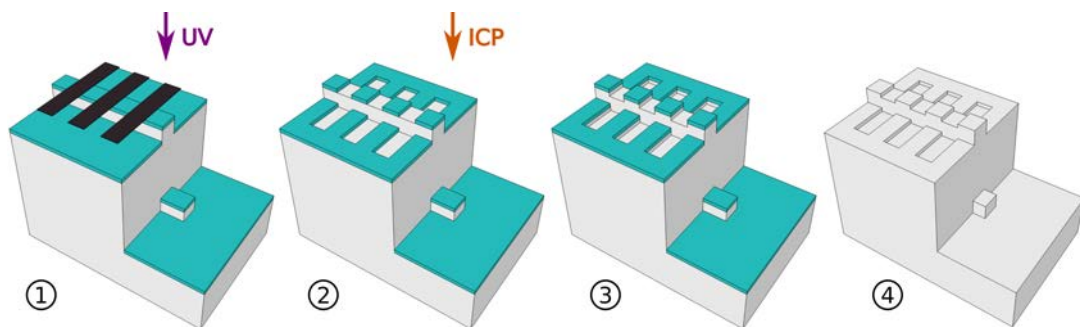


FIGURE 2.47 – Étape III : Gravure du réseau. L'échantillon est représenté en gris, la photorésine négative en bleu et le masque en noir.

Les motifs a périodiques sont calculés comme cela est décrit au paragraphe 2.3.3. Cette étape, symbolisée par la couleur vert foncé sur la figure 2.44, est présentée sur la figure 2.47. La méthode de gravure est identique à celle utilisée lors de l'étape 1 (phtorésine négative).

Pour faciliter le positionnement du masque par rapport au ruban, la dimension transverse des encoches y est fixée à $40\ \mu\text{m}$ de façon arbitraire. La gravure résultante crée un réseau latéral (de chaque côté du ruban) traversant la zone active. L'obtention de lasers ayant les caractéristiques monomodes désirées nécessite que les échantillons produits puissent être comparés aux simulations. Ce problème devra donc être corrigé car il compromet l'ajustement des paramètres à employer lors des essais futurs.

Par exemple, la figure 2.25 fait une correspondance entre profondeur de gravure et indice effectif et le motif est calculé en conséquence. En modifiant l'indice effectif et la réflectivité des interfaces, ces gravures supplémentaires rendent difficile l'étude de l'influence du motif sur le spectre. Un nouveau processus de traitement, proposé au paragraphe 2.4.4, permettrait de graver le ruban sans créer le réseau latéral.

Le *wafér* est divisé en six parties selon les axes de clivage faisant un angle de 60° entre eux, car le cristal de GaN est de symétrie hexagonale (voir paragraphe 1.1.1). Un premier sixième non *processé* est utilisé pour la mesure de gain par la méthode VSL dont les résultats sont présentés au paragraphe 1.3.1.

Des essais sont réalisés sur un deuxième sixième permettant de mettre au point le procédé de lithographie. Un troisième sixième est *processé* et clivé selon les directions indiquées sur la figure 2.43 b) pour créer des barrettes.

Une mesure au profilomètre révèle que les profondeurs de gravure obtenues sont conformes aux attentes. La profondeur obtenue par gravure profonde est de $2,7 \mu\text{m}$, la hauteur du ruban est de 550 nm et les encoches ont une profondeur de $\simeq 150 \text{ nm}$. Une confirmation de la profondeur des encoches par microscopie confocale (*cf.* paragraphe 2.1) devra cependant être réalisée car la résolution horizontale (quelques μm) du profilomètre est du même ordre que la largeur des encoches ce qui introduit probablement une incertitude importante difficile à estimer.

2.4.3 Caractérisation des échantillons

2.4.3.1 Caractérisation au microscope électronique à balayage

Une caractérisation au MEB de deux barrettes est tout d'abord réalisée. Elle permet de pointer les améliorations à apporter au procédé de lithographie, en vue des prochains essais. La figure 2.48 montre l'extrémité d'un ruban (a) ainsi que la zone correspondante sur le masque (b).

Bien que les facettes soient gravées, une étape de clivage est nécessaire pour séparer les barrettes. Le clivage réalisé à $35 \mu\text{m}$ de la facette, n'est pas régulier mais une amélioration pourrait y être apportée par un amincissement préalable du substrat par polissage.

La largeur du ruban, mesurée sur la figure 2.49, est proche de la largeur visée de $2 \mu\text{m}$, assurant le caractère monomode transverse de l'émission.

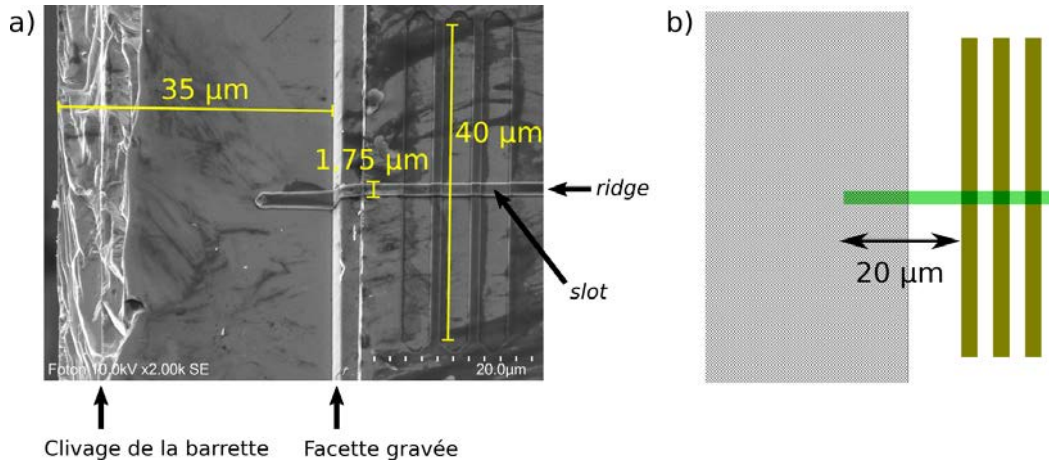


FIGURE 2.48 – a) Vue au MEB d’une facette et des premières encoches, correspondant à l’étape 4 du processus décrit figure 2.47. b) Détail correspondant sur les masques.

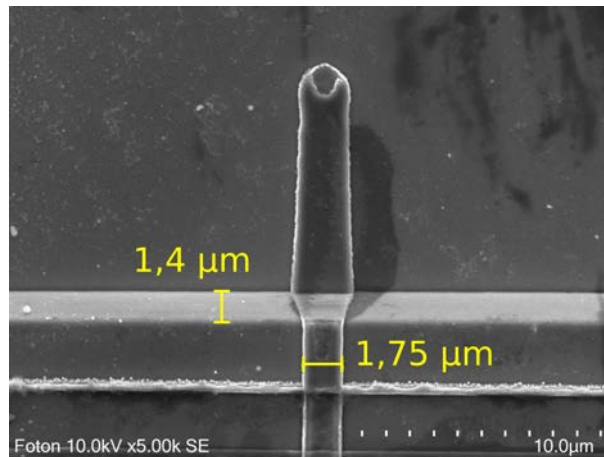


FIGURE 2.49 – Détail d’une facette.

Facettes

Un des points clés est la réalisation des facettes par gravure car leur qualité détermine le niveau du seuil laser. Le choix de graver les facettes plutôt que de les cliver est motivé par la volonté de contrôler précisément la longueur de la cavité, cette longueur constituant, en effet, un paramètre important dans le calcul du réseau. Les contraintes mécaniques induites par le clivage sont en outre à l’origine de fissures selon les axes du cristal de GaN (voir figure 2.60).

On constate que la surface de la facette est inclinée par rapport à la verticale. La mesure de la profondeur permet d’estimer l’angle à environ 23° . On peut aussi noter la continuité du ruban au niveau de la facette. L’inclinaison de la gravure à l’étape I implique, en effet, une gravure non intentionnelle sur la facette lors de l’étape suivante. Ce problème, dû à l’application d’une résine d’épaisseur importante ($7\ \mu\text{m}$) nécessaire à la réalisation de

la gravure profonde, peut être résolu par l'utilisation d'un "*hard mask*" en silice plus fin (100 nm selon la référence [91]).

L'option consistant à cliver les facettes n'est cependant pas fermée. Nous avons en effet montré qu'une certaine tolérance sur la position longitudinale du réseau par rapport au ruban est possible (cf. paragraphe 2.3.4). Si dans un essai futur le choix du clivage s'impose sur celui de la gravure des facettes, il devra cependant être réalisé avec une grande précision [116] dans l'espace situé entre le début du ruban et la première encoche, soit sur une tolérance de moins de 20 μm (cf. figure 2.48 b).

Positionnement et aspect des gravures

Sur la figure 2.50 sont reportés en pointillés les contours définis par les masques. Le masque correspondant à la gravure du ruban (étape 2), en vert, est mis à l'échelle de l'image MEB en ajustant la distance entre le carré de gauche et le ruban. On constate une bonne précision de gravure tant en positionnement qu'en dimension.

Il n'en est pas de même en ce qui concerne le masque correspondant à la gravure du réseau (étape 3), représenté par des pointillés jaunes, mis à l'échelle en ajustant la distance entre les encoches des deux extrémités. La figure 2.50 b) est un gros plan de la partie délimitée par les pointillés rouges de la figure 2.50 a). Pour cet ordre du réseau (37), on ne constate pas de recouvrement des encoches mais la gravure est légèrement plus large que prévu (dans la direction de l'axe du ruban). La position des encoches est correcte. On constate en outre que leur forme n'est pas rectangulaire. La gravure n'est pas isotrope dans le plan du *wafers*. C'est notamment bien visible sur l'inscription "37" de la figure 2.50 a) dont les angles sont plus gravés que les côtés. La largeur trop importante des encoches peut être la source d'une dégradation des performances du réseau (voir paragraphe 2.3.4). Le type de résine utilisée (nLOF 2020) et son épaisseur devront être modifiés en ce sens. De plus, l'application d'un traitement au KOH pourrait permettre d'obtenir des parois plus verticales [117], ce produit ayant la particularité de graver le semiconducteur selon l'axe C (cf. figure 1.1) exclusivement.

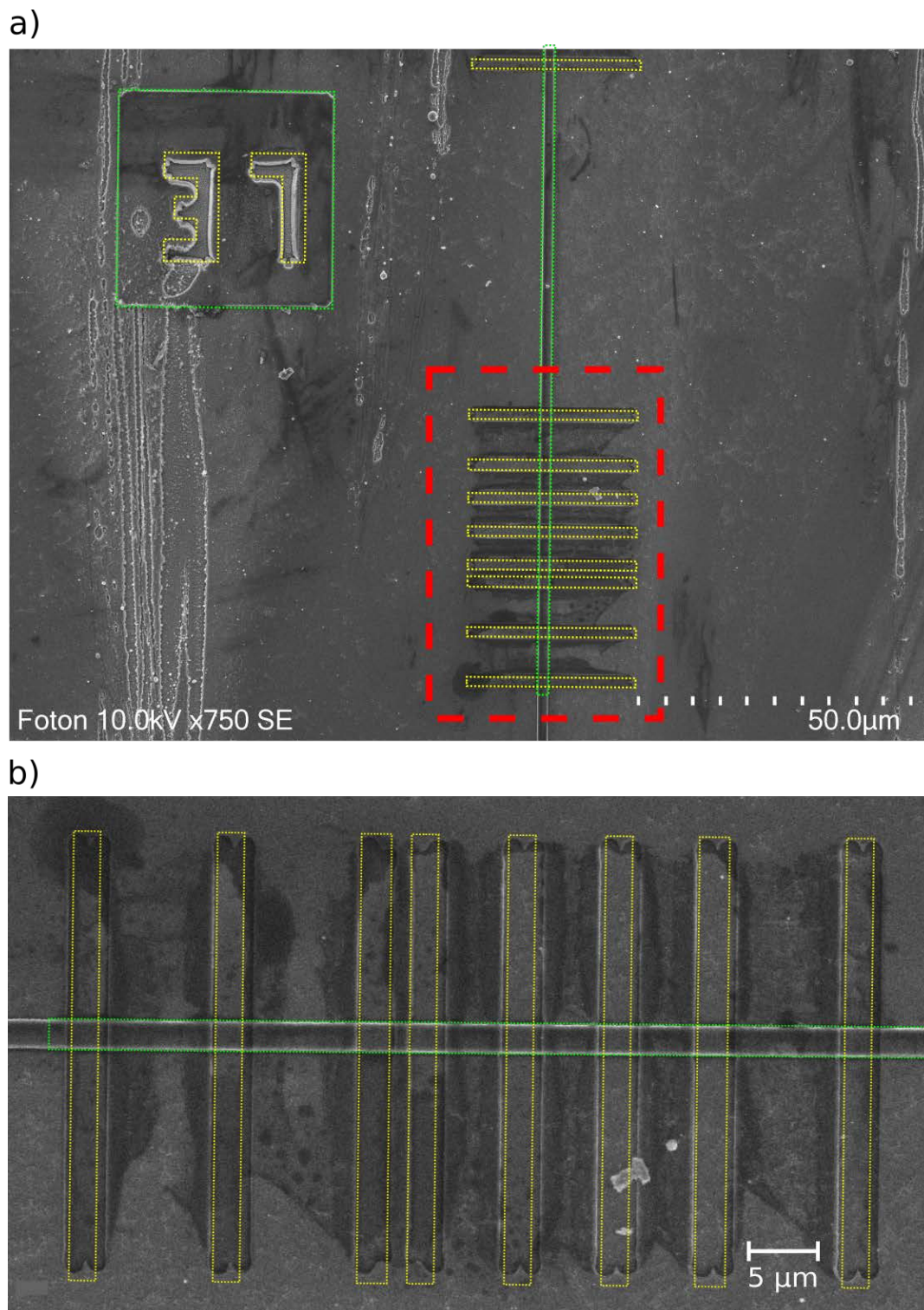


FIGURE 2.50 – Comparaison entre les gravures réalisées et les masques. En vert : masque de l'étape II. En jaune : masque de l'étape III.

2.4.3.2 Caractéristiques spectrales

Les échantillons sont ensuite caractérisés spectralement par pompage optique. La technique est proche de celle utilisée pour la détermination du gain par la méthode VSL au

paragraphe 1.3.1. Les mesures sont effectuées tout d'abord au LASPE puis à l'Institut FOTON.

Montage expérimental

Les paramètres des deux sources laser utilisées sont donnés dans le tableau 2.3.

	Source 1	Source 2
Localisation	LASPE	FOTON
Fabricant	TeemPhotonics	CMI Optoelectronics
Type	Conversion de fréquence de laser IR Nd :YAG <i>Q-switched</i>	Conversion de fréquence de laser <i>Q-switched</i> pulsé
Longueur d'onde (nm)	355	355 ± 1
Puissance moyenne (mW)	21	$1 \sim 150$
Énergie d'un pulse (μJ)	2,45	$0,1 \sim 15$
Durée d'un pulse (ns)	0,52	~ 7
Puissance crête (W)	4711	~ 2100
Taux de répétition (kHz)	8,7	4-10

TABLE 2.3 – Caractéristiques des sources laser utilisées pour le pompage optique (données des fabricants).

Le principe de la mise en forme du faisceau est représenté sur la figure 2.51.

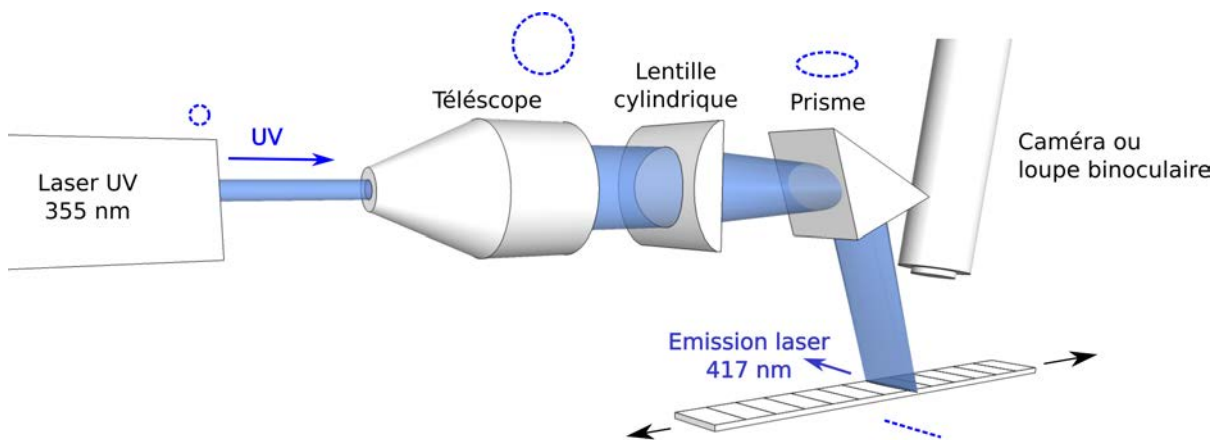


FIGURE 2.51 – Principe du montage de pompage optique. Le faisceau laser émettant à 355 nm est mis en forme pour créer une bande de 30 μm environ. Les pointillés bleus indiquent la forme du faisceau dans le plan perpendiculaire à l'axe optique, à différents endroits du montage. Les éléments ne sont pas représentés à l'échelle.

Le faisceau issu du laser de pompe est étendu grâce à un télescope⁶. Une lentille cylindrique le focalise ensuite selon une seule direction pour obtenir une bande parallèle aux rubans des lasers sous test, d'une largeur de 30 μm environ, suffisamment étroite pour n'éclairer qu'un seul laser. Le prisme permet de réfléchir le faisceau dans le but de pomper les lasers par le dessus et ainsi d'autoriser le contrôle visuel de la position de ceux-ci

6. Lors des manipulations à l'Institut FOTON, une lentille est utilisée à la place du télescope.

par rapport au faisceau, grâce à une caméra ou une loupe binoculaire. La translation de l'échantillon selon les flèches noires permet de choisir le laser à tester. Le faisceau est collecté par une fibre optique en couplage direct (*butt-coupling*) en sortie des lasers. Lors des mesures au LASPE, l'équipement est le suivant :

- Signal collecté par une fibre optique de 600 μm de diamètre de coeur.
- Analyse : Monochromateur Triax550 (Largeur de fente d'entrée : 0.10 mm, Réseau : densité 2400 traits/mm, *blazé* à 400 nm, longueur focale 550 mm).
- Détection : CCD Symphony II, refroidie à l'azote liquide.

Pour les mesures à l'Institut FOTON le matériel utilisé est :

- Signal collecté par une fibre optique SMF28 de 8 μm de diamètre de cœur (ouverture numérique : 0,14).
- Analyse et détection : Analyseur de spectre optique Yokogawa AQ6373B (Résolution de 10 pm).

Aspect du faisceau

Le signal collecté est très ténu (quelques μW). Un pompage à un niveau trop élevé (supérieur à une dizaine de mW de puissance moyenne) endommage l'échantillon en créant des marques noires. Le faisceau de la DL sous test est très allongé, perpendiculaire à l'axe de croissance et pointe vers le bas (figure 2.52).



FIGURE 2.52 – a) Faisceau en champ lointain b) Position du faisceau relativement à la diode laser.

L'angle que fait la facette avec la verticale peut expliquer la déviation du faisceau vers le bas lorsqu'il est réfracté au passage du dioptre GaN/air (figure 2.53).

Toutefois, un angle de facette de $\alpha = 23^\circ$ par rapport à la verticale induirait, si on ne tient compte que de l'effet de la réfraction, une déviation du faisceau vers le bas de $\theta = 55^\circ$ ce qui paraît exagéré. Cet angle d'incidence sur les facettes est proche de l'angle de réflexion totale qui est de $23,6^\circ$ pour $n_{\text{GaN}} = 2,5$.

Une longueur importante de substrat existe entre la facette et le bord de la barrette

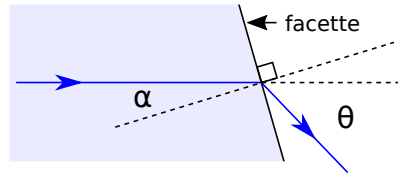


FIGURE 2.53 – Déviation du faisceau induite par la réfraction due à l’inclinaison de la facette.

(35 μm sur l’échantillon de la figure 2.48). La forme allongée du faisceau pourrait être expliquée par un effet de diffraction au niveau de cette surface, le faisceau étant très divergent en sortie du laser.

Tous les lasers contenus sur deux barrettes sont testés au LASPE. Nous présentons ici quelques résultats significatifs. La puissance moyenne du laser de pompe est notée W_{UV} .

Spectres de DLs à réseau apériodique

Une image au microscope optique d’une DL sur laquelle est gravé un réseau apériodique d’ordre 47 est présentée sur la figure 2.54. Le motif est calculé pour une longueur d’onde de 417 nm.

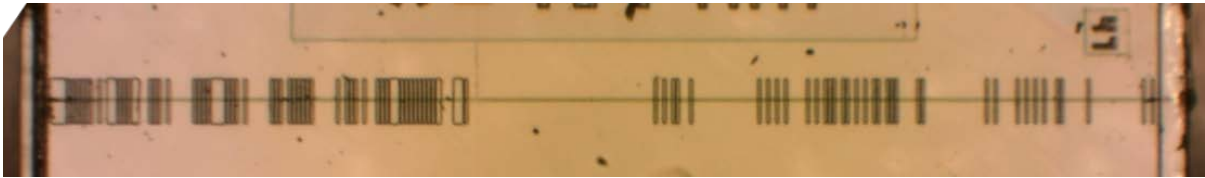


FIGURE 2.54 – Vue au microscope optique d’une DL de longueur de cavité $L_c = 1000 \mu\text{m}$ gravée d’un motif apériodique d’ordre 47, calculé pour une longueur d’onde d’émission de 417 nm.

Son spectre et la puissance totale émise sont représentés en fonction de W_{UV} , sur les figures 2.55 a) et 2.55 b). La puissance moyenne n’est pas mesurée directement mais calculée par intégration des courbes spectrales sur la gamme 406,6 – 423,2 nm. La courbe 2.55 b) ne présente pas le changement brusque de pente typique du passage au régime laser car il n’y a pas assez de points pour les puissances de pompe inférieures à 2 mW. Toutefois, on constate une forte augmentation quasi-linéaire avec W_{UV} et l’apparition de pics aigus traduisant l’effet laser à partir de $W_{UV} = 2 \text{ mW}$. Jusqu’à $W_{UV} = 5 \text{ mW}$, un pic est prédominant et le SMSR augmente linéairement jusqu’à atteindre 8,8 dB (cf. figures 2.55 c) et 2.56 a)). Cependant, on ne peut pas dire que le laser a un comportement mono-mode au sens de la définition donnée au paragraphe 1.1.6.1 ($\text{SMSR} = 30 \text{ dB}$). Pour les

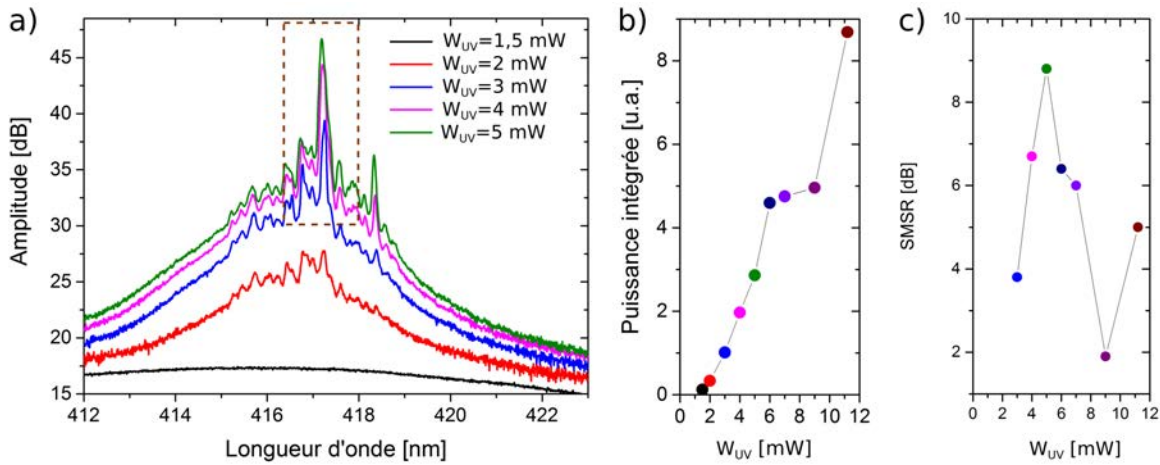


FIGURE 2.55 – a) Spectre de la DL présentée sur la figure 2.54 pour cinq valeurs de W_{UV} . Un agrandissement de la zone en pointillés, pour des valeurs de W_{UV} plus importantes, est donné sur les figure 2.56 b) à e). b) Puissance totale, intégrée sur la gamme 406,6–423,2 nm, en fonction de W_{UV} . Chaque point de la courbe correspond à une courbe de même couleur sur les spectres. c) SMSR en fonction de W_{UV} .

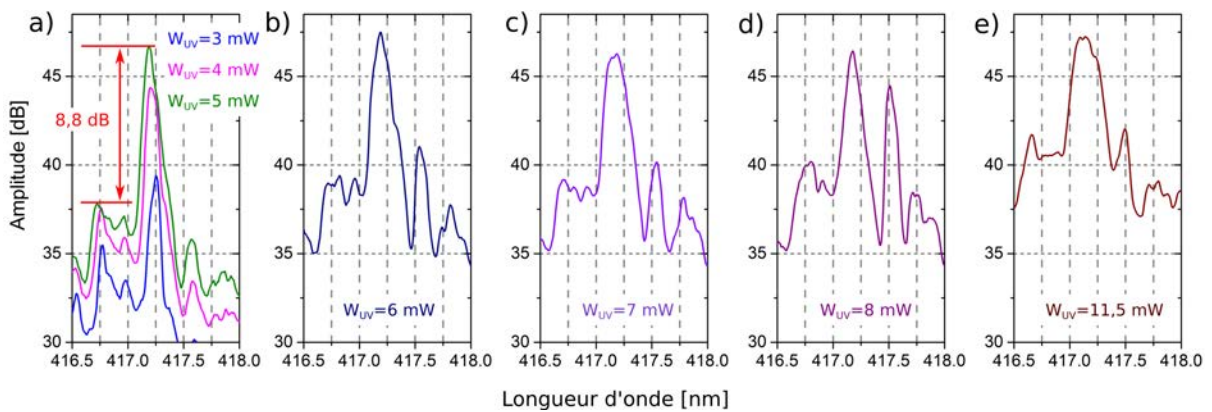


FIGURE 2.56 – Agrandissement correspondant à la zone délimitée par des pointillés sur la figure 2.55 pour plusieurs valeurs de W_{UV} .

puissances de pompe $W_{UV} > 5$ mW le laser a un comportement multimode. Le SMSR et la pente de la courbe 2.55 b) diminuent. Pour $W_{UV} = 11,5$ mW le SMSR et la puissance optique augmentent de nouveau, sous l'effet du décalage de la courbe de gain vers les grandes longueurs d'onde.

La largeur à -3 dB du pic principal pour $W_{UV} = 5$ mW est d'environ 130 pm. La résolution de la chaîne de mesure (monochromateur+détecteur) étant d'environ 35 pm, il englobe probablement plusieurs modes longitudinaux. On peut cependant constater que la structuration du ruban induit un comportement tendant vers le fonctionnement monomode escompté. La longueur d'onde du pic principal est, en outre comme attendu, de 417 nm.

La figure 2.57 présente une seconde DL, de longueur de cavité $L_c = 800 \mu\text{m}$ sur laquelle est gravé un réseau aperiodique d'ordre 37, calculé pour une longueur d'onde d'émission de 417 nm. Le spectre correspondant est donné sur la figure 2.58.

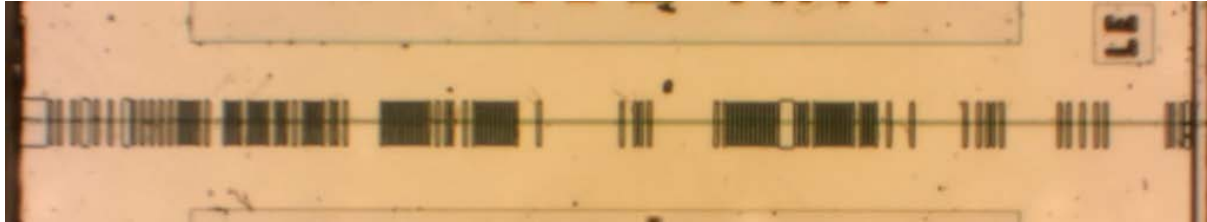


FIGURE 2.57 – Vue au microscope optique d'une DL de longueur de cavité $L_c = 800 \mu\text{m}$ gravée d'un motif aperiodique d'ordre 37, calculé pour une longueur d'onde d'émission de 417 nm.

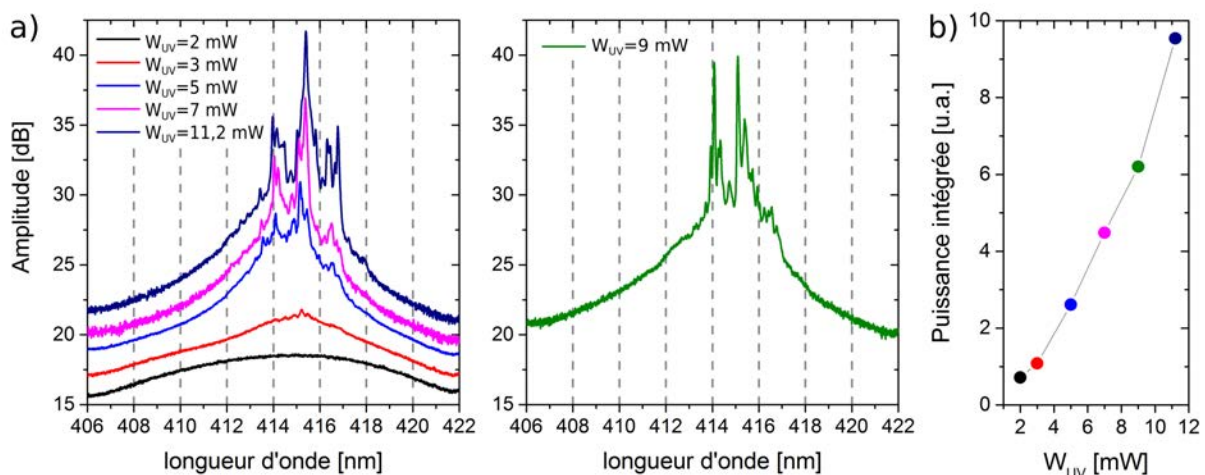


FIGURE 2.58 – a) Spectre de la DL présentée sur la figure 2.57 pour six valeurs de W_{UV} (par soucis de clarté, la courbe correspondant à $W_{UV} = 9 \text{ mW}$ est présentée séparément. b) Puissance totale en fonction de W_{UV} . Chaque point de la courbe correspond à une courbe de même couleur sur les spectres.

Les facettes sont retravaillées au FIB pour les rendre verticales. Ce laser présente un mode dominant avec un SMSR de 6 dB. Le spectre de la DL avant gravure au FIB n'est pas disponible. On n'observe pas d'amélioration notable par rapport aux autres composants dont les facettes ne sont pas retravaillées.

À titre de comparaison, le spectre d'une DL FP (sans gravure) est donné sur la figure 2.59. Le spectre est large et on ne constate pas de pic significatif. L'ISL mesuré (66 pm) est environ deux fois plus grand que la valeur théorique. Il peut s'agir d'une erreur de mesure, si la résolution est insuffisante pour séparer deux modes consécutifs. Une autre hypothèse serait l'existence d'une sous cavité créée par une fissure dans l'échantillon. En

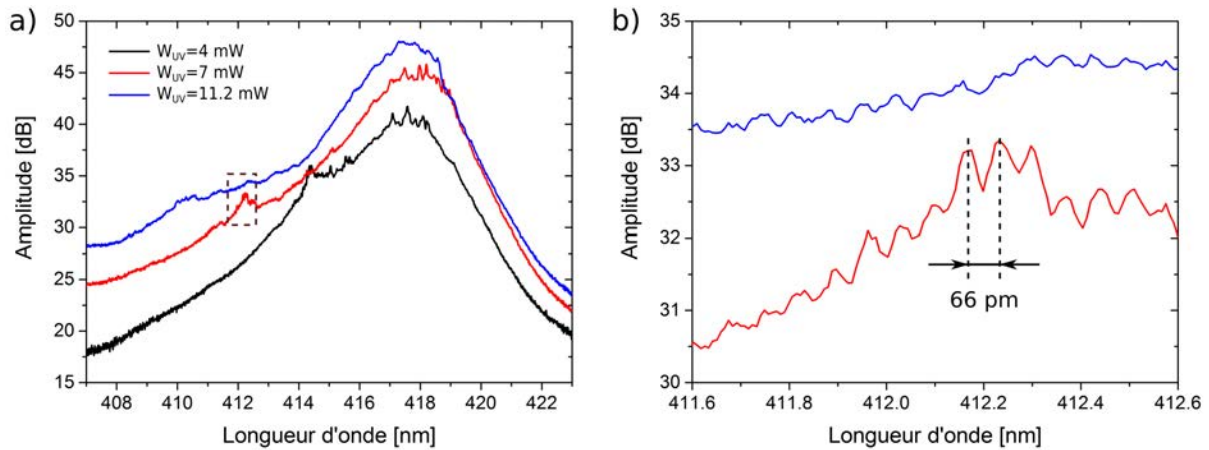


FIGURE 2.59 – a) Spectre d'une DL FP. b) Détail correspondant aux pointillés de la figure a).

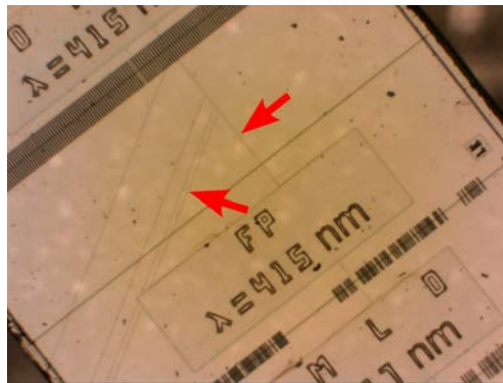


FIGURE 2.60 – Fissures orientées à 60 degrés correspondant aux axes cristallins pouvant être à l'origine de sous-cavités.

effet, de telles fissures, visibles sur la figure 2.60, correspondent aux axes de clivage du cristal. Dans l'hypothèse où la fissure perpendiculaire au ruban délimiterait deux cavités, leurs ISLs respectifs seraient de 55 et 75 pm. Il n'y a évidemment pas de moyen de lier directement l'ISL mesuré à l'existence de ces sous-cavités. Toutefois, un soin particulier devra être apporté lors de la fabrication de nouveaux échantillons de manière à réduire ces défauts qui, de la même façon que dans le cas de la largeur des encoches, rendent l'interprétation des spectres difficile.

Spectre d'une diode laser de type DFB

La figure 2.61 présente le spectre d'une DL de type DFB d'ordre 71, calculé pour une longueur d'onde d'émission de 415 nm. Le SMSR est de 7,7 dB pour une puissance du laser de pompe de $W_{UV} = 9$ mW.

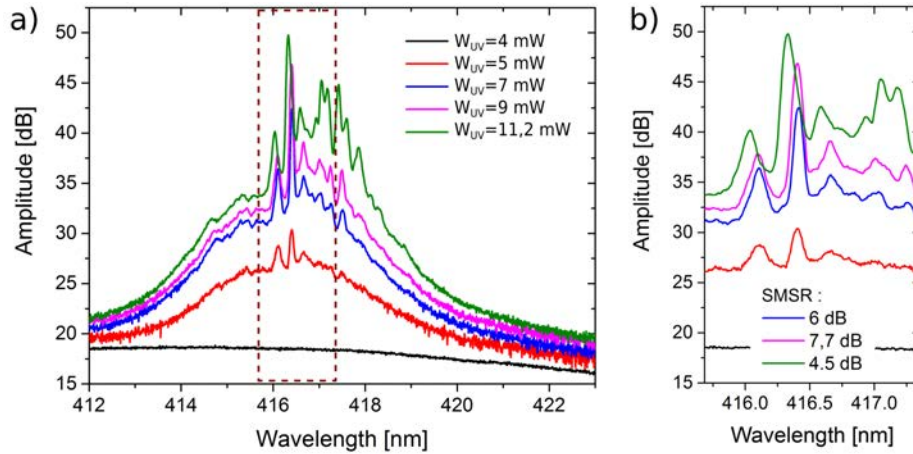


FIGURE 2.61 – a) Spectre d'une DL de type DFB d'ordre 71, calculé pour une longueur d'onde d'émission de 415 nm. b) détail correspondant aux pointillés de la figure a).

Résumé

Bien que les tests aient été effectués sur un petit nombre d'échantillons et pour une seule profondeur de gravure, on peut faire plusieurs observations dans le but d'optimiser un second essai de traitement par photolithographie.

- La faible puissance des DLs testées s'explique probablement par l'irrégularité et la non-verticalité des facettes ainsi que par la présence d'une surface de substrat résiduelle qui pourrait diffracter le faisceau émis.
- La plupart des DLs présentent une structure modale comportant plusieurs pics notamment dès le passage du seuil dans les cas du laser DMLD d'ordre 47 (figure 2.55) et du laser DFB (figure 2.61). Le mode sélectionné peut déjà être identifié pour des faibles puissances de pompe.
- Les DL de type FPs ne présentent pas cette structuration du spectre. Il y a donc une influence certaine des réseaux gravés sur le comportement spectral.
- Pour certaines DLs, un mode est prépondérant. Dans le meilleur des cas, le taux de suppression des modes latéraux est de 8,8 dB.
- Les meilleurs résultats sont obtenus pour des structures a périodiques.
- Les DLs dont le maximum de la courbe de gain est proche de la longueur d'onde utilisée pour le calcul du motif semblent être ceux qui fonctionnent le mieux.
- La reconstruction des facettes au FIB ne semble pas apporter d'amélioration.

2.4.4 Amélioration du processus de fabrication

Les éléments suivants doivent être améliorés dans l'objectif d'un second essai de traitement par photolithographie des DLs :

1. Rendre les facettes verticales et plus régulières.
2. Rendre les largeurs des encoches conformes avec le pas du réseau.
3. Améliorer l'aspect des encoches (verticalités des interfaces GaN/air, rugosités des gravures) par une gravure anisotrope (KOH).
4. Tester différentes profondeurs de gravure pour jouer sur l'indice effectif des zones gravées, chaque motif étant calculé pour un contraste d'indice donné.
5. Supprimer le réseau gravé de chaque côté du ruban, traversant la zone active.
6. Améliorer la méthode de clivage des barrettes qui pourrait être à l'origine des fissures constatées, notamment en réduisant l'épaisseur du substrat par polissage.

La proposition de traitement suivante, basée sur la référence [118], permettrait de résoudre certains de ces points bloquants. Il permet notamment de supprimer le réseau latéral involontairement créé. L'utilisation d'un *hard mask* et une attaque au KOH permettent d'obtenir des facettes verticales. Enfin, bien que le processus comporte plus d'étapes que dans sa première version, il a l'avantage de ne pas nécessiter la réalisation de nouveaux masques.

1. *Hard mask* pour la réalisation des encoches

Les emplacements des encoches sont tout d'abord protégés en utilisant une résine positive (1 & 2). Un dépôt de SiNx est ensuite appliqué sur toute la surface de l'échantillon (3). Un *lift-off* est enfin pratiqué afin de découvrir les emplacements des futures encoches (4).

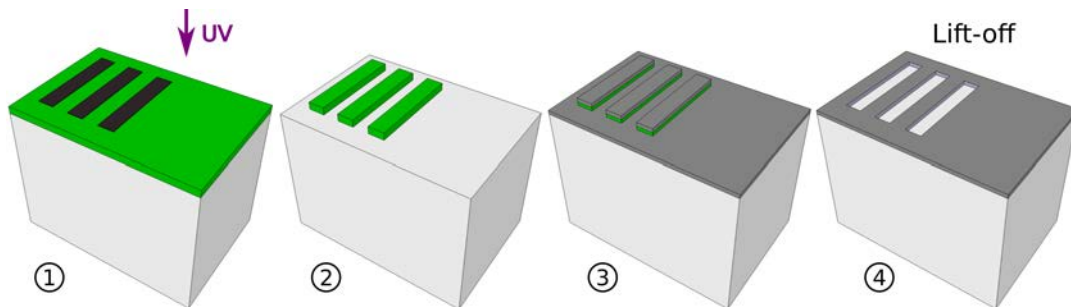


FIGURE 2.62 – Étape I : Création d'un *hard mask* en SiNx pour la gravure des encoches. L'échantillon est représenté en gris clair, la photorésine positive en vert, le SiNx en gris foncé et le masque en noir.

2. Gravure des facettes

Une couche de silice (en orange sur la figure) est déposée sur toute la couche de SiNx remplissant ainsi les emplacements des futures encoches (1). Les facettes sont ensuite gravées par ICP (2 & 3) de la même manière que lors du premier essai. Une attaque au KOH pourrait alors être pratiquée pour améliorer la verticalité des facettes, l'échantillon étant toujours protégé par la couche de silice et de SiNx.

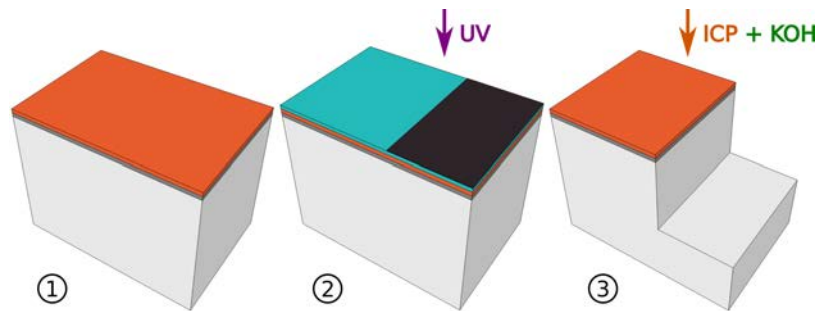


FIGURE 2.63 – Étape II : Gravure des facettes par gravure profonde. L'échantillon est représenté en gris, la photorésine négative en bleu, la silice en orange et le masque en noir.

3. Gravure du ruban

Le ruban est gravé en deux étapes. La profondeur de gravure lors de cette première étape détermine la distance entre le niveau bas des encoches et le bas du ruban. La surface du ruban est protégée par une résine positive et gravée par ICP.

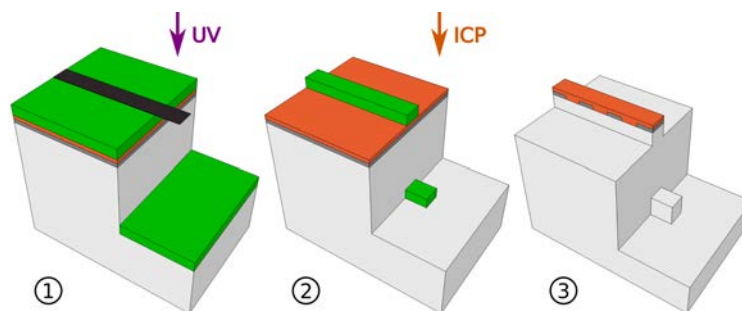


FIGURE 2.64 – Étape III : Gravure du ruban.

4. Gravure des encoches

La silice est tout d'abord retirée, tout en laissant le SiNx sur les parties de ruban à garder. Ceci peut être réalisé en jouant sur les épaisseurs relatives des deux matériaux et en prenant en compte les différences de temps de gravure entre la silice et le SiNx (1).

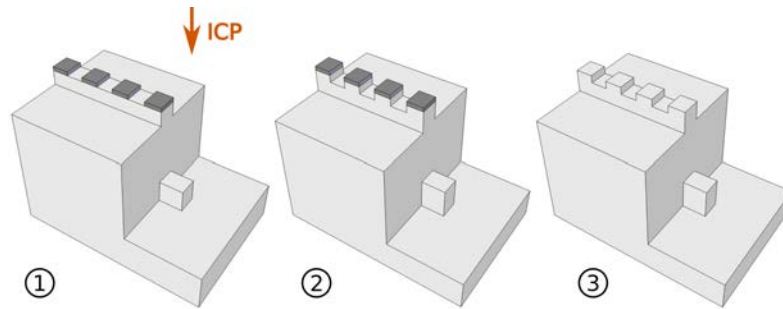


FIGURE 2.65 – Étape IV : Gravure des encoches.

Le SiNx restant sur le ruban constitue un *hard mask* pour la gravure des encoches par ICP (2). L'épaisseur du SiNx étant plus faible que celle de la résine utilisée lors du premier *processing*, on peut s'attendre à graver les encoches avec une plus grande précision. Finalement, le SiNx peut être retiré (3).

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons réalisé une première démonstration de la possibilité d'obtenir un laser InGaN/GaN émettant dans la gamme bleu/violet monomode, par une approche monolithique. Nous avons d'emblée exclu l'utilisation de technologies avancées telles que la lithographie *e-beam* et la création de réseaux enterrés nécessitant une étape de gravure au cours de la croissance épitaxiale. La contrainte majeure de ce travail était en effet l'utilisation d'une technique de lithographie standard disponible au LASPE, laboratoire où les échantillons ont été réalisés.

Une première étude de faisabilité, où une technique de prototypage au FIB a permis de mettre en évidence l'influence de la gravure du ruban de diodes laser sur le spectre optique, a été menée lors d'un séjour de quatre mois au LASPE. Une seconde phase a consisté à fabriquer des échantillons sur des structures laser crues spécialement. Les contraintes de résolution de gravure de l'ordre de $1,5 \mu\text{m}$ et les niveaux de pertes optiques particulièrement importants aux courtes longueurs d'onde visées ont dicté le choix de la technique utilisée pour les rendre monomodes. La technique retenue (*Discrete Mode Laser Diode* (DMLD)) [101] consiste à graver un réseau aperiodique d'ordre élevé sur le dessus du ruban du laser. Le choix a été principalement motivé par le fait que cette technique, par ailleurs déjà utilisée aux longueurs d'onde des télécommunications, nécessite la gravure d'un nombre réduit d'encoches en comparaison des approches par réseaux

périodiques [104]. Elle n'a en outre jamais été testée dans le cas de lasers émettant dans la gamme de longueurs d'onde $4xx$ nm. Un programme permettant de modéliser la structure du réseau a été utilisé pour déterminer le motif de gravure. Le processus de simulation consiste à étudier de façon itérative l'influence de la gravure sur le spectre de manière à le faire tendre vers un spectre cible prédéterminé. Plusieurs types de réseaux ont été fabriqués et testés. Bien que des améliorations dans le traitement de ces échantillons doivent être apportées, ces premiers tests ont démontré la possibilité de sélectionner un mode longitudinal par l'utilisation de la technique DMLD.

Lors des futurs essais, un soin particulier devra être apporté à la réalisation des facettes. Il est en effet nécessaire de fabriquer des structures émettant une puissance optique suffisante pour permettre une étude spectrale systématique et approfondie des composants. Un nouveau processus ne nécessitant pas la réalisation de nouveaux masques a été proposé en ce sens.

Chapitre 3

Vers la réalisation d'une diode laser InGaN/GaN monomode : approche par adjonction d'une cavité externe

Dans le chapitre précédent, l'approche consistait à créer des sous-cavités le long du guide optique de la DL pour moduler les pertes et obtenir le fonctionnement monomode. La structuration du composant lui-même est source de difficultés technologiques liées essentiellement à la résolution de gravure. La méthode envisagée dans ce chapitre consiste à réaliser une contre-réaction optique par l'utilisation d'une cavité externe. On cherche par cette approche à minimiser, voire supprimer, les contraintes de fabrication liées à la diode. Son avantage est l'utilisation d'une diode commerciale, dont on va modifier les propriétés par le simple ajout d'une cavité externe. Ce faisant, la problématique de filtrage d'un mode de la diode laser est reportée sur le *design* et la fabrication de la cavité externe. Une fraction du signal émis par la diode est réfléchi et filtré par la cavité puis réinjectée dans la DL forçant ainsi le fonctionnement monomode.

Le second effet de la contre-réaction est l'affinement spectral. On définit le facteur de qualité d'une cavité résonante par

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu}, \quad (3.1)$$

où ν_0 est la fréquence et $\Delta\nu$ la largeur à mi-hauteur d'une résonance. Il quantifie la capacité d'un résonateur à stocker de l'énergie :

$$Q = \frac{2\pi \cdot \text{énergie stockée}}{\text{énergie perdue par cycle}}. \quad (3.2)$$

La finesse F de la cavité est liée au facteur de qualité par la relation

$$Q = \frac{\nu_0}{ISL}F. \quad (3.3)$$

Dans le cas d'une DL ayant un facteur de qualité de Q_{DL} , couplée à un résonateur de haut facteur de qualité Q , l'affinement spectral obtenu est [119] :

$$\eta \propto \frac{Q}{Q_{DL}}. \quad (3.4)$$

La largeur de raie d'un résonateur couplé à un résonateur de plus haute finesse sera donc réduite.

Nous appellerons "monomode", le comportement d'un système contre-réactionné émettant sur un seul mode de la DL. Une DL monomode affinée spectralement aura un comportement que nous nommerons "monofréquence".

Différents types de contre-réactions externes peuvent être envisagés et sont utilisés dans des solutions commerciales. La principale, nommée diode laser à cavité étendue (ECDL), consiste à utiliser un réseau de diffraction dont l'angle et la position (relativement à la facette de sortie de la diode) sont ajustés précisément afin d'obtenir la longueur d'onde souhaitée [120]. Les sources commerciales basées sur ce principe (ex : Tunics, Toptica) sont onéreuses et peu compactes car elles nécessitent l'implémentation de systèmes électromécaniques de précision. Elles ont toutefois l'avantage d'être accordables. Le réseau de diffraction peut être remplacé par un résonateur de haute finesse permettant de réduire la largeur de raie [121–123]. Dans la référence [124] une cavité de finesse $F = 40$ est utilisée de manière à réduire la largeur de raie d'une diode laser à quelques kHz.

Une seconde technique consiste à employer un résonateur à modes de galerie (*Whispering Gallery Mode Resonator* (WGMR)) de haut facteur de qualité. La société OEwaves propose des solutions commerciales aux longueurs d'ondes télécom dans lesquelles le résonateur est employé de façon à affiner spectralement une DL monomode (de type DFB). Récemment, des travaux ont montré que ce type de configuration peut aussi être employé sur une DL multimode [125]. Enfin, des résultats d'affinement spectral utilisant une contre-réaction par WGMR dans la gamme bleu-violet ont été obtenus [126].

La technique faisant l'objet de l'étude préliminaire présentée dans ce chapitre, consiste à réaliser une contre-réaction en utilisant un réseau de Bragg photoinscrit dans le coeur

d'une fibre monomode transverse (FBG). Le but est de sélectionner un mode d'une DL multimode tout en l'affinant spectralement. Cette technique, étudiée depuis de nombreuses années aux plus grandes longueurs d'onde [127], constitue un moyen simple et efficace de contrôler la longueur d'onde d'une DL. Le principal intérêt est la faible sensibilité du système global, en un point de fonctionnement donné, aux fluctuations de température et de courant. En outre, en tirant profit du mode fondamental de la fibre monomode, elle permet d'obtenir un composant dont le profil d'émission est parfaitement gaussien et circulaire.

Ces avantages associés à la simplicité du montage et son faible coût potentiel, en font un candidat idéal pour une application commerciale. Les résultats de ce chapitre s'inscrivent dans le cadre du projet DeepBlue dont l'objectif est le développement d'une source monomode émettant autour de 400 nm. Cette source doit ensuite être intégrée dans un spectromètre Raman pour évaluer l'aptitude de ce laser à identifier la nature de microplastiques collectés en mer.

Ce chapitre s'organise de la façon suivante. Tout d'abord, nous présentons d'une manière générale le principe d'une contre-réaction externe. La modélisation présentée permet de comprendre le fonctionnement des phénomènes observés sans prétendre les simuler. Ensuite, le cas plus particulier de la contre-réaction d'une DL par un réseau de Bragg fibré sera présenté. Enfin, après avoir décrit le FBG et le montage expérimental, nous présenterons les premiers résultats, obtenus à la fin de ce travail de thèse, dans lesquels une DL émettant à 405 nm est rendue monomode sous l'effet de la contre-réaction optique.

3.1 Principe d'une contre-réaction optique par l'ajout d'une cavité externe

Considérons le système générique présenté sur la figure 3.1 a), formé d'une diode laser de longueur L_{DL} et d'une cavité externe (CE) de longueur L_{CE} . La cavité de la diode laser est représentée par un guide délimité par les deux facettes de coefficient de réflexion et de transmission r_1 , r_2 et t_2 .

Une cavité externe de longueur L_{CE} est accolée à la diode. La facette 3 a un coefficient de réflexion r_3 . Ce système est équivalent à la cavité présentée sur la figure 3.1 b) dont

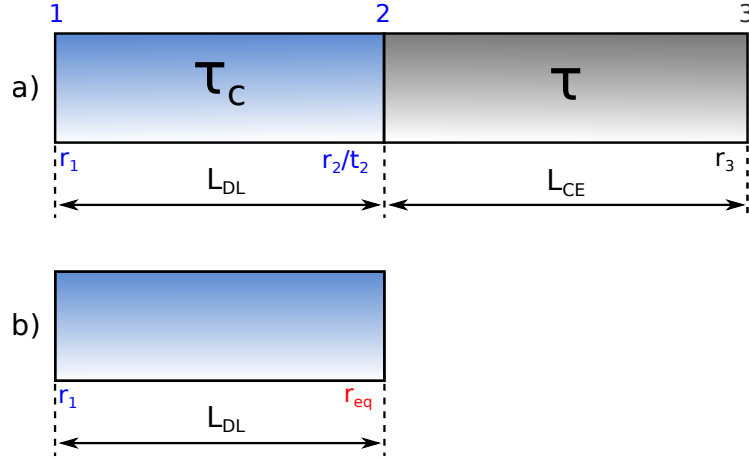


FIGURE 3.1 – Principe de la contre-réaction par cavité externe. La DL est représentée en bleu et la cavité externe en gris. La figure a) est équivalente à la figure b) où la facette 2 et la cavité externe sont remplacées par une facette équivalente de coefficient de réflexion r_{eq} dépendant de la longueur d'onde. Les temps τ_c et τ sont les temps d'aller-retour dans la diode et dans la cavité externe respectivement.

la facette 2 a un coefficient de réflexion équivalent r_{eq} . Après réflexion sur la facette 2, le champ électrique dans la DL s'écrit (figure 3.1 a)) $r_2 E(t) + t_2^2 r_3 E(t - \tau)$. Le champ électrique après réflexion sur la facette 2 (figure 3.1 b)) est $r_{eq} E(t)$. Par identification et en posant $E(t) = E_0 e^{-i\omega t}$, où ω est la pulsation d'émission, on obtient l'expression du coefficient de réflexion équivalent

$$r_{eq} = r_2 \left(1 + \kappa \tau_c e^{-i\omega \tau} \right), \quad (3.5a)$$

$$r_{eq} = |r_{eq}| e^{-i\phi_{eq}}, \quad (3.5b)$$

avec $\kappa = t_2^2 r_3 / r_2 \tau_c$.

Dans le but de déterminer les conditions de résonance, l'équation 1.35 est réécrite pour exprimer le champ électrique à une extrémité de la cavité équivalente :

$$E \propto \frac{1}{1 - r_1 r_{eq} e^{(\Gamma g - \alpha_i)L} e^{-2ikL}}. \quad (3.6)$$

D'où

$$r_1 r_{eq} e^{(\Gamma g - \alpha_i)L} e^{-2ikL} = 1 \quad (3.7)$$

Les nouvelles conditions de résonances sont alors

$$\Gamma g_{th} - \alpha_i = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{r_1 |r_{eq}|} \right) = \alpha_m, \quad (3.8a)$$

$$2kL + \phi_{eq} = m \cdot 2\pi \quad (\text{où } m \in \mathbb{Z}) \quad (3.8b)$$

Sous l'effet de la contre-réaction, la pulsation d'émission et les niveaux de gains au seuil sont modifiés.

3.1.1 Fréquences d'émission

En introduisant l'expression du coefficient de réflexion équivalent (équation 3.5) dans l'équation 3.7 et en posant $2kL = \omega n_{gr}/c$, $2L = \omega\tau_c$, la condition de résonance du système contre-réactionné s'écrit :

$$(1 + \kappa\tau_c e^{-i\omega\tau}) r_1 r_2 e^{(\Gamma g - \alpha_i)L} e^{-i\omega\tau_c} = 1. \quad (3.9)$$

Si on pose

$$L' = \left(\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{r_1 r_2} \right) \right) L \quad (3.10a)$$

$$\text{et } G' = \Gamma g L, \quad (3.10b)$$

on obtient

$$(1 + \kappa\tau_c e^{-i\omega\tau}) e^{(G' - L')} e^{-i\omega\tau_c} = 1. \quad (3.11)$$

En tenant compte du couplage phase/amplitude [52, Annexe I], on a :

$$(1 + \kappa\tau_c e^{-i\omega\tau}) e^{(G' - L')(1 + i\alpha_H)} e^{-i\omega\tau_c} = 1. \quad (3.12)$$

Pour une contre-réaction faible, on peut faire le développement limité suivant :

$$\ln(1 + \kappa\tau_c e^{-i\omega\tau}) \simeq \kappa\tau_c e^{-i\omega\tau}, \quad (3.13)$$

et on obtient l'équation transcendante :

$$\kappa\tau_c e^{-i\omega\tau} + (G' - L')(1 + i\alpha_H) - i\omega\tau_c = 0. \quad (3.14)$$

En séparant partie réelle et partie imaginaire, les fréquences laser et les gains au seuil associés, correspondant aux modes de la cavité externe, sont les solutions du système [48, p.254] :

$$f(\omega\tau) = \omega\tau + C \sin(\omega\tau + \arctan(\alpha_H)) = 0, \quad (3.15a)$$

$$\Delta G = G' - L' = -\kappa\tau_c \cos(\omega\tau), \quad (3.15b)$$

où $C = \kappa\tau \sqrt{1 + \alpha_H^2}$ est le coefficient de contre-réaction.

Le changement de phase dû à la contre-réaction est représenté sur la figure 3.2. L'axe des abscisses indique le décalage en fréquence par rapport à la fréquence d'émission de la DL non perturbée. Les points sur l'axe des abscisses représentent les solutions de l'équation

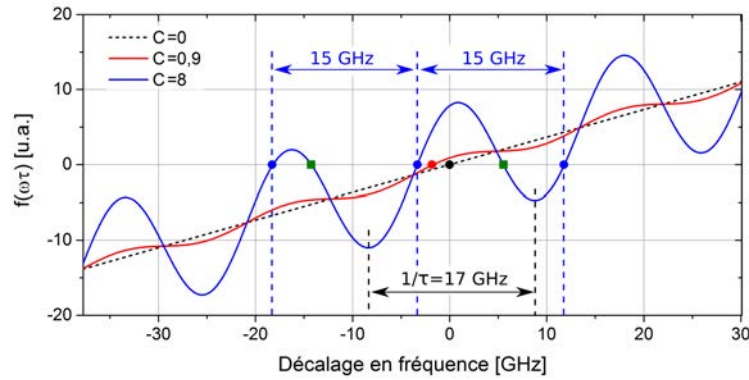


FIGURE 3.2 – Détermination graphique des fréquences d'émission théoriques pour différents taux de contre-réaction C . Dans le cas $C = 8$, les modes (points bleus) sont séparés d'environ 15 GHz. Cet intervalle est de l'ordre de grandeur de l'ISL de la cavité externe. Les solutions en vert sont démontrées instables et appelées anti-modes. Les paramètres utilisés sont $L_{DL} = 800 \mu\text{m}$, $L_{CE} = 5 \text{ mm}$ et $\alpha_H = 5$.

3.15a pour différentes valeurs de contre-réaction.

La droite en pointillés représente le cas où la contre-réaction est nulle ($C = 0$). La solution correspond au mode de la DL. Dans le cas d'une contre-réaction faible ($C < 1$; $C = 0,9$ sur la figure), la fonction est toujours monotone et croise l'axe des abscisses en un point unique, dont la fréquence est dépendante de la phase optique accumulée dans la cavité externe. Le laser est monofréquence avec un seul mode de cavité externe. La fréquence de la diode contre-réactionnée peut alors être contrôlée par la phase de la cavité externe. Dans ce cas, l'effet de la cavité externe consiste seulement en un décalage des modes longitudinaux de la DL.

Pour $C > 1$, la fonction peut admettre plusieurs zéros. Pour $C > 4,6034$ elle admet toujours plusieurs zéros [66]. Dans ce cas, pour lequel la contre-réaction est plus forte, le système aura la possibilité d'osciller sur plusieurs modes. La courbe bleue de la figure 3.2 est tracée dans le cas $C = 8$. Les modes possibles (en bleu sur la figure) sont séparés d'une distance spectrale proche de l'ISL de la cavité externe prise séparément ($1/\tau$). Les autres solutions, appelées anti-modes (en vert sur la figure), ne sont pas observées expérimentalement car ils sont démontrés instables (ce qui peut-être fait par une analyse linéaire de la stabilité des équations de Lang et Kobayashi modifiées par une contre-réaction externe [128]).

3.1.2 Gain au seuil

La figure 3.3 représente les conditions de résonance dans le cas $C = 22$. La courbe noire représente les solutions de l'équation 3.15b dans le plan (fréquence, gain). Elles se répartissent sur une ellipse inclinée. On peut montrer par une étude de la stabilité

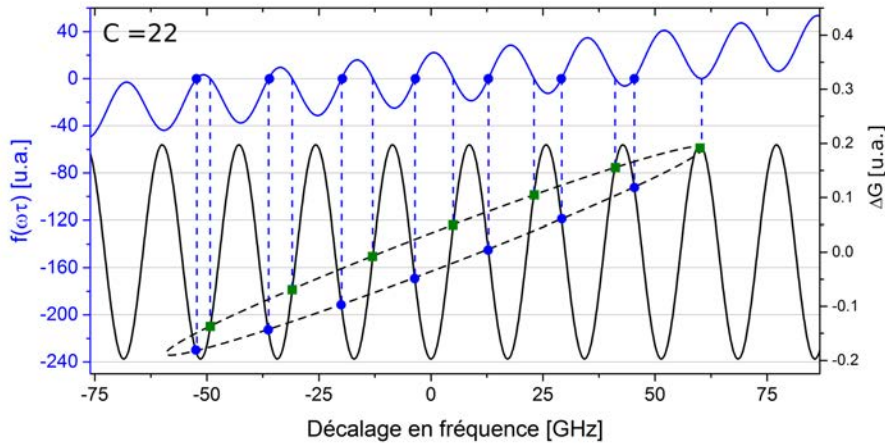


FIGURE 3.3 – Conditions de résonance dans le cas $C = 22$. La courbe noire représente les solutions de l'équation 3.15b dans le plan (fréquence, gain).

du système que les modes sont situés sur la partie inférieure de l'ellipse tandis que les antimodes, instables, sont sur la partie supérieure [128]. Cette étude montre que la contre-réaction par une cavité externe limite le nombre de modes accessibles au système. Les modes possibles sont situés sur une gamme spectrale limitée autour de la longueur d'onde du mode de la DL dont l'extension dépend du coefficient de couplage.

3.2 Contre-réaction par un réseau de Bragg fibré

La figure 3.4 a) présente le principe de fonctionnement d'un FBG.

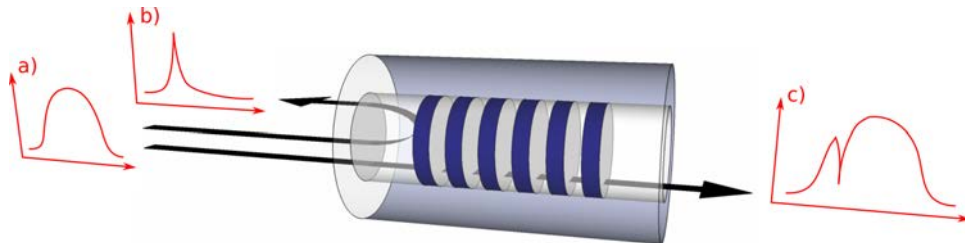


FIGURE 3.4 – Principe d'un réseau de Bragg fibré. Lorsqu'on injecte une source large bande (a), le signal centré sur la longueur d'onde de Bragg (b) est réfléchi tandis que le complémentaire (c) est transmis.

Il s'agit d'un réseau à rétro-action distribuée inscrit sur une petite portion (quelques

millimètres typiquement) d'une fibre optique monomode (Nufern 405-HP dans notre cas). Le réseau, inscrit dans le cœur de la fibre, consiste en une modulation périodique uniforme de l'indice effectif obtenu en créant un réseau d'interférences grâce à un interféromètre de Talbot [129, p.62]. Lorsque le cœur de la fibre est exposé à une lumière UV très intense, l'indice est modifié de façon permanente [130]. Le motif d'interférence alternant franges sombres et franges claires détermine le profil d'indice inscrit dans la fibre.

La longueur d'onde de Bragg, pour laquelle le signal incident est réfléchi, est donnée par

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda, \quad (3.16)$$

où n_{eff} est l'indice effectif du mode fondamental de la fibre et Λ le pas du réseau (longueur de Bragg). Le FBG constitue un miroir diélectrique réfléchissant les composantes du signal de longueurs d'onde proches de la longueur d'onde de Bragg et transmettant les autres composantes. La fonction de transfert du réseau de longueur L est obtenue en utilisant la théorie des modes couplés [131]. La réflexion et la transmission sont données par :

$$R(\delta L) = \frac{|\kappa_B L \text{sh}(\gamma L)|^2}{|\gamma L \text{ch}(\gamma L) + i\delta L \text{sh}(\gamma L)|^2}, \quad (3.17a)$$

$$T(\delta L) = 1 - R(\delta L), \quad (3.17b)$$

où l'on a posé $\delta = n_{eff}(\omega - \omega_B)/c$ (ω_B est la pulsation de Bragg) et $\gamma = (|\kappa_B|^2 - \delta^2)^{1/2}$. Le coefficient κ_B , représentant la force du couplage entre les signaux contra-directionnels, dépend de la géométrie du système et du contraste d'indice Δn .

La figure 3.5 présente la réflectivité (a) et la transmission (b) d'un FBG de constante de couplage $\kappa L = 1,207$ et de longueur $L = 2$ mm, calculées grâce aux équations 3.17. La réflectivité est de 70 % sur une bande de 28 pm.

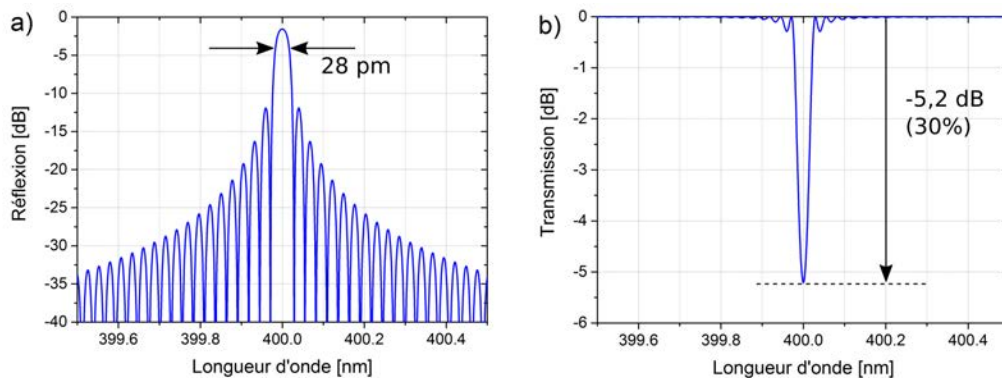


FIGURE 3.5 – Transmission et réflexion d'un réseau de Bragg fibré calculées par la méthode des modes couplés. La réflectivité est de 70% sur une bande de 28 pm.

Cette bande de réflectivité est calculée de façon à correspondre à l'ISL théorique d'une DL d'une longueur $L_{DL} = 800 \mu\text{m}$ afin d'en sélectionner un mode longitudinal.

La contre-réaction d'une DL par un FBG fait l'objet d'études depuis de nombreuses années. Les premiers réseaux ont été réalisés par gravure dans une fibre polie [132]. La technique actuelle d'inscription par UV a facilité la production permettant d'obtenir une précision de moins de 0,1 nm sur la longueur d'onde de Bragg [127]. Une configuration classique parfois appelée "*hybrid laser*" dans la littérature, représentée sur la figure 3.6, permet d'obtenir un régime monomode sans sauts de modes.

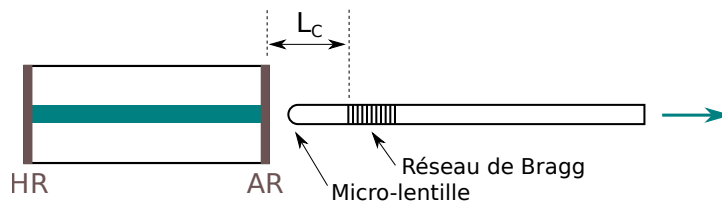


FIGURE 3.6 – Montage classique de contre-réaction d'une DL par un FBG. Le miroir de sortie de la diode est traité anti-reflet côté fibre. La longueur L_c de la cavité peut être de quelques millimètres.

Dans cette configuration, la qualité de l'anti-reflet est primordiale ($< 10^{-4}$) car le FBG constitue la seule source de contre-réaction. La distance entre l'anti-reflet et la fibre doit être constante à une fraction de longueur d'onde près [127].

Peu d'études théoriques ont été consacrées aux lasers avec une contre-réaction optique filtrée [133, 134]. Une étude de contre-réaction par un réseau de Bragg fibré dans le cas de diodes lasers émettant dans la bande des télécommunications ($1,55 \mu\text{m}$) a cependant été réalisée [135]. Cette dernière étude étend l'analyse faite en introduction en considérant toute force C de contre-réaction optique et un réflecteur de Bragg. La réflectivité r_3 définie au paragraphe 3.1 est alors donnée par la fonction de transmission du résonateur de Bragg. L'analyse devient plus complexe et l'ellipse représentant des solutions est totalement transformée. Elle sera poursuivie à l'issue de cette thèse.

L'intérêt principal de ce montage est sa grande stabilité vis à vis des variations de courant et de température autour d'un point de fonctionnement, le rendant compatible avec des applications de type multiplexage en longueur d'onde [136]. En cas de fluctuations du courant, la variation du gain et de l'indice de réfraction s'étend sur la longueur de la diode laser. Dans le cas de l'utilisation d'une cavité externe, seule une petite partie de la longueur totale est active. Il en résulte que l'effet du changement d'indice sur la

fréquence d'émission, *via* le couplage phase/amplitude, est dilué. Le système total présente en outre, l'avantage de constituer un composant fibré facilement intégrable dans les systèmes photoniques.

Les travaux détaillés dans la suite de ce chapitre, s'inscrivant dans le cadre du projet DeepBlue, proposent une approche différente du montage *hybrid laser* exposé précédemment. En effet, l'idée est d'utiliser un FBG pour réaliser la contre-réaction et le filtrage d'une diode commerciale sans traitement anti-reflet. Si cette configuration mène à un fonctionnement monomode longitudinal du laser, elle présentera un intérêt commercial évident, le prix d'une diode InGaN/GaN sans traitement anti-reflet étant environ 40 fois plus bas que celui d'une diode traitée. Les éléments du montage expérimental sont tout d'abord détaillés. Ensuite, nous présentons les caractérisations en transmission de deux FBG. Enfin, les résultats de caractérisation spectrale et en puissance, de contre-réaction d'une diode laser par un FBG sont présentés et commentés.

3.3 Montage expérimental

Le montage expérimental est présenté sur la figure 3.7.

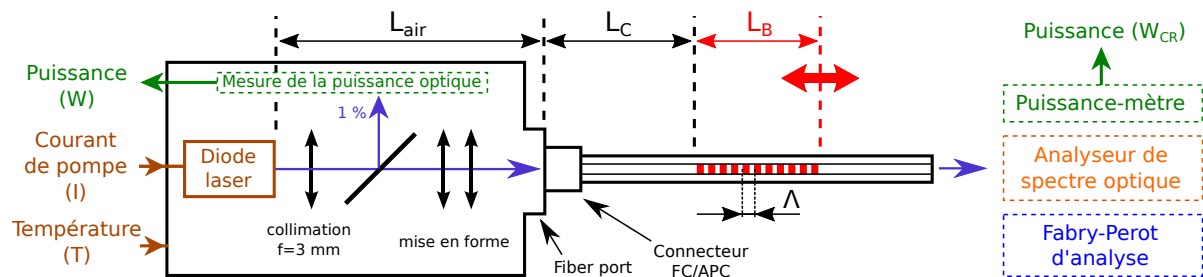


FIGURE 3.7 – Montage expérimental pour l'étude de la contre-réaction d'une DL par un réseau de Bragg fibré. Les détails du montage et des méthodes de mesures sont indiqués dans le corps du texte.

La source utilisée (LBX-405) est produite par la société Oxxius, de Lannion. Elle est composée d'une diode InGaN/GaN commerciale émettant aux alentours de 405 nm, dont les modes sont séparés spectralement de $ISL_{DL} = 26$ pm (voir le spectre sur la figure 3.13b)) et d'un système optique de collimation et de mise en forme du faisceau (rattrapage de l'asymétrie et de l'astigmatisme). Une fraction du signal (1%) est prélevée pour mesurer la puissance en sortie de la diode. Ce signal permet éventuellement d'asservir la

diode en courant et en température, par la suite. Le faisceau est injecté dans la fibre *via* un focaliseur (*fiber port*) distant d'environ $L_{air} = 45$ mm de la fenêtre de la diode. La fibre monomode Nufern 405-HP, sur laquelle est inscrit le FBG, est connectée au *fiber port* grâce à un connecteur FC/APC soudé. La longueur de la cavité fibrée est environ $L_{CE} \simeq 45$ cm. Une fraction du signal réfléchi par le FBG suit le chemin inverse. La précision de l'alignement optique conduit à la réinjection de ce signal dans la diode laser.

La fibre est tenue par deux mors de part et d'autre du réseau de Bragg. L'un d'eux est fixé sur une platine de translation permettant de l'étirer pour ajuster le pas du réseau et donc la longueur d'onde de Bragg selon l'équation 3.16. Enfin, le signal transmis par le FBG est analysé en puissance et spectralement.

Le FBG peut être vu comme un élément composé d'une cavité externe, constituée par le tronçon de fibre situé entre le connecteur et le réseau, et d'un miroir sélectif en longueur d'onde. Le principe de la contre-réaction et du filtrage, réalisés par le montage, peut, en première approximation, être résumé en considérant simplement les fonctions de transfert des résonateurs (figure 3.8).

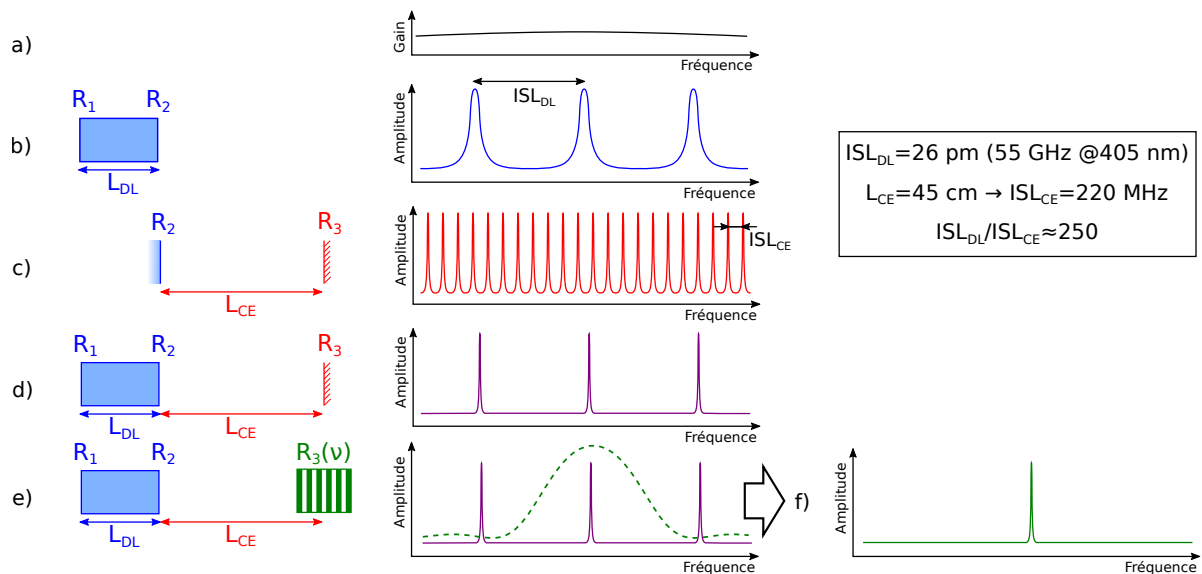


FIGURE 3.8 – Contre-réaction par un FBG. b) Plusieurs modes de la diode peuvent cohabiter car la largeur de la courbe de gain (figure a)), d'une dizaine de nm, est beaucoup plus grande que l'ISL de la diode. d) certains modes de la cavité externe (figure c)) sont sélectionnés. e) La largeur du réseau de Bragg (en vert) est de l'ordre de grandeur de l'ISL de la diode. f) Finalement, le système adopte un fonctionnement monofréquence. La fonction de transfert de la cavité externe n'est pas représentée à l'échelle.

L'ISL de la diode étant très inférieur à la largeur de la courbe de gain, de nombreux modes peuvent coexister. La cavité externe possède environ 250 fois plus de modes que celle de la diode. Seuls certains de ses modes, correspondants à des modes de la DL, sont sélectionnés. Le réseau de Bragg, dont la largeur est de l'ordre de grandeur de l'ISL de la diode, réalise un filtrage permettant de ne garder qu'un seul mode. Les mesures spectrales sont réalisées grâce à un OSA Yokogawa AQ6373B d'une résolution maximale de 10 pm, inférieure à l'ISL de la DL, permettant de juger du fonctionnement monomode du système. Les mesures à plus haute résolution sont réalisées grâce à un FP d'analyse (Toptica FPI100) d'ISL 1 GHz (0,53 pm @ 400 nm). À titre de référence, le spectre d'un laser monofréquence commercial (Toptica DL pro HP_420_029186) obtenu, en utilisant le FPI100, est représenté sur la figure 3.9.

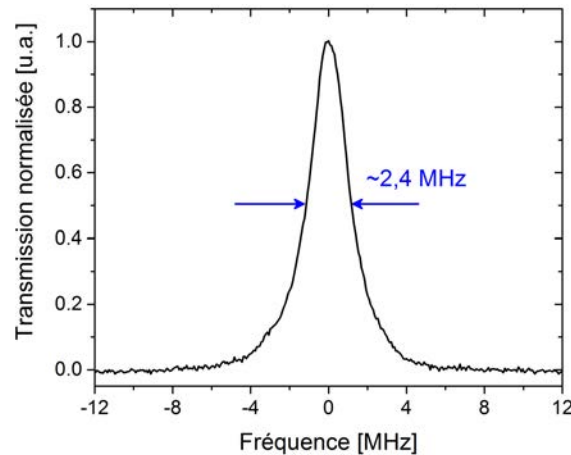


FIGURE 3.9 – Profil spectral du laser monomode de référence (Toptica DL pro HP_420_029186) mesuré au FP d'analyse. La largeur de raie du laser étant de l'ordre de la centaine de kHz, on peut estimer la résolution du FP à 2,4 MHz.

La limite de résolution peut être estimée à 2,4 MHz car la largeur de raie du laser est bien inférieure (de l'ordre de la centaine de kHz). La finesse du FP d'analyse est $F = ISL/resolution = 416$.

Les réseaux de Bragg utilisés dans ces expériences sont fabriqués par Laurent Lablonde de la société iXblue de Lannion. Ils constituent, à notre connaissance, la première tentative de réalisation de FBG dans la gamme des 400 nm. La difficulté de fabrication, à ces longueurs d'onde est principalement liée à la petite dimension du pas du réseau que l'on souhaite créer, rendant le montage interférométrique très sensible aux vibrations mécaniques.

3.4 Résultats

Les mesures présentées dans ce paragraphe, réalisées par Mathilde Gay, ingénieure de recherche à l'Institut Foton, sont obtenues sur la fin de cette période de doctorat.

3.4.1 Caractérisation d'un réseau de Bragg

Pour caractériser le réseau de Bragg, un laser multimode (Thorlabs CPS405) est utilisé comme source "large bande". La figure 3.10 a) présente son spectre mesuré directement (courbe noire) et à travers le réseau de Bragg (courbe rouge).

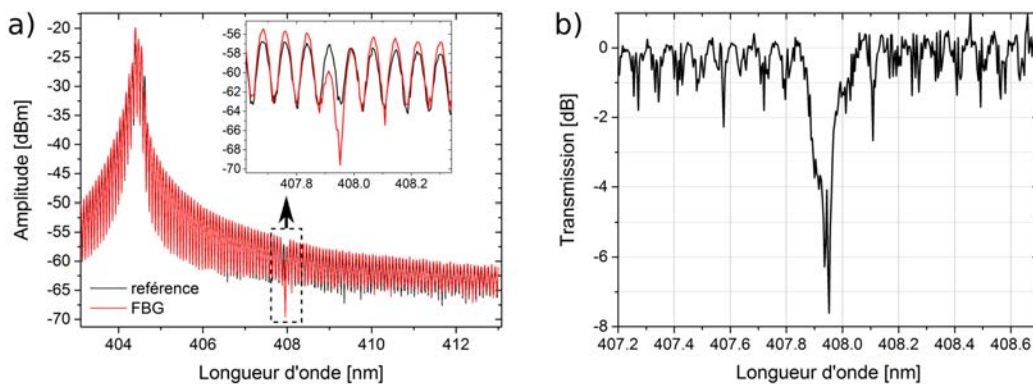


FIGURE 3.10 – a) Spectre d'un laser servant de source "large bande" mesuré directement (courbe noire) ou *via* un réseau de Bragg sous test (courbe rouge). Pour cet échantillon (n° 11), la longueur d'onde de Bragg se situe vers 408 nm. b) Courbe de transmission du réseau.

On en extrait la courbe de transmission $T = A_B - A$ caractérisant le réseau, où A_B représente l'amplitude du signal traversant le réseau de Bragg et A celle du signal sans le réseau de Bragg, toutes ces grandeurs étant exprimées en dB. Les courbes de A et A_B sont représentées sur la figure 3.10 a). Sur la courbe de transmission représentée sur la figure 3.10 b), on constate des oscillations résiduelles pouvant être dues à une légère contre-réaction du laser. La différence de niveau entre les deux mesures est probablement due aux pertes en excès liées à un couplage différent du laser dans la fibre (focalisation non identique, désalignement) ou à un déphasage entre les deux mesures (distance diode/FBG différentes). On constate bien la présence de la bande interdite du FBG se traduisant par une diminution de la transmission de l'ordre de 5 dB. Étant donnée la nature de la source, la largeur de la bande interdite est difficile à estimer, mais semble plus large que les 30 pm attendus. La figure 3.11 présente le spectre de transmission pour différentes tensions appliquées sur un second réseau, dont la longueur d'onde de Bragg se situe au

alentours de 410,2 nm.

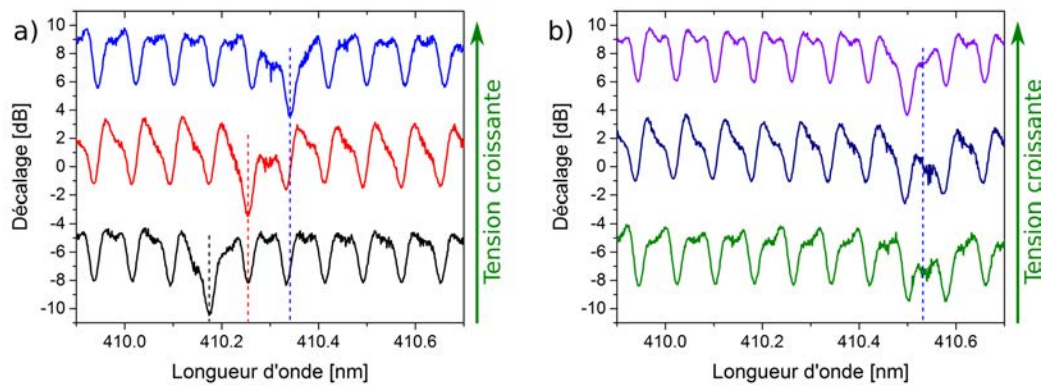


FIGURE 3.11 – Spectres de transmission d'un réseau de Bragg (n° 13) pour différentes tensions appliquées sur la fibre. a) Lorsque la tension croît (de quelques dizaines de μm), on constate un décalage de la longueur d'onde de Bragg vers les grandes longueurs d'onde. b) Pour des tensions plus importantes, le décalage cesse. Dans un souci de lisibilité, les spectres sont décalés selon l'axe vertical.

On observe un décalage vers les grandes longueurs d'onde du pic de réflectivité quand la tension augmente, l'étirage conduisant, en effet, à une élongation du pas du réseau et donc de la longueur d'onde de Bragg (équation 3.16) sans changement significatif de sa profondeur. Pour des tensions plus importantes, la longueur d'onde cesse d'augmenter et le pic semble s'élargir.

3.4.2 Contre-réaction

Un réseau (n° 137446) dont la bande de réflectivité est centrée le plus proche possible de la longueur d'onde d'émission, est ensuite utilisé pour contre-réactionner cette DL.

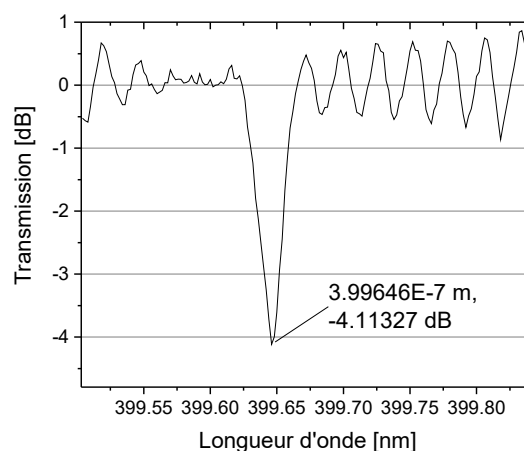


FIGURE 3.12 – Transmission du FBG n° 137446. Sa réflectivité est d'environ 60 %.

De longueur 3 mm, sa longueur d'onde de Bragg est autour de 399,6 nm. Sa réflectivité

est estimée à 60 % (figure 3.12). La longueur de la cavité fibrée est $L_{CE} = 45$ cm. Les tests sont d'abord réalisés à faible puis à forte puissance. On note W la puissance en sortie de la DL et W_{CR} la puissance mesurée en sortie du système global. La figure 3.13 a) représente l'évolution de la puissance en sortie du montage en fonction de la puissance délivrée par la DL selon qu'une contre-réaction est appliquée ou non.

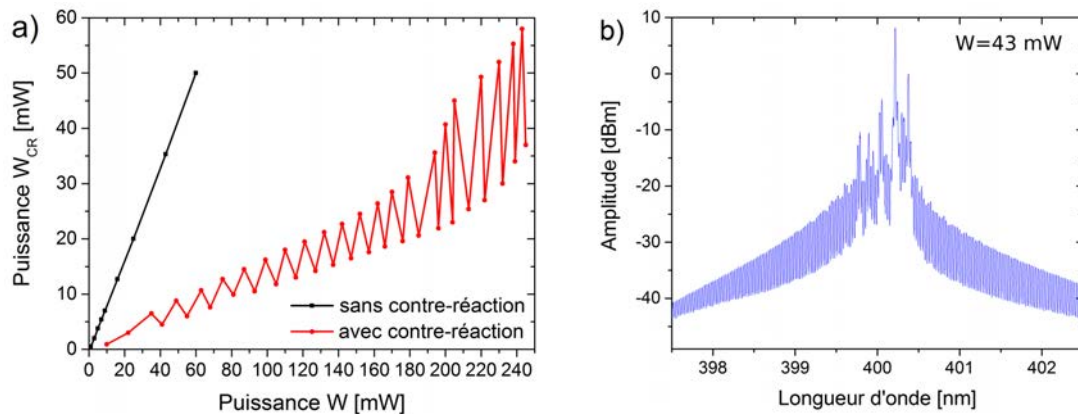


FIGURE 3.13 – a) Puissance optique en sortie du montage (W_{CR}) en fonction de la puissance de la diode W lorsqu'elle est soumise à une contre-réaction ou est laissée libre (dans ce cas le FBG est remplacé par une simple fibre optique). b) Spectre du laser Oxxius au dessus du seuil, montrant le fonctionnement multimode longitudinal.

La figure 3.13 b) présente le spectre du laser Oxxius sans contre-réaction pour une valeur de la puissance de la diode $W = 43$ mW. On retrouve le comportement multimode typique des diodes laser InGaN/GaN présentant un phénomène de *mode clustering*, déjà mentionné au paragraphe 1.2.3.

Dans le cas où la diode est contre-réactionnée, la courbe présente un profil en dents de scie, typique d'une contre-réaction pour un laser multimode longitudinal [19, 137].

Contre-réaction à faible puissance

Nous considérons tout d'abord le cas où la puissance est inférieure à $W = 70$ mW où, comme nous allons le voir, la diode adopte un comportement monofréquence.

Lorsqu'on applique une contre-réaction selon le montage présenté sur la figure 3.7, avec une longueur de cavité fibrée $L_{CE} = 45$ cm, le laser adopte un fonctionnement monomode caractérisé par un SMSR de 45 dB comme on le voit sur la figure 3.14 a) obtenue à l'OSA.

La figure 3.14 b) présente le fonctionnement monomode du laser contre-réactionné, pour des puissances de la DL variant de $W = 0$ à 70 mW. Le réseau est maintenu à la tension maximale, avant élargissement du pic, afin de rapprocher au mieux la longueur d'onde de

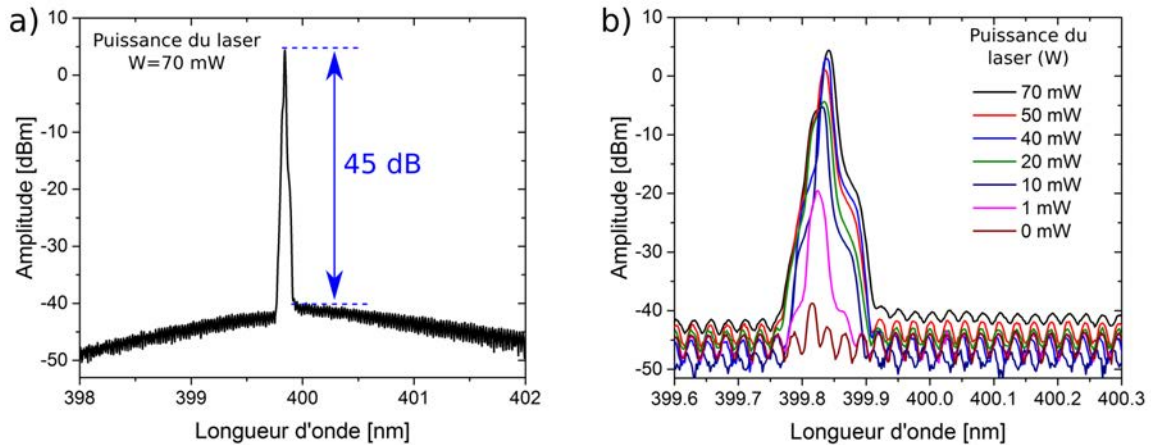


FIGURE 3.14 – Spectre du laser Oxixus contre-réactionné. a) L'émission est monomode avec un SMSR de 45 dB. b) L'émission garde un comportement monomode pour des puissances inférieures à 70 mW. Ces spectres sont obtenus par des mesures à l'analyseur de spectre optique.

Bragg de la longueur d'onde d'émission de la diode. L'échelle logarithmique utilisée peut être ici trompeuse. Le pic principal de la figure 3.14 b) semble en effet s'élargir à mesure que la puissance augmente. Cependant, si on mesure sa largeur à -3 dB de son maximum, on constate qu'elle est à peu près constante et de l'ordre de grandeur ($15 - 20$ pm) de la résolution de l'appareil (10 pm). L'élargissement à la base du pic s'explique par la fonction d'appareil de l'OSA comme on peut le voir sur la figure 3.15.

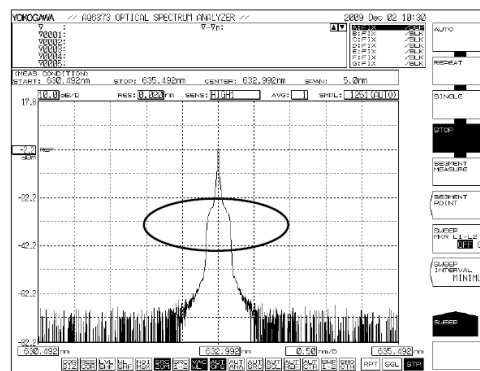


FIGURE 3.15 – Lorsqu'on mesure le spectre d'un laser de type DFB dont la largeur de raie est inférieure à la résolution de l'OSA, à haute résolution, de petits pics peuvent apparaître au pied du pic principal. Ceci est dû aux caractéristiques optiques de l'appareil et ne constitue pas une indication de dysfonctionnement (Extrait de la documentation du Yokogawa AQ6373B).

Pour confirmer le caractère monomode de l'émission laser, une mesure au FP d'analyse est menée pour une puissance de la diode $W = 50$ mW. Le spectre est présenté sur la figure 3.16.

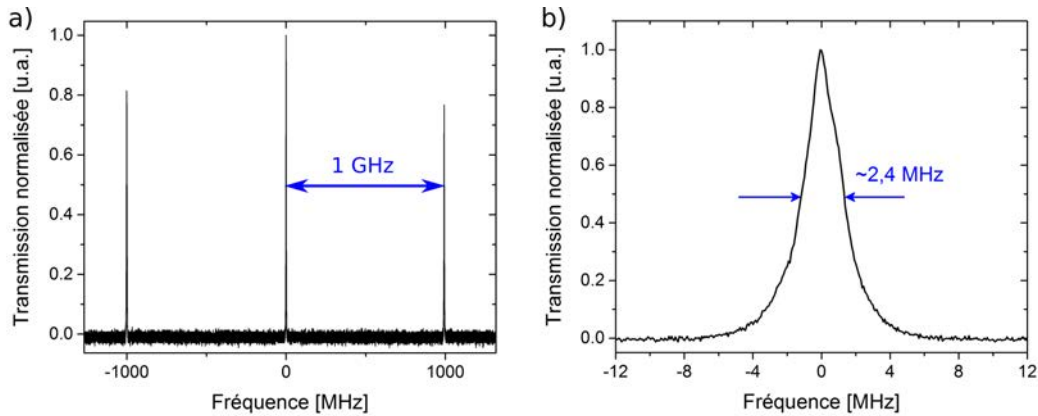


FIGURE 3.16 – Profil spectral de la DL contre-réactionnée, mesuré au FP d’analyse, pour une puissance $W = 50$ mW de la diode, permettant de conclure au fonctionnement monofréquence. La largeur de raie est inférieure ou égale à 2,4 MHz.

L’émission est monofréquence sur une gamme de fréquence d’1 GHz correspondant à l’ISL du FP d’analyse. La largeur du pic mesurée est de 2,4 MHz. On atteint ici la résolution limite du FP mesurée avec le laser de référence (voir figure 3.9). On peut affirmer que l’émission est monofréquence avec une largeur de raie inférieure ou égale à 2,4 MHz.

La diode laser contre-réactionnée par un FBG ($\lambda_B = 399,6$ nm, $L_{CE} = 45$ cm, réflectivité 60 %) adopte un comportement monofréquence avec 45 dB de SMSR et une largeur de raie inférieure à 2,4 MHz, pour une gamme de puissance jusqu’à environ $W = 70$ mW.

Contre-réaction à forte puissance

Pour des valeurs de puissance plus fortes du laser, la courbe 3.13 a) présente une évolution en dents de scie.

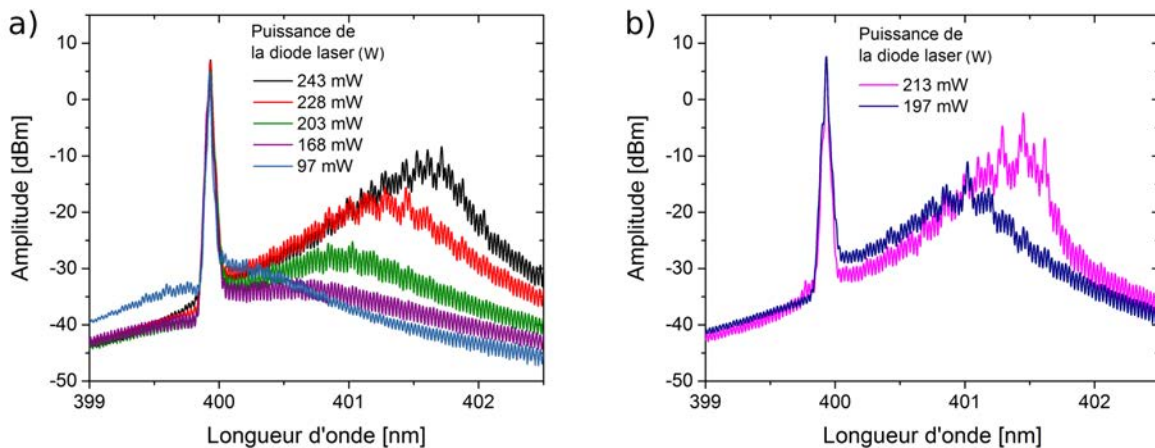


FIGURE 3.17 – Spectres du laser Oxixus contre-réactionné pour de fortes puissances de la diode.

La figure 3.17 présente les spectres pour des valeurs de puissance supérieures à $W = 97$ mW. Lorsque la puissance de la DL augmente, la courbe de gain se décale vers les grandes longueurs d'onde provoquant un décalage par saut de la longueur d'onde d'émission de la diode. Un deuxième phénomène se superpose dans lequel l'augmentation du nombre de porteurs induit un décalage continu des modes via la modification de l'indice optique (voir chapitre 1.3.3.2). La contre-réaction est suffisamment forte pour que le mode sélectionné à 400 nm soit toujours présent malgré le désaccord entre la DL et le FBG dont la longueur d'onde est fixée. Le décalage de la courbe de gain et des modes favorise l'apparition de pics, visibles notamment sur les deux courbes de la figure 3.17 b). Ces pics, situés proche du maximum de la courbe de gain, présentent des amplitudes du même ordre de grandeur que celle du pic principal lié à la contre-réaction. Les minima de puissance observés sur la courbe 3.13 a) correspondraient alors à un régime de compétition entre ces modes et le mode principal, tandis que les maxima indiqueraient un régime monomode.

Une seconde hypothèse permettant d'interpréter cette instabilité de fonctionnement lorsque le pompage augmente (alternance de maxima et de minima), s'appuie sur des observations réalisées sur des DLs émettant à une longueur d'onde aux alentours de 830 nm par Lang et Kobayashi [137]. Les auteurs constatent une ondulation de la courbe de puissance optique en fonction du courant de pompe, présentant des similitudes avec nos mesures. Ils établissent une corrélation entre la période de cette ondulation et la périodicité du décalage des modes. Il attribuent cette corrélation à un effet Vernier entre les modes de la DL qui se décalent avec le taux de pompage et les modes de la cavité externe dont les longueurs d'onde sont fixes.

L'extrapolation au cas que nous observons n'est évidemment pas directe. Pour interpréter finement ces résultats, une étude détaillée impliquant une modélisation du dispositif se poursuivra au-delà de ce doctorat. Afin d'établir clairement le lien existant entre la dynamique spectrale et la puissance totale, l'expérience a été automatisée incluant le contrôle de la diode en courant, ce qui rendra possible une étude systématique du décalage en longueur d'onde en fonction du courant, de la température et de la polarisation.

Une étude au FP d'analyse menée pour les fortes puissances ne permet pas, à ce jour, de conclure sur le caractère monofréquence de l'émission pour des puissances de la DL supérieures à 70 mW, y compris aux points de fonctionnement pour lesquels la puissance est maximale. Ces expériences seront reconduites et des mesures de bruit d'intensité com-

plémentaires à l'ASE pourront être réalisées, pour confirmer le caractère monofréquence de l'émission. La présence éventuelle de plusieurs modes de la cavité externe devrait en effet être à l'origine de l'observation de battements dans la gamme des MHz.

Plusieurs améliorations seront également apportées au montage. La longueur d'onde de Bragg des nouveaux réseaux fabriqués sera calculée de manière à anticiper le décalage de la courbe de gain et sa réflectivité optimisée pour obtenir le maximum de puissance de sortie. Un travail sera effectué pour réduire la longueur de la cavité idéalement à quelques millimètres [127]. En effet, l'augmentation de l'écart entre les modes en résultant devrait favoriser la stabilité en réduisant le phénomène de sauts de modes. Une stabilisation à basse fréquence permettrait, en outre, de réduire la gigue en compensant les fluctuations mécaniques. La stabilité à basse fréquence donnerait l'opportunité de mesurer le bruit de fréquence, donnant accès à la largeur intrinsèque de la raie laser obtenue, non accessible via le FP d'analyse en limite de résolution.

L'étude présentée dans ce chapitre constitue un premier résultat encourageant et révèle le potentiel de l'approche par contre-réaction d'un réseau de Bragg fibré à 405 nm. Pour la suite du projet, deux configurations sont envisagées selon l'objectif à atteindre. La première vise à définir un état de l'art des diodes laser à 405 nm contre-réactionnée par un FBG. En maintenant la puissance aux alentours d'une dizaine de mW, cette configuration permettra d'obtenir un laser stable d'une largeur de raie inférieure à 2,4 MHz. Le but est d'obtenir un laser le plus cohérent possible pour une utilisation notamment en métrologie, par exemple comme référence dans une mesure de largeur de raie par battement de deux lasers.

La seconde configuration devra satisfaire les critères définis dans le projet DeepBlue, soit une puissance stable aux alentours de 60 mW avec un fonctionnement sans saut de mode. L'intérêt commercial du montage réside dans la qualité des performances, pour un coût réduit et une simplicité de mise en œuvre accrue par rapport aux systèmes existants. En effet, contrairement au cas d'un dispositif ECDL, ce montage ne nécessite pas de mécanique de précision et autorise l'utilisation d'une DL sans anti-reflet, car le but est d'obtenir un fonctionnement stable sans accord en longueur d'onde. Les diodes traitées sont chères et leur puissance limitée (<50 mW). Le peu d'éléments nécessaires à sa fabrication rend, de plus, le montage facilement intégrable dans un boîtier standard rendant possible son implémentation dans des produits de série.

Pour la société Oxsius, les débouchés commerciaux vont au-delà de la détection de microplastiques constituant le cœur du projet DeepBlue. Le dispositif pourra, de fait, être intégré dans d'autres types de spectromètres Raman, dans les domaines de la santé ou de l'agroalimentaire, qui bénéficieront de l'amélioration des performances obtenues en résolution et en sensibilité. On peut citer par exemple la détection de cellule cancéreuse ou la différenciation entre spermatozoïdes X et Y pour l'élevage bovin ou porcin. Par ailleurs, les diodes affinées spectralement ont également une application dans l'holographie (projection 3D en 3 couleurs, stockage de données de masse) et pourront remplacer certains types de lasers volumineux comme le laser argon à 488 nm par exemple.

Conclusion

Les systèmes existants, permettant d'obtenir une émission monomode dans le domaine 400 nm-450 nm, majoritairement basés sur une contre-réaction par une cavité étendue (ECDL) ou sur l'utilisation du doublage de fréquence dans un cristal non-linéaire, ne répondent pas pleinement aux besoins du marché, porté par des applications nécessitant des sources cohérentes, compactes, à bas coût et ayant une faible consommation électrique. L'utilisation des sources à courte longueur d'onde d'émission apporte une augmentation des performances de ces applications, notamment en terme de résolution et de sensibilité, mais crée des difficultés techniques supplémentaires liées notamment à la nécessité de graver des réseaux de diffraction ayant un pas réduit.

L'étude expérimentale présentée dans ce manuscrit avait pour but la fabrication de diodes laser InGaN/GaN monomodes. Ce travail a été l'occasion d'acquérir une vision globale de la recherche sur les diodes laser à semiconducteurs : un travail fondamental sur le bruit d'intensité de DLs multimodes a tout d'abord été réalisé, puis des aspects plus appliqués ont été traités : simulation numérique, travail sur le processus de fabrication des DLs, étude d'un montage de contre-réaction externe et finalement caractérisation des échantillons par différentes méthodes et technologies.

L'étude du domaine visible est une thématique nouvelle, qui vise à élargir les compétences de l'Institut Foton. Dans ce contexte, ce travail a permis d'initier une collaboration avec le LASPE, laboratoire suisse spécialisé dans l'étude et la fabrication des composants optoélectroniques à base de nitrure de gallium (GaN), dont les échantillons de DLs multimodes ont fait l'objet de la première tâche de ce travail.

Dans cette étude, présentée au chapitre 1, nous avons montré que le regroupement des modes longitudinaux (*mode clustering*), est à l'origine de la riche dynamique spectrale de ces composants. Nous avons alors identifié deux régimes principaux de fonctionnement spectral, ayant chacun une signature particulière sur le RIN. Selon le niveau de pompage,

le laser bascule alternativement entre deux régimes présentant soit un ou deux *clusters* de modes. Dans le premier cas, le niveau de RIN correspondant est alors proche de celui d'un laser monomode. Dans le cas où le laser émet sur deux *clusters* de modes, le profil du RIN est de type lorentzien présentant un fort niveau à basse fréquence caractéristique d'une compétition de modes. Par l'utilisation d'un modèle analytique de DL bimode auquel nous avons assimilé nos DLs *biclusters*, nous avons déduit les paramètres clés expliquant cette dynamique, mettant en lumière le rôle prépondérant de la dissymétrie du gain et de la force du couplage non-linéaire entre les modes. Le modèle simple présenté ne permet toutefois pas d'expliquer la totalité des phénomènes observés car les hypothèses simplificatrices qui le sous-tendent imposent un nombre de paramètres d'entrée réduit. Pour mieux comprendre la dynamique liée notamment à la saturation croisée asymétrique, il sera nécessaire de développer une simulation numérique résolue temporellement, basée sur les équations d'évolution, qui par transformée de Fourier, donne accès à la dynamique en fréquence du RIN.

Le deuxième aspect de ce travail, qui constitue la contribution majeure de cette thèse, est l'étude d'une diode InGaN/GaN monomode longitudinale obtenue par l'inscription d'un réseau de diffraction aperiodique d'ordre élevé, en utilisant une technique de lithographie standard. Cette voie dite "monolithique", originale car tranchant avec les approches périodiques déjà testées par d'autres groupes dans le cas des DL émettant à 4xx nm, permet de cibler précisément un mode particulier de la diode. Le motif à graver est déterminé par une méthode numérique adaptée d'une technique développée pour des diodes émettant à plus grande longueur d'onde. Le travail de conception des diodes, a été initié lors d'un séjour de quatre mois au LASPE, par des essais de gravure par FIB sur des échantillons de lasers en GaN fabriqués au LASPE et par la société suisse Exalos. Ils ont mis en évidence la grande sensibilité de ces structures à la qualité de la gravure (parallélisme des parois, rugosité, etc.) et démontré la possibilité d'agir sur le spectre d'émission par la gravure du ruban d'une DL. Ce séjour fut une occasion de mieux comprendre les problématiques de réalisation de composants à semiconducteurs (croissance et processus de fabrication par photolithographie) et, de par le caractère international de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne, de côtoyer des doctorants et post-doctorants étrangers. Les déplacements et les séjours en Suisse ont été en partie financés par une bourse de l'école doctorale et une bourse Campus France-Germaine de Staël.

Le but à long terme est la fabrication de DL monomodes pompées électriquement pour

faciliter leur intégration dans divers systèmes et appareils. Toutefois, pour valider le concept, des structures laser, sur lesquelles ont été gravés les motifs a périodiques, ont été fabriquées et testées par pompage optique, diminuant ainsi le nombre d'étapes de traitement en salle blanche. Les caractérisations au microscope électronique, réalisées par la suite, ont permis de pointer les améliorations nécessaires au processus de fabrication. Un soin particulier devra notamment être apporté à la gravure des facettes afin d'augmenter la puissance d'émission. L'effet du réseau a périodique a pu être cependant démontré, celui-ci permettant de rendre monomode un laser, pour plusieurs valeurs de pompage, avec un SMSR de près de 9 dB. Bien que très perfectible, la voie consistant à utiliser une résolution de gravure de l'ordre du micron est ainsi validée.

Les perspectives d'amélioration sont nombreuses. Comme il a été mentionné à plusieurs reprises dans le manuscrit, ce travail préliminaire apporte des résultats majoritairement qualitatifs. L'obtention de résultats plus quantitatifs passe par la réalisation de simulations numériques pour évaluer l'impact du processus de gravure. Une étude des pertes créées par une encoche particulière [138] ou de la structure globale [139] doit être envisagée de façon à estimer précisément le nombre maximal d'encoches qu'il est possible de réaliser tout en gardant un seuil laser suffisamment bas (de l'ordre d'une cinquantaine de mA environ) pour ne pas engendrer une augmentation de la consommation électrique du composant, dans le cas d'un pompage électrique. Beaucoup d'améliorations du programme de calcul du motif peuvent être apportées (rapidité, nombre maximal d'encoches autorisé, etc.) et d'autres méthodes d'optimisation plus sophistiquées devront être essayées. En effet, il existe probablement plusieurs solutions permettant d'aboutir au spectre visé. La méthode déterministe employée dans cette thèse, fournit une de ces solutions mais il ne s'agit peut-être pas de celle qui donne le meilleur résultat, c'est à dire un SMSR maximum pour un taux de gravure minimum. Enfin, le processus de fabrication devra être amélioré, notamment par l'utilisation d'un *hard mask* permettant une meilleure gravure des facettes ou un travail sur le clivage précis de GaN. Il est en effet nécessaire d'être en mesure d'étudier finement l'influence d'un motif par rapport à un autre, le but étant d'obtenir un spectre monomode en gravant le moins d'encoches possible. L'indice effectif du mode du guide optique étant le paramètre qui détermine les dimensions des encoches, en particulier leur profondeur, il faudra lever l'imprécision sur sa valeur, par une expérimentation sur des échantillons non traités [140, 141]. La réalisation de réseaux par gravure latérale pourrait aussi être envisagée.

Le projet DeepBlue (2017-2018) fut l'occasion de développer plusieurs bancs de caractérisation (bruit de fréquence, FP d'analyse, micro-lentille pour l'injection du signal laser dans une fibre monomode), d'équiper le laboratoire de sources accordables émettant à 4xx nm (Toptika, CSEM), et de développer différentes méthodes de stabilisation de lasers. C'est aussi dans ce cadre qu'ont été obtenus, sur la fin de ce doctorat, les résultats préliminaires présentés au chapitre 3.

Un réseau de Bragg fibré dont le pic de réflexion se situe proche de la longueur d'onde d'une diode commerciale, a été utilisé pour la contre-réactionner. Cette diode n'est pas traitée anti-reflet contrairement à celles utilisées dans les principaux dispositifs rapportés dans la littérature, ces diodes ayant un coût prohibitif. Les expériences ont montré que même dans cette configuration, l'émission est monomode, le SMSR mesuré étant de 45 dB. Une réduction de la largeur de raie à la limite de résolution de notre FP d'analyse a, de plus, été observée.

Le développement de ce système se poursuivra après la fin de cette période de doctorat, le montage et donc les performances pouvant être améliorés. Une automatisation de la mesure a déjà été réalisée, permettant de mesurer de façon corrélée la puissance optique et le spectre, afin d'expliquer les fluctuations de puissance constatées lorsque le courant de pompe augmente. Un travail sur la longueur d'onde du réseau de Bragg sera effectué de manière à anticiper le décalage vers les grandes longueurs d'onde de la courbe de gain. Le but est, en un point de fonctionnement en courant donné, de faire coïncider les deux composants.

La stabilisation du fonctionnement monomode en un point de fonctionnement du système satisfait le cahier des charges du projet DeepBlue et permettra la commercialisation d'un produit aujourd'hui inexistant sur le marché. La réduction de la largeur de raie en constituera un atout majeur. Une stabilisation à basse fréquence permettant d'en réduire la gigue permettrait, en outre, d'estimer la largeur de raie par une méthode de mesure du bruit de fréquence.

Parallèlement au travail présenté dans cette thèse, une étude de contre-réaction par une cavité à modes de galerie a été entamée. Un disque en CaF_2 de haut facteur de qualité ($Q \simeq 9.10^8$ à 1,55 μm), fabriqué par le laboratoire Femto-ST de Besançon, a été caractérisé par la méthode de *cavity ring down* [142] à 1,55 μm et un peigne de fréquence a pu être obtenu. Dans ce type de dispositif, la lumière est «piégée» à la circonférence du disque sur plusieurs milliers de tours. L'objectif à moyen terme sera d'utiliser ce filtre très

résonant pour améliorer la pureté spectrale d'une diode laser émettant à 405 nm. Cette étude fera l'objet du projet ANR Combo qui débutera en avril 2019.

Annexe A

Densité spectrale de puissance

Considérons une réalisation particulière $x_i(t)$ d'une variable aléatoire $x(t)$ (figure A.1).

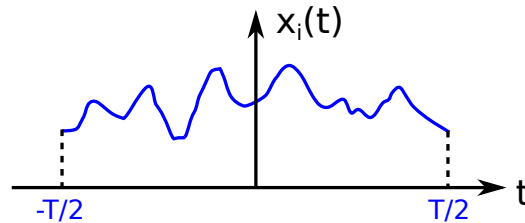


FIGURE A.1 – Une réalisation particulière d'un signal aléatoire $x(t)$.

D'une manière générale, sa transformée de Fourier n'est pas obligatoirement définie. Considérons alors la fonction

$$x_i(t, T) = x_i(t) \cdot \Pi_T(t), \quad (\text{A.1})$$

où Π_T est la fonction porte centrée en zéro, de largeur T . On a alors

$$x_i(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} x_i(t, T). \quad (\text{A.2})$$

Le support de $x_i(t, T)$ étant borné, elle admet une transformée de Fourier

$$\tilde{X}_i(\omega, T) = \int_{-\infty}^{+\infty} x_i(t, T) e^{-i\omega t} dt = \int_{-T/2}^{+T/2} x_i(t, T) e^{-i\omega t} dt. \quad (\text{A.3})$$

La puissance moyenne contenue dans l'intervalle T s'écrit, en utilisant l'égalité de Parseval,

$$W_{X_i} = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} |x_i(t, T)|^2 dt \quad (\text{A.4a})$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\tilde{X}_i(\omega, T)|^2}{T} d\omega. \quad (\text{A.4b})$$

La quantité

$$S_{x_i}(\omega, T) = \frac{|\tilde{X}_i(\omega, T)|^2}{T} \quad (\text{A.5})$$

est donc la densité spectrale de puissance. Pour caractériser les propriétés spectrales de l'ensemble des réalisations $x_i(t, T)$ on pose

$$S_x(\omega, T) = \mathbb{E}[S_{x_i}(\omega, T)] \quad (\text{A.6})$$

où $\mathbb{E}[\]$ représente la moyenne statistique (espérance mathématique). Finalement, la densité spectrale de puissance (ou spectre de puissance) du processus aléatoire $x(t)$ s'écrit :

$$S_x(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \mathbb{E} \left[\frac{|\tilde{X}_i(\omega, T)|^2}{T} \right]. \quad (\text{A.7})$$

Théorème de Wiener-Khintchine

La DSP peut aussi être définie dans le domaine temporel comme la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation

$$R_x(\tau) = \langle x(t) \cdot x^*(t - \tau) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} x(t) x^*(t - \tau) \cdot dt, \quad (\text{A.8})$$

selon la relation

$$S_x(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_x(\tau) \cdot e^{-i\omega\tau} d\tau. \quad (\text{A.9})$$

Les deux définitions sont strictement équivalentes.

Densité spectrale de puissance d'une bascule poissonnienne

Soit une fonction aléatoire $x(t)$ telle que :

1. Cette fonction ne peut prendre que deux valeurs (0 ou 1, par exemple)
2. Les instants auxquels cette fonction change de valeur correspondent à un processus de Poisson. Le nombre de changements de valeur pendant une durée T suit une loi de Poisson.
3. À l'origine, la fonction prend 0 ou 1 avec une probabilité $1/2$.

Cette fonction définit une bascule poissonnienne. Sa fonction d'autocorrélation s'écrit :

$$R_x(\tau) = \mathbb{E}\{x(t) - x(t - \tau)\} \quad (\text{A.10})$$

Posons $x_1 = x(t)$ et $x_2 = x(t - \tau)$. x_1 et x_2 sont des variables aléatoires qui ne peuvent prendre que des valeurs 0 et 1 :

$$R_x(\tau) = 0.0.P(x_1 = 0, x_2 = 0) + 0.1.P(x_1 = 0, x_2 = 1) \quad (\text{A.11a})$$

$$+ 1.0.P(x_1 = 1, x_2 = 0) + 1.1.P(x_1 = 1, x_2 = 1) \quad (\text{A.11b})$$

$$= P(x_1 = 1, x_2 = 1) \quad (\text{A.11c})$$

$$= P(x_1 = 1).P(k \text{ pair}, |\tau|). \quad (\text{A.11d})$$

Si k représente le nombre de changement de valeur de $x(t)$ durant le temps d'observation $|\tau|$ et a le nombre moyen de changements par unité de temps, la probabilité $P(k \text{ pair}, |\tau|)$ que le nombre de changements durant $|\tau|$ soit pair suit une loi de Poisson. On a alors :

$$\begin{aligned} R_x(\tau) &= \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{+\infty} \frac{(a|\tau|)^{2k} e^{-a|\tau|}}{(2k)!} \\ &= \frac{1}{2} e^{-a|\tau|} \cdot \frac{1}{2} \left(\sum_{k=0}^{+\infty} \frac{(a|\tau|)^k}{k!} + \sum_{k=0}^{+\infty} \frac{(-a|\tau|)^k}{k!} \right) \\ &= \frac{1}{2} e^{-a|\tau|} \cdot \frac{1}{2} (e^{a|\tau|} + e^{-a|\tau|}) \\ R_x(\tau) &= \frac{1}{4} (1 + e^{-2a|\tau|}). \end{aligned}$$

La densité spectrale de puissance s'écrit :

$$\begin{aligned} G_x(\nu) &= \int_{-\infty}^{+\infty} R_x(\tau) e^{-2\pi i \nu \tau} . dt \\ &= \text{TF}(1/4) + \text{TF}(1/4 e^{-2a|\tau|}) \quad (\text{Où TF}() \text{ représente la transformée de Fourier}) \end{aligned}$$

$$\boxed{G_x(\nu) = \frac{1}{4} \cdot \delta(\nu) + \frac{1}{4} \frac{a}{a^2 + \pi^2 \nu^2} .}$$

Annexe B

Théorie de la mesure de bruit

Définition et sources du bruit

La définition du bruit est intimement liée à sa détection. Pour cela on utilise une photodiode au silicium. Si n_{ph} photons arrivent sur le détecteur, l'intensité moyenne du champ optique incident est $\langle J \rangle = n_{ph} \cdot h\nu$. L'efficacité quantique η est la principale caractéristique de la photodiode. C'est le nombre d'électrons créés par photon incident. Le photocourant est $I_{ph} = \eta n_{ph} e$ (où e est la charge élémentaire). On peut l'exprimer en fonction de l'intensité optique :

$$I_{ph} = \eta e / h\nu \langle J \rangle . \quad (\text{B.1})$$

La puissance optique en sortie de la diode laser n'est pas constante dans le temps. On appelle "bruit" la fluctuation aléatoire de cette puissance autour de sa valeur moyenne. Le rapport de proportionnalité (B.1) implique que le photocourant fluctue de façon identique dans la bande-passante de la photodiode. On étudie la densité spectrale de puissance (DSP) du bruit en fonction de la fréquence. C'est par définition la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation du signal. Elle représente la puissance dans une bande de 1 Hz autour d'une valeur de fréquence donnée.

On définit la fluctuation du photocourant autour de sa valeur moyenne par $\Delta i(t) = i(t) - I_{ph}$. Irène Joindot démontre [54] que la densité spectrale des fluctuations de photocourant s'exprime en fonction de la densité spectrale des fluctuations de l'intensité optique $W_{\Delta J}(f)$ par :

$$w_{\Delta i}(f) = 2qI_{ph} + 2I_{ph}^2 \frac{W_{\Delta J}(f)}{\langle J \rangle^2} . \quad (\text{B.2})$$

Le premier terme, le bruit de grenaille est dû au processus poissonnien de création des électrons. C'est un bruit intrinsèque au détecteur.

Le deuxième terme est lié à la source laser. On appelle *Relative Intensity Noise* (RIN) le rapport¹ :

$$RIN(f) = 2 \frac{W_{\Delta J}(f)}{\langle J \rangle^2}. \quad (\text{B.3})$$

La densité spectrale des fluctuations de photocourant s'écrit alors :

$$w_{\Delta_i}(f) = 2qI_{ph} + I_{ph}^2 RIN(f). \quad (\text{B.4})$$

Nous avons considéré jusqu'ici que nous avons affaire à une photodiode parfaite. Pour prendre en compte l'influence des connexions, la capacité de la jonction définissant sa fréquence de coupure et les autres paramètres physiques, on introduit sa fonction de transfert $H_{ph}(f)$. En outre, comme tout composant électronique, la photodiode génère une DSP de bruit thermique $Bth_{ph}(f)$. La première formule de filtrage permet d'écrire la densité spectrale des fluctuations de photocourant dans une photodiode réelle :

$$w_{\Delta_i}(f) = |H_{ph}(f)|^2 (2qI_{ph} + I_{ph}^2 RIN(f)) + Bth_{ph}(f). \quad (\text{B.5})$$

Le bruit d'intensité d'un laser à semiconducteur est la somme de plusieurs contributions dont les principales sont :

- les vibrations mécaniques : la structure du laser subit les vibrations du milieu extérieur.
- le bruit de scintillation : bruit généré par les composants électroniques, ici l'alimentation électrique du laser. Il varie comme l'inverse de la fréquence.
- le bruit aléatoire de la source laser lié à l'émission spontanée.

Les deux premières sources de bruit contribuent aux fluctuations aux basses fréquences (jusqu'à quelques kilohertz). Nous nous intéresserons particulièrement au bruit introduit par le processus d'émission spontanée affectant l'amplitude du signal à hautes fréquences (de quelques mégahertz à quelques gigahertz).

1. le facteur 2 est dû au fait que $W_{\Delta J}(f)$ est une densité spectrale bilatérale. Seule la densité spectrale monolatérale a une signification physique.

Principe de la mesure de bruit

La chaîne de mesure du bruit d'intensité est un montage optoélectronique faisant intervenir en particulier une photodiode, un amplificateur radio-fréquence (RF) et un ASE. Le synoptique du montage est représenté sur la figure B.1 :

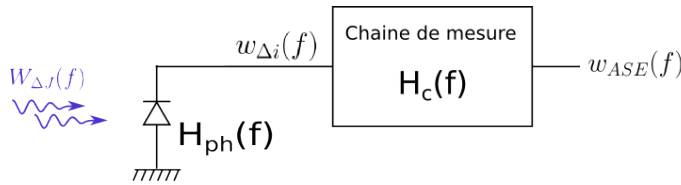


FIGURE B.1 – Schéma de principe de la chaîne de mesure.

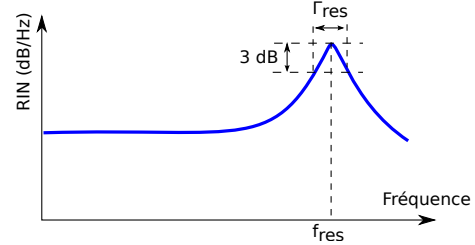


FIGURE B.2 – Représentation schématique du RIN.

Chaque élément de la chaîne de mesure a une fonction de transfert et apporte une contribution au bruit thermique. Globalement, la chaîne de mesure a une fonction de transfert $H_c(f)$ et une DSP de bruit thermique $Bth_c(f)$. La DSP mesurée sur l'ASE s'écrit :

$$w_{ASE}(f) = |H_c(f)|^2 \cdot w_{\Delta_i}(f) + Bth_c(f), \quad (\text{B.6})$$

et en utilisant la formule B.5 on obtient finalement :

$$w_{ASE}(f) = |H(f)|^2 \cdot (2qI_{ph} + I_{ph}^2 RIN(f)) + Bth(f), \quad (\text{B.7})$$

où $|H(f)|^2 = |H_c(f)|^2 \cdot |H_{ph}(f)|^2$ et $Bth(f) = |H_c(f)|^2 \cdot Bth_{ph}(f) + Bth_c(f)$.

La grandeur que nous cherchons à déterminer est le RIN. Il faut donc connaître ou mesurer les autres variables intervenant dans l'expression B.7. Voici la procédure que nous allons mettre en place pour extraire le RIN :

1. Le photocourant I_{ph} est facilement mesurable.
2. Le bruit thermique est accessible en l'absence de signal optique ($I_{ph} = 0$ implique $w_{ASE}(f) = Bth(f)$).
3. Si on dispose d'une source de référence peu bruitée ($RIN \approx 0$), on peut mesurer le bruit de grenaille :

$$w_{ref} - w_{Bth}(f) = |H(f)|^2 \cdot 2qI_{ph}. \quad (\text{B.8})$$

On peut dès lors s'affranchir de la fonction de transfert en faisant le rapport (où w_{dut} est la DSP du laser sous test) :

$$\frac{w_{dut} - w_{Bth}(f)}{w_{ref} - w_{Bth}(f)} = 1 + \frac{I_{ph} \cdot RIN(f)}{2q}. \quad (\text{B.9})$$

Si on dispose d'une source de référence présentant peu de bruit en excès, on peut donc facilement accéder à la valeur du bruit relatif d'intensité.

Un exemple de mesure de bruit de grenaille est exposé dans le paragraphe suivant.

Mesure du bruit de grenaille

La mesure du bruit de grenaille est intéressante car elle permet de s'affranchir de la fonction de transfert mais aussi de quantifier le RIN. Comme on l'a vu précédemment, cette mesure nécessite l'utilisation d'une source de référence présentant peu de bruit en excès. La deuxième solution est d'utiliser une source à large spectre ce qui implique une DSP faible [54]. La source utilisée est un laser émettant à 561 nm produit par la société Oxixus. Le montage est décrit sur la figure B.3.

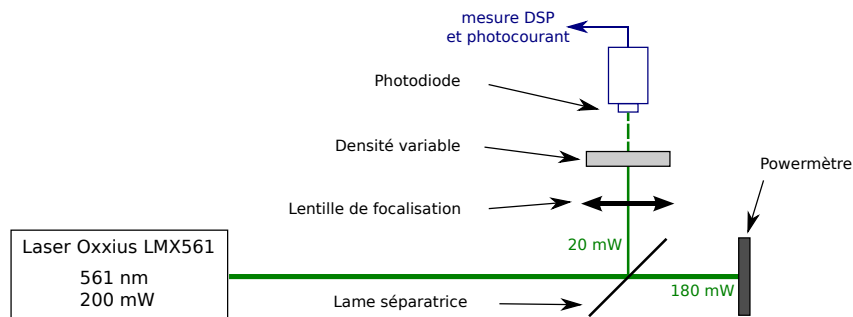


FIGURE B.3 – Montage expérimental de mesure du bruit de grenaille.

Le point de fonctionnement du laser Oxixus est fixé (courant de pompe fixe). Il débite 200 mW de puissance optique. Pour ne pas détériorer le détecteur, on prélève une petite partie du signal par réflexion en utilisant une lame séparatrice puis on le focalise grâce à une lentille. La chaîne de mesure (photodiode, amplificateur, ASE) est celle de la figure 1.28. À l'aide d'une densité variable placée devant le détecteur, on atténue le signal. On mesure alors la DSP pour différentes valeurs du photocourant. Si N_m^{dB} est la valeur de DSP mesurée, N_{bth}^{dB} le bruit thermique et I_{ph} le photocourant, on peut calculer la valeur normalisée de la DSP en faisant le calcul en linéaire puis en repassant en échelle

logarithmique :

$$N = 10 \log(10^{N_m^{dB}/10} - 10^{N_{bth}^{dB}/10}) - 10 \log(I_{ph}) \quad (\text{B.10})$$

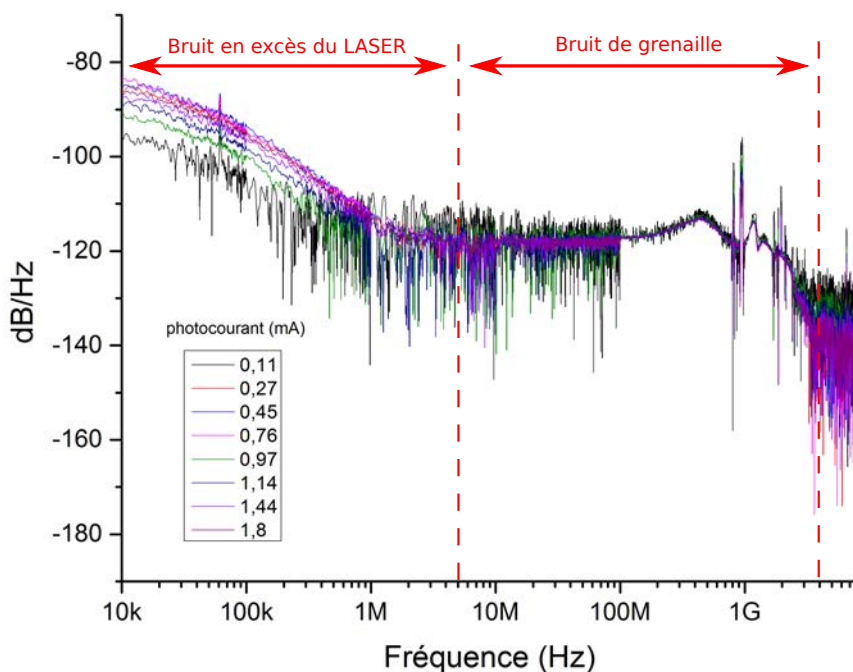


FIGURE B.4 – DSP normalisée par le photocourant, bruit thermique déduit (courbes obtenues à partir de la formule B.10).

En l'absence de bruit d'intensité de la source, les courbes doivent se superposer. On constate sur la figure B.4 une superposition des mesures entre environ 5 MHz et 3 GHz. Entre 10 kHz et 5 MHz les courbes ne se superposent pas. En toute rigueur, on peut donc dire qu'on a mesuré le bruit de grenaille sur la gamme 5 MHz et 3 GHz. Aux fréquences plus basses, le laser présente un niveau de bruit trop important.

Annexe C

Étude des propriétés des cavités de diodes laser par analyse de Fourier du spectre d'émission.

La méthode présentée dans cette annexe permet d'extraire des informations sur les sous-cavités éventuellement présentes dans la cavité principale d'un laser à partir des périodicités spectrales. Elle est utilisée par Roycroft *et al.* dans la référence [143] pour étudier le passage d'un régime de cavité perturbée par la gravure d'encoches à un régime de cavités couplées (quasi-indépendantes des facettes) à mesure que le nombre d'encoches augmente. Il montre que les résultats sont similaires dans les cas de spectres réels et simulés.

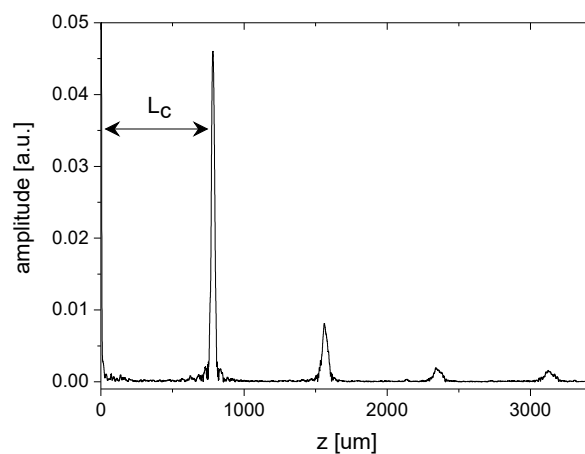


FIGURE C.1 – Structure de la cavité du laser dont le spectre est représenté sur la figure 1.19 (pour $I/I_{th} = 0,95$) du manuscrit, obtenue par la méthode de transformée de Fourier.

La démonstration rigoureuse de la méthode est disponible dans les références [144–146]. Nous nous bornerons dans cette annexe à en expliquer simplement le fonctionnement. Le spectre mesuré (intensité en fonction de la longueur d'onde) est d'abord exprimé dans l'espace (fréquence, intensité). Puis par transformée de Fourier, il est obtenu dans l'espace (temps, amplitude) et finalement exprimé en fonction de la distance en utilisant l'expression $d = t.c/n_{gr}$. Le premier pic correspond à la longueur de la cavité $L_c \simeq 800 \mu\text{m}$. La présence des harmoniques ($2L_c, 3L_c\dots$) peut s'expliquer grossièrement si l'on considère le spectre mesuré comme un peigne de Dirac dont la période est l'ISL de la cavité, convolué par la fonction d'appareil de l'OSA. En première approximation, on peut modéliser cela en considérant une fonction générique f de période X que l'on peut voir comme la convolution d'un peigne de Dirac de période X par une fonction correspondant à une période de f (figure C.2). La transformée de Fourier de f est un peigne de Dirac de période $1/X$ multiplié par une fonction décroissante. Les harmoniques observées correspondent à $2/X$, $3/X$, etc.

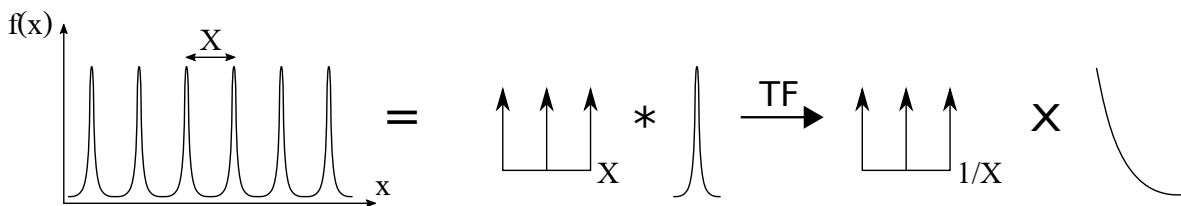


FIGURE C.2 – Représentation schématique de la transformée de Fourier d'une fonction de type fonction d'Airy.

Lorsque des perturbations existent dans la cavité, des pics apparaissent correspondant aux longueurs des sous-cavités (figure C.3).

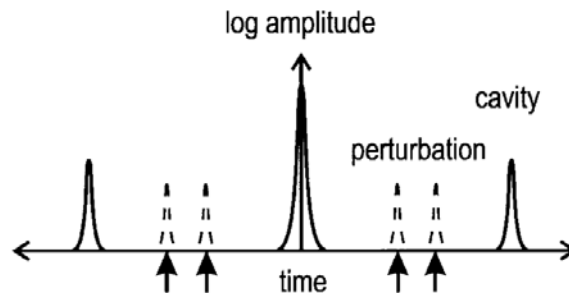


FIGURE C.3 – Représentation du spectre d'une DL possédant des sous-cavités. Figure extraite de la référence [144].

La figure C.4 b) est la transformée de Fourier du spectre représenté sur la figure C.4 a)

d'une DL présentant un phénomène de MC (cf. paragraphe 1.2.3). On peut y observer plusieurs pics pouvant correspondre à la présence de sous-cavités.

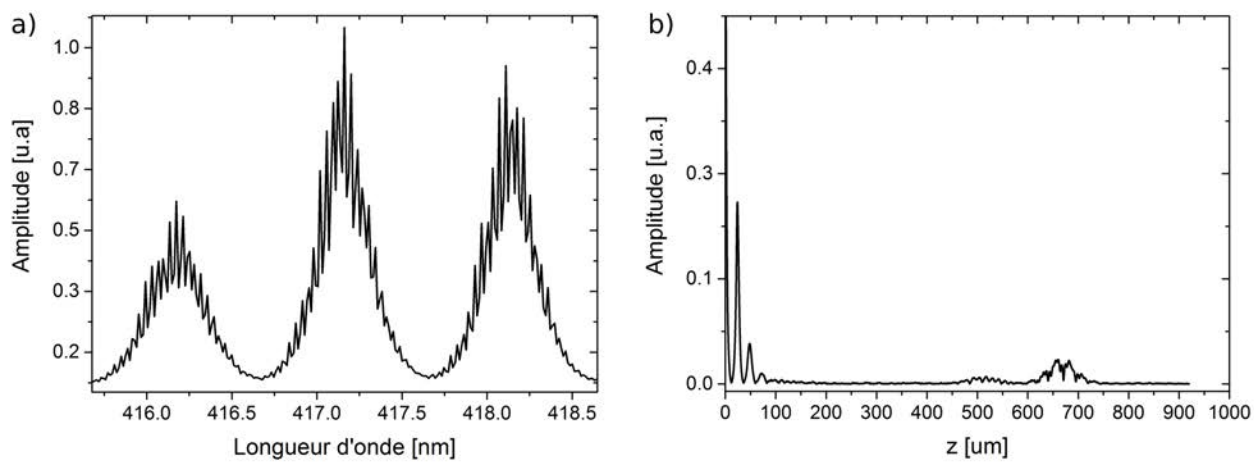


FIGURE C.4 – Spectre a) et transformée de Fourier b) d'un laser présentant du MC.

Annexe D

Techniques de croissance et de gravure

Dans cette annexe sont définies succinctement les principales techniques de croissance et de gravure évoquées dans le manuscrit.

Épitaxie en phase vapeur d'organométalliques (*metalorganic vapor phase epitaxy* (MOVPE))

Technique de croissance épitaxiale dans laquelle les précurseurs utilisés sont des composés organométalliques. Elle est particulièrement adaptée à la croissance des semiconducteurs III-V. Plus rapide que d'autres méthodes, elle constitue une technique de choix pour l'industrie optoélectronique [147].

Photolithographie UV

Une photo-résine (*photoresist*) est tout d'abord déposée sur le *wafer* par induction centrifuge (*spin coating*). Un masque définissant les zones à graver est ensuite placé et aligné précisément. L'ensemble est ensuite exposé à une source émettant dans l'UV (figure D.1). On parle de *i-line photolithography* lorsqu'on utilise la raie à 365 nm du mercure. Le masque peut être posé directement sur la résine (cas a) sur la figure ; *contact lithography*) ou espacé (cas b)). Une autre option consiste à utiliser un stepper (cas c) ; cf. description dans le paragraphe "Lithographie par *stepper*"). Sous l'influence de la lumière, des réactions chimiques se produisent et modifient les solubilités des régions illuminées (non occultées par le masque). La résine est dissoute par un solvant (développeur).

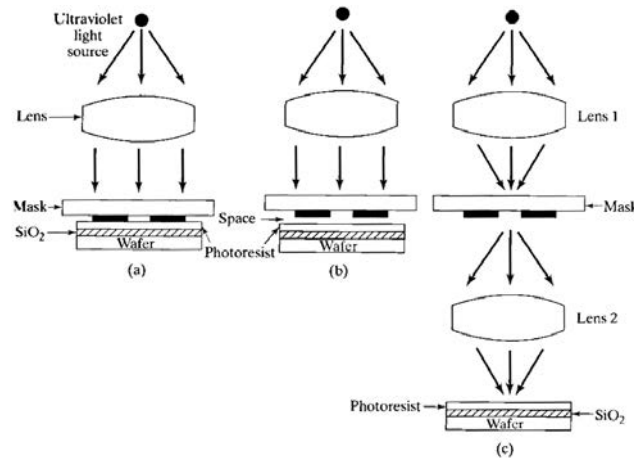


FIGURE D.1 – Principe de la photolithographie optique. Figure extraite de la référence [148].

On distingue principalement trois types de photorésines :

- Photorésines positives : Les zones illuminées deviennent solubles au développeur.
- Photorésines négatives : Les zones illuminées deviennent insolubles au développeur.
- Photorésines à inversion d'image : Utilisées dans la technique de *lift-off*. Elles peuvent être utilisées comme résine positive.

Lift-off

Cette technique permet de déposer de la matière pour créer un motif (*patterning*) à la surface du *wafer* en utilisant une couche sacrificielle de photorésine (figure D.2). Elle peut par exemple servir à déposer un *hard mask* en SiO₂ à la surface d'un *wafer* en GaN.



FIGURE D.2 – Principe de technique du *lift-off* [148].

Une couche de résine est déposée sur le substrat, de manière à laisser libres les zones où doit être créé le motif. Le matériau final est ensuite déposé sur toute la surface. La couche de résine est enfin retirée emportant avec elle tous matériaux déposés au-dessus.

Lithographie par *Stepper*

La technique du *stepper* (contraction de *step and repeat*) permet de réduire la taille d'un motif inscrit sur un masque (appelé réticule) et de le projeter sur le *wafer* (cf. figure D.3).

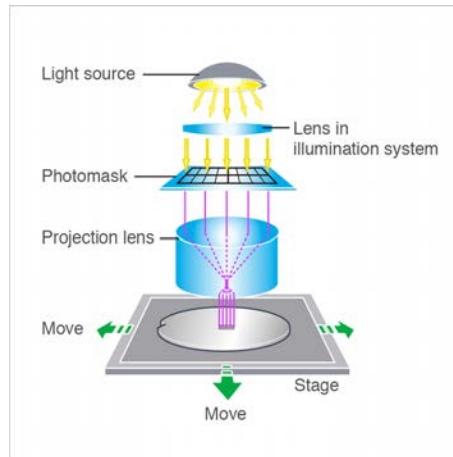


FIGURE D.3 – Principe de la photolithographie par *stepper*. Référence : Nikon (https://www.nikon.com/about/corporate/history/oneminutestory/1978_stepper/10/04/19.)

Cette technique correspond au cas c) de la figure D.1. Le motif est répété en déplaçant le *wafer* par rapport au réticule.

Gravure humide anisotrope

La technique de gravure humide anisotrope permet de graver un matériau avec des vitesses différentes selon les directions. Le KOH et TMAH peuvent être utilisés pour la gravure des nitrures [147]. La gravure du plan *c* est plus rapide que celle de plan *m* (*cf.* figure 1.1). Les défauts de verticalité créés lors de l'étape de gravure sèche (RIE-ICP) peuvent donc être éliminés par l'emploi de cette méthode.

Gravure ionique réactive (*Reactive Ion Etching (RIE)*)

La RIE est une technique de gravure sèche (sans utilisation d'éléments liquides) des matériaux semiconducteurs. Un plasma est généré sous basse pression. Les ions de haute énergie attaquent l'échantillon en créant des éléments volatiles qui sont évacués.

Dans la technique **ICP-RIE**, le plasma est généré par couplage inductif ICP. L'énergie d'ionisation est fournie par des courants électriques obtenus par induction électromagnétique, le champ magnétique à l'origine de ces courants étant modulé dans le domaine RF. L'utilisation de la torche à plasma permet de produire un plasma à haute densité [28]. La gravure produite est anisotrope contrairement à celle obtenue par des techniques de gravure humide.

Lithographie par faisceau d'électrons (*e-beam lithography*)

Comme pour la photolithographie, la lithographie par faisceau d'électrons s'utilise avec une résine qui, dans ce cas, est électrosensible. La différence est qu'elle permet de dessiner des motifs à la volée sans avoir à utiliser de masque. La solubilité des zones exposées au faisceau d'électrons focalisé est modifiée. Après développement, les endroits exposés sont retirés ou gardés selon le type de résine utilisé. L'intérêt de la lithographie par faisceau d'électrons est qu'elle offre la possibilité de dessiner directement les motifs avec une haute résolution, inférieure à 10 nm [147]. En effet, la limite de diffraction est repoussée par rapport à l'utilisation d'un faisceau lumineux. Le faisceau d'électrons balayant l'échantillon, le temps d'exécution est toutefois plus grand que pour la photolithographie où la surface est exposée en une seule fois. Cette forme de lithographie est donc principalement utilisée pour la production de composants semiconducteurs en petites séries ou pour la recherche et développement.

Annexe E

Publications et conférences relatives à ce travail de thèse

Article dans une revue internationale à comité de lecture

"Impact of mode-hopping noise on InGaN edge emitting laser relative intensity noise properties",

A. Congar, K. Hussain, C. Pareige, R. Butté, N. Grandjean, P. Besnard, S. Trebaol,
IEEE Journal of Quantum Electronics 54 (1) pp 1-7 (2018).

Conférences nationales

A. "Dynamique spectrale et propriétés de bruit dans les lasers InGaN",

A. Congar, K. Hussain, C. Pareige, J.-M. Lamy, E. Feltin, R. Butté, N. Grandjean, P.
Besnard, S. Trebaol,

OPTIQUE Bordeaux 2016 - 36^e Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG'36), juillet
2016, Bordeaux, France. **Oral**

B. "Impact de la compétition de modes sur le bruit relatif d'intensité d'une diode laser
InGaN à émission par la tranche",

A. Congar, K. Hussain, C. Pareige, R. Butté, N. Grandjean, P. Besnard, S. Trebaol,
16^e Journées Nano, Micro et Optoélectronique (JNMO 2018), Juin 2018, Agay, France.

Poster

Conférences internationales

A. "Impact of mode-hopping noise on InGaN edge emitting laser RIN properties",

A. Congar, K. Hussain, C. Pareige, J.-M. Lamy, E. Feltin, R. Butté, N. Grandjean, P. Besnard, S. Trebaol,

International Workshop on Nitride Semiconductors (IWN 2016), Octobre 2016, Orlando, United States. **Oral**

B. "Narrow Linewidth InGaN Laser Diodes Based on External Cavity Fiber Bragg Grating",

M. Gay, A. Congar, D. Mammez, L. Lablonde, R. Butté, N. Grandjean, P. Besnard, S. Trebaol,

CLEO Munich, Germany (2019). **Oral**

Bibliographie

- [1] Y. H. SONG, E. K. JI, B. W. JEONG, M. K. JUNG, E. Y. KIM et D. H. YOON : High power laser-driven ceramic phosphor plate for outstanding efficient white light conversion in application of automotive lighting. *Scientific Reports*, 6(1):31206, 2016.
- [2] B. D. SILVERSTEIN, A. F. KURTZ, J. R. BIETRY et G. E. NOTTHARD : 25.4 : A Laser-Based Digital Cinema Projector. *SID Symposium Digest of Technical Papers*, 42(1):326–329, 2011.
- [3] U. STRAUSS, S. BRÜNINGHOFF, M. SCHILLGALIES, C. VIERHEILIG, N. GMEINWIESER, V. KÜMLER, G. BRÜDERL, S. LUTGEN, A. AVRAMESCU, D. QUEREN, D. DINI, C. EICHLER, A. LELL et U. T. SCHWARZ : True-blue InGaN laser for pico size projectors. *Gallium Nitride Materials and Devices III*, 6894:689417, 2008.
- [4] I. ICHIMURA, F. MAEDA, K. OSATO, K. YAMAMOTO et Y. KASAMI : Optical Disk Recording Using a GaN Blue-Violet Laser Diode. *Japanese Journal of Applied Physics*, 39(Part 1, No. 2B):937–942, 2000.
- [5] T. ASANO, M. TAKEYA, T. MIZUNO, S. IKEDA, Y. OHFUJI, T. FUJIMOTO, K. OIKAWA, S. GOTO, T. HASHIZU, K. AGA et M. IKEDA : Over 100-mW blue-violet laser diodes for Blu-ray Disc system. *Novel In-Plane Semiconductor Lasers III*, 5365:297, 2004.
- [6] H. HORIMAI et X. TAN : Collinear technology for a holographic versatile disk. *Applied Optics*, 45(5):910, 2006.
- [7] T. TANAKA, K. TAKAHASHI, K. SAKO, R. KASEGAWA, M. TOISHI, K. WATANABE, D. SAMUELS et M. TAKEYA : Littrow-type external-cavity blue laser for holographic data storage. 46(17):3583–35, 2007.

-
- [8] S. WATSON, M. TAN, S. P. NAJDA, P. PERLIN, M. LESZCZYNSKI, G. TARGOWSKI, S. GRZANKA et A. E. KELLY : Visible light communications using a directly modulated 422 nm GaN laser diode. *Optics Letters*, 38(19):3792, 2013.
- [9] Y.-C. CHI, D.-H. HSIEH, C.-T. TSAI, H.-Y. CHEN, H.-C. KUO et G.-R. LIN : 450-nm GaN laser diode enables high-speed visible light communication with 9-Gbps QAM-OFDM. *Optics Express*, 23(10):13051, 2015.
- [10] M. SEIMETZ : Laser linewidth limitations for optical systems with high-order modulation employing feed forward digital carrier phase estimation. *OFC/NFOEC 2008 - 2008 Conference on Optical Fiber Communication/National Fiber Optic Engineers Conference*, pages 1–3, 2008.
- [11] R. HAGEM, D. THIEL, S. O'KEEFE et T. FICKENSCHER : Optical wireless communication for real time swimmers feedback : A review. *In Proc. Int. Symp. Commun. Inf. Technol.*, pages 1080–1085, 2012.
- [12] M. JANSSEN, R. REUTER, S. HARSORF, B. WACHOWICZ, S. TOENEBOEN et R. WILLKOMM : Submarine lidar for seafloor inspection. *Measurement Science and Technology*, 10(12):1178–1184, 2002.
- [13] L. K. RUMBAUGH, K. J. DUNN, E. M. BOLLT, B. COCHENOUR et W. D. JEMISON : An underwater chaotic lidar sensor based on synchronized blue laser diodes. *In Ocean Sensing and Monitoring VIII*, volume 9827, page 982701. SPIE, 2016.
- [14] P. LARKIN : *Infrared and Raman Spectroscopy*. Elsevier Science, London, 2011.
- [15] S. P. NAJDA, P. PERLIN, T. SUSKI, L. MARONA et S. STANCZYK : AlGaInN diode-laser technology for optical clocks and atom interferometry. *Journal of Physics : Conference Series*, 810:012052, 2017.
- [16] C. E. WIEMAN et L. HOLLBERG : Using diode lasers for atomic physics. *Review of Scientific Instruments*, 62(1):1–20, 1991.
- [17] C. W. OATES, F. BONDU, R. W. FOX et L. HOLLBERG : A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled Ca atoms : Sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, 7(3):449–460, 1999.

-
- [18] H. LEINEN, D. GLÄßNER, H. METCALF, R. WYNANDS, D. HAUBRICH et D. MESCHÉDE : GaN blue diode lasers : a spectroscopist's view. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 70(4):567–571, 2000.
- [19] X. ZENG et D. L. BOÏKO : 1 / f noise in external-cavity InGaN diode laser at 420 nm wavelength for atomic spectroscopy. *Optics letters*, 39(6):1685–1688, 2014.
- [20] S. NAKAMURA, S. PEARTON et G. FASOL : *The Blue Laser Diode*. Springer, Berlin Heidelberg, 2000.
- [21] S. NAKAMURA, M. SENOH, S.-i. NAGAHAMA, N. IWASA, T. YAMADA, T. MATSUHITA, Y. SUGIMOTO et H. KIYOKU : Room-temperature continuous-wave operation of InGaN multi-quantum-well structure laser diodes. *Applied Physics Letters*, 69(26):4056, 1996.
- [22] S. MASUI, T. MIYOSHI, T. YANAMOTO et S. I. NAGAHAMA : Blue and green laser diodes for large laser display. *Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO - Technical Digest*, pages 0–1, 2013.
- [23] J. PIPREK : What Limits the Efficiency of High-Power InGaN/GaN Lasers? *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 53(2):2–5, 2017.
- [24] L. Y. KURITZKY, A. C. ESPENLAUB, B. P. YONKEE, C. D. PYNN, S. P. DENBAARS, S. NAKAMURA, C. WEISBUCH et J. S. SPECK : High wall-plug efficiency blue III-nitride LEDs designed for low current density operation. *Optics Express*, 25(24):30696, 2017.
- [25] S. NOZAKI, M. KAWAGUCHI, K. MORIMOTO, S. TAKIGAWA, T. KATAYAMA et T. TANAKA : High-power Blue-violet InGaN Laser Diodes for White Spot Lighting Systems. *Journal of Science and Technology in Lighting*, 41(0):77–84, 2017.
- [26] A. PODOLSKA, S. THAM, R. D. HART, R. M. SEEBER, M. KOCAN, M. KOCAN, U. K. MISHRA, K. D. G. PFLEGER, G. PARISH et B. D. NENER : Biocompatibility of semiconducting AlGaN/GaN material with living cells. *Sensors and Actuators B : Chemical*, 169:401–406, 2012.
- [27] C. HERBERT, D. JONES, A. KASZUBOWSKA-ANANDARAJAH, M. RENSING, B. KELLY, R. PHELAN, J. O'CARROLL, P. PERRY, P. ANANDARAJAH, J. O'GOR-

- MAN et L. P. BARRY : Discrete mode lasers for communication applications. *IET Optoelectronics*, 3(1):1–17, 2009.
- [28] J. CIERS : *Light-Matter Interaction in III-Nitride Waveguides : Propagating Polaritons and Optical Gain*. Thèse de doctorat, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2018.
- [29] S. BLOOM, G. HARBEKE, E. MEIER et I. ORTENBURGER : Band structure and reflectivity of GaN. *Physica Status Solidi (B)*, 66(1):161–168, 1974.
- [30] S. L. CHUANG et C. S. CHANG : k–p method for strained wurtzite semiconductors. *Physical Review B*, 54(4):2491–2503, 1996.
- [31] E. ROSENCHER et B. VINTER : *Optoélectronique*. Dunod, Paris, 2ème édition, 2002.
- [32] B. E. A. SALEH et M. C. TEICH : *Fundamentals of photonics, second edition*. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2007.
- [33] L. A. COLDREN, S. W. CORZINE et M. L. MASANOVIC : *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits, second edition*. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2012.
- [34] W. G. SCHEIBENZUBER, U. T. SCHWARZ, L. SULMONI, J. DORSAZ, J. F. CARLIN et N. GRANDJEAN : Recombination coefficients of GaN-based laser diodes. *Journal of Applied Physics*, 109(9):093106, 2011.
- [35] B. BEAUMONT, P. GIBART, N. GRANDJEAN et J. MASSIES : Croissance de couches épitaxiales de nitrure de gallium et applications. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IV : Physics, Astrophysics*, 1(1):35–49, 2000.
- [36] I. VURGAFTMAN et J. R. MEYER : Band parameters for nitrogen-containing semiconductors. *Journal of Applied Physics*, 94(6):3675–3696, 2003.
- [37] J. WU, W. WALUKIEWICZ, K. M. YU, J. W. A. III, S. X. LI, E. E. HALLER, H. LU et W. J. SCHAFF : Universal bandgap bowing in group-III nitride alloys. *Solid State Communications*, 127(6):411–414, 2003.

- [38] O. AMBACHER, J. MAJEWSKI, A. LINK et M. HERMANN : Pyroelectric properties of Al(In)Ga_N/Ga_N hetero- and quantum well structures. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 14:3399–3434, 2002.
- [39] I. V. SMETANIN et P. P. VASIL'EV : Enhanced longitudinal mode spacing in blue-violet InGa_N semiconductor lasers. *Applied Physics Letters*, 100(4):041113, 2012.
- [40] T. TAKEUCHI, S. SOTA, M. KATSURAGAWA, M. KOMORI, H. TAKEUCHI, H. AMANO et I. AKASAKI : Quantum-Confined Stark Effect due to Piezoelectric Fields in GaIn_N Strained Quantum Wells. *Japanese Journal of Applied Physics*, 36(Part 2, No. 4A):L382—L385, 1997.
- [41] F. T. ARECCHI, G. L. LIPPI, G. P. PUCCIONI et J. R. TREDICCE : Deterministic chaos in laser with injected signal. *Optics Communications*, 51(5):308–314, 1984.
- [42] G. BAILI, M. ALOUINI, T. MALHERBE, D. DOLFI, I. SAGNES et F. BRETENAKER : Direct observation of the class-B to class-A transition in the dynamical behavior of a semiconductor laser. *Epl*, 87(4):1–4, 2009.
- [43] I. JOINDOT : *Bruit relatif d'intensité des lasers à semiconducteur*. Thèse de doctorat, Université des Sciences et Techniques du Languedoc, 1990.
- [44] G. P. AGRAWAL et N. K. DUTTA : *Semiconductor lasers*. Kluwer Academic Publishers, Boston, 2 édition, 1993.
- [45] I. FATADIN, D. IVES et M. WICKS : Numerical simulation of intensity and phase noise from extracted parameters for CW DFB lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 42(9):934–941, 2006.
- [46] T. J. SLIGHT, S. STANCZYK, S. WATSON, A. YADAV, S. GRZANKA, E. RAFAILOV, P. PERLIN, S. P. NAJDA, M. LESZCZY et A. E. KELLY : Continuous-wave operation of (Al,In)Ga_N distributed-feedback laser diodes with high-order notched gratings. *Applied Physics Express*, 11(11):112701, 2018.
- [47] J. PATCHELL, D. JONES, B. KELLY et J. O'GORMAN : Specifying the wavelength and temperature of a Fabry-Pérot laser containing refractive index perturbations. *In SPIE 5825, Opto-Ireland 2005 : Optoelectronics, Photonic Devices, and Optical Networks*, volume 5825, pages 1–13, 2005.

-
- [48] K. PETERMANN : *Laser Diode Modulation and Noise*. Springer Science & Business Media, Berlin, 1988.
- [49] M. YAMADA : *Theory of Semiconductor Lasers*, volume 185. Springer, Tokyo, 2014.
- [50] T. MEYER, H. BRAUN, U. T. SCHWARZ, S. TAUTZ, M. SCHILLGALIES, S. LUTGEN et U. STRAUSS : Spectral dynamics of 405 nm (Al,In)GaN laser diodes grown on GaN and SiC substrate. *Optics express*, 16(10):6833–6845, 2008.
- [51] M. AHMED et M. YAMADA : Influence of instantaneous mode competition on the dynamics of semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 38(6):682–693, 2002.
- [52] C. H. HENRY : Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(2):259–264, 1982.
- [53] G. P. AGRAWAL : Mode-partition noise and intensity correlation in a two-mode semiconductor laser. *Physical Review A*, 37(7):2488–2494, 1988.
- [54] I. JOINDOT : Bruit relatif d’intensité des lasers à semiconducteur. *Annales Des Télécommunications*, 46(3-4):191–204, 1991.
- [55] M. OHTSU, Y. OTSUKA et Y. TERAMACHI : Precise Measurements and Computer Simulations of Mode-Hopping Phenomena in Semiconductor Lasers. *Applied Physics Letters*, 46(2):108–110, 1985.
- [56] S. NAKAMURA, M. SENOH, S.-i. NAGAHAMA, N. IWASA, T. YAMADA, T. MATSUSHITA, H. KIYOKU, Y. SUGIMOTO, T. KOZAKI, H. UMEMOTO, M. SANO et K. CHOCHO : InGaN/GaN/AlGaN-Based Laser Diodes Grown on GaN Substrates with a Fundamental Transverse Mode. *Japanese Journal of Applied Physics*, 37(Part 2, No. 9A/B):L1020–L1022, 1998.
- [57] C. EICHLER, S. S. SCHAD, F. SCHOLZ, D. HOFSTETTER, S. MILLER, A. WEIMAR, A. LELL et V. HÄRLE : Observation of temperature-independent longitudinal-mode patterns in violet-blue InGaN-based laser diodes. *IEEE Photonics Technology Letters*, 17(9):1782–1784, 2005.

- [58] C. J. HUMPHREYS, J. T. GRIFFITHS, F. TANG, F. OEHLER, S. D. FINDLAY, C. ZHENG, J. ETHERIDGE, T. L. MARTIN, P. A. BAGOT, M. P. MOODY, D. SUTHERLAND, P. DAWSON, S. SCHULZ, S. ZHANG, W. Y. FU, T. ZHU, M. J. KAPPERS et R. A. OLIVER : The atomic structure of polar and non-polar InGaN quantum wells and the green gap problem. *Ultramicroscopy*, 176:93–98, 2017.
- [59] K. MOTOKI : Development of gallium nitride substrates. *SEI Technical Review*, (70):28–35, 2010.
- [60] V. LAINO, F. ROEMER, B. WITZIGMANN, C. LAUTERBACH, U. T. SCHWARZ, C. RUMBOLZ, M. O. SCHILLGALIES, M. FURITSCH, A. LELL et V. HÄRLE : Substrate modes of (Al,In)GaN semiconductor laser diodes on SiC and GaN substrates. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 43(1):16–24, 2007.
- [61] M. KAWAGUCHI, H. KASUGAI, K. SAMONJI, H. HAGINO, K. ORITA, K. YAMANAKA, M. YURI et S. TAKIGAWA : Catastrophic-optical-damage-free InGaN laser diodes with epitaxially formed window structure. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 17(5):1412–1416, 2011.
- [62] BERNARD GIL EDITOR : *III-Nitride Semiconductors and their Modern Devices*. Oxford university press, Oxford, UK, 2013.
- [63] E. WALKER, A. DVORNIKOV, K. COBLENTZ et P. RENTZEPIS : Terabyte recorded in two-photon 3D disk. *Applied Optics*, 47(22):4133, 2008.
- [64] T. C. WU, Y. C. CHI, H. Y. WANG, C. T. TSAI et G. R. LIN : Blue laser diode enables underwater communication at 12.4 gbps. *Scientific Reports*, 7:40480, 2017.
- [65] F. HANSON et S. RADIC : High bandwidth underwater optical communication. *Applied Optics*, 47(2):277–283, 2008.
- [66] G. A. ACKET, G. LENSTRA, A. J. DEN BOEF et B. H. VERBEEK : The influence of feedback intensity on longitudinal index guided semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-20(10):1163–1169, 1984.
- [67] I. JOINDOT : Measurements of relative intensity noise (RIN) in semiconductor lasers. *Journal de Physique III*, 2:1591–1603, 1992.

- [68] M. ALOUINI, I. SAGNES, S. DE, G. PILLET, V. PAL, F. BRETENAKER, G. BAILL, A. EL AMILI et R. GHOSH : Intensity noise correlations in a two-frequency VECSEL. *Optics Express*, 21(3):2538, 2013.
- [69] T. WEIG, T. HAGER, G. BRÜDERL, U. STRAUSS et U. T. SCHWARZ : Longitudinal mode competition and mode clustering in (Al,In)GaN laser diodes. *Optics Express*, 22(22):27489, 2014.
- [70] B. W. HAKKI et T. L. PAOLI : cw degradation at 300 K of GaAs double-heterostructure junction lasers. II. Electronic gain. *Journal of Applied Physics*, 44(9):4113–4119, 1973.
- [71] A. OSTER, F. BUGGE, E. GÖTZ et H. WENZEL : Gain Spectra Measurement of Strained and Strain-Compensated InGaAsP–AlGaAs Laser Structures for $\lambda \simeq 800$ nm . *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 5(3):631–636, 1999.
- [72] C. LANGE, M. SCHWALM, S. CHATTERJEE, W. W. RÜHLE, N. C. GERHARDT, S. R. JOHNSON, J. B. WANG et Y. H. ZHANG : The variable stripe-length method revisited : Improved analysis. *Applied Physics Letters*, 91:191107, 2007.
- [73] U. T. SCHWARZ, E. STURM, W. WEGSCHEIDER, V. KÜMLER, A. LELL et V. HÄRLE : Optical gain, carrier-induced phase shift, and linewidth enhancement factor in InGaN quantum well lasers. *Applied Physics Letters*, 83(20):4095–4097, 2003.
- [74] D. T. CASSIDY : Spontaneous-emission factor of semiconductor diode lasers. *Journal of the Optical Society of America B*, 8(4):747, 1991.
- [75] G. BJÖRK, A. KARLSSON et Y. YAMAMOTO : On the linewidth of microcavity lasers. *Applied Physics Letters*, 60(3):304–306, 1992.
- [76] M. S. ROMADHON, A. ALJALAL, W. AL-BASHEER et K. GASMI : Longitudinal modes evolution of a GaN-based blue laser diode. *Optics & Laser Technology*, 70:59–62, 2015.
- [77] Y. VARSHNI : Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Physica*, 34(1):149–154, 1967.

-
- [78] E. LACOT et F. STOECKEL : Nonlinear mode coupling in a microchip laser. *Journal of the Optical Society of America B*, 13(9):2034–2040, 1996.
- [79] G. BROCHU, J. POËTTE, S. LAROCHELLE, P. BESNARD et J.-C. SIMON : Measurement of intensity noise correlation between lines of spatially distributed multi-wavelength fiber lasers. In PROCEEDINGS OF SPIE, éditeur : *Active and Passive Optical Components for Communications VI*, volume 6389, page 638918, 2006.
- [80] M. WICHMANN, G. TOWN, J. QUANTE, M. GAAFAR, A. RAHIMI-IMAN, W. STOLZ, S. W. KOCH et M. KOCH : Antiphase Noise Dynamics in a Dual-Wavelength Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 27(19):2039–2042, 2015.
- [81] M. YAMADA : Theory of mode competition noise in semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-22(7):1052–1059, 1986.
- [82] T. HEUMIER et J. CARLSTEN : *Mode Hopping in Semiconductor Lasers (app. note)*. Department of Physics, Montana State University, USA. 02/12/19.
- [83] L. SULMONI : *Static and dynamic characteristics of InGaN-based laser diodes*. Thèse de doctorat, école Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2014.
- [84] V. P. ZHUKOV, V. G. TYUTEREV, E. V. CHULKOV et P. M. ECHENIQUE : Electron-phonon relaxation and excited electron distribution in gallium nitride. *Journal of Applied Physics*, 120(8):085708, 2016.
- [85] E. SILBERSTEIN, P. LALANNE, J. P. HUGONIN et Q. CAO : Use of grating theories in integrated optics. *Journal of the Optical Society of America. A, Optics, image science, and vision*, 18(11):2865–2875, 2001.
- [86] B. CORBETT et D. McDONALD : Single longitudinal mode ridge waveguide 1.3 μm Fabry-Perot laser by modal perturbation. *Electronics Letters*, 31(25):7–8, 1995.
- [87] J. A. HOLGUÍN-LERMA, T. KHEE NG et B. S. OOI : Narrow-line InGaN/GaN green laser diode with high-order distributed-feedback (DFB) surface grating. *Applied Physics Express*, 12(4):042007, 2019.
- [88] J. H. KANG, M. MARTENS, H. WENZEL, V. HOFFMANN, W. JOHN, S. EINFELDT, T. WERNICKE et M. KNEISSL : Optically Pumped DFB Lasers Based on GaN

- Using 10th-Order Laterally Coupled Surface Gratings. *IEEE Photonics Technology Letters*, 29(1):138–141, 2017.
- [89] S. MASUI, K. TSUKAYAMA, T. YANAMOTO, T. KOZAKI et S.-i. NAGAHAMA : Characterization of Electrically Pumped First-Order AlInGaN 405 nm Distributed Feedback Laser Diodes. *Japanese Journal of Applied Physics*, 45(46):L1223–L1225, 2006.
- [90] Y. ZHONG, X. ZHU, G. SONG, Y. HUANG et L. CHEN : Two-dimensional simulation of high-order laterally-coupled GaAs-AlGaAs DFB laser diodes. *Semiconductor Science and Technology*, 19(8):971–974, 2004.
- [91] T. J. SLIGHT, O. ODEDINA, W. MEREDITH, K. E. DOCHERTY et A. E. KELLY : InGaN/GaN Distributed Feedback Laser Diodes with Deeply Etched Sidewall Gratings. *IEEE Photonics Technology Letters*, 28(24):2886–2888, 2016.
- [92] S. AGARWALA : High-density inductively coupled plasma etching of GaAs/AlGaAs in BCl₃/Cl₂/Ar : A study using a mixture design experiment. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 16(2):511, 2002.
- [93] T. J. SLIGHT, A. YADAV, O. ODEDINA, W. MEREDITH, K. E. DOCHERTY, E. RAFAILOV et A. E. KELLY : InGaN/GaN Laser Diodes With High Order Notched Gratings. *IEEE Photonics Technology Letters*, 29(23):2020–2022, 2017.
- [94] D. C. SANZ et S. YU : InGaN / GaN MQW laser diodes with 4th order FIB-etched gratings. *Quantum Electronics and Laser Science Conference*, pages 1023–1025, 2005.
- [95] H. SCHWEIZER, H. GRÄBELDINGER, V. DUMITRU, M. JETTER, S. BADER, G. BRÜDERL, A. WEIMAR, A. LELL et V. HÄRLE : Laterally Coupled InGaN / GaN DFB Laser Diodes. *Physica Status Solidi (A)*, 192(2):301–307, 2002.
- [96] A. C. ABARE, M. HANSEN, J. S. SPECK, L. A. COLDREN et S. P. DENBAARS : Demonstration of Electrically pumped Nitride Distributed Feedback Lasers employing dielectric gratings. *In 57th Annual Device Research Conference Digest*, pages 198–199, 1999.

- [97] D. HOFSTETTER, R. L. THORNTON, L. T. ROMANO, D. P. BOUR, M. KNEISSL et R. M. DONALDSON : Room-temperature pulsed operation of an electrically injected InGaN/GaN multi-quantum well distributed feedback laser. *Applied Physics Letters*, 73(15):2158–2160, 1998.
- [98] R. HOFMANN, V. WAGNER, H.-P. GAUGGEL, F. ADLER, P. ERNST, H. BOLAY, A. SOHMER, F. SCHOLZ et H. SCHWEIZER : Realization and characterization of optically pumped GaInN-GaN DFB lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 3(2):456–460, 1997.
- [99] D. C. BYRNE, W. H. GUO, Q. LU et J. F. DONEGAN : A Tunable Semiconductor Laser Based on Etched Slots Suitable for Monolithic Integration. *In Advances in Optical Photonic Devices*, pages 40–56. IntechOpen Limited, London, 2010.
- [100] Y. LI, Y. XI, X. LI et W.-P. HUANG : Design and analysis of single mode Fabry-Perot lasers with high speed modulation capability. *Optics express*, 19(13):12131–40, 2011.
- [101] S. KUNDERMANN, J. O. CARROLL, D. BYRNE, L. MAIGYTE, B. KELLY, R. PHELAN et D. L. BOIKO : Temperature and current dependence of $1/f$ frequency noise in narrow-linewidth discrete-mode lasers. *In European Semiconductor Laser Workshop - ESLW 2015, Madrid, Spain*, pages 25–26, 2015.
- [102] L. COLDREN et T. KOCH : Analysis and design of coupled-cavity lasers - Part I : Threshold gain analysis and design guidelines. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 20(6):659–670, 1984.
- [103] L. A. COLDREN et T. L. KOCH : Analysis and Design of Coupled-Cavity Lasers—Part II : Transient Analysis. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 20(6):671–682, 1984.
- [104] S. O'BRIEN et E. P. O'REILLY : Theory of improved spectral purity in index patterned Fabry-Pérot lasers. *Applied Physics Letters*, 86(20):201101, 2005.
- [105] S. OSBORNE, S. O'BRIEN, K. BUCKLEY, R. FEHSE, A. AMANN, J. PATCHELL, B. KELLY, D. R. JONES, J. O'GORMAN et E. P. O'REILLY : Design of single-mode and two-color fabry - pérot lasers with patterned refractive index. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 13(5):1157–1163, 2007.

- [106] H. BRAUN, H.-M. SOLOWAN, D. SCHOLZ, T. MEYER, U. T. SCHWARZ, S. BRÜNINGHOFF, A. LELL et U. STRAUSS : Lateral and longitudinal mode pattern of broad ridge 405nm (Al, In)GaN laser diodes. *Journal of Applied Physics*, 103(7):073102, 2008.
- [107] J. CIERS, J. G. ROCH, J.-F. CARLIN, G. JACOPIN, R. BUTTÉ et N. GRANDJEAN : Propagating Polaritons in III-Nitride Slab Waveguides. *Phys. Rev. Applied*, 7(3):034019, 2017.
- [108] D. BRUNNER, H. ANGERER, E. BUSTARRET, F. FREUDENBERG, R. HOPLER, R. DIMITROV, O. AMBACHER et M. STUTZMANN : Optical constants of epitaxial AlGaIn films and their temperature dependence. *Journal of Applied Physics*, 82(10):5090–5096, 1997.
- [109] M. M. LEUNG, A. B. DJURIŠIĆ et E. H. LI : Refractive index of InGaIn/GaIn quantum well. *Journal of Applied Physics*, 84(11):6312–6317, 1998.
- [110] N. A. SANFORD, A. MUNKHOLM, M. R. KRAMES, A. SHAPIRO, I. LEVIN, A. V. DAVYDOV, S. SAYAN, L. S. WIELUNSKI et T. E. MADEY : Refractive index and birefringence of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ films grown by MOCVD. *Physica Status Solidi C : Conferences*, 2(7):2783–2786, 2005.
- [111] G. ADOLFSSON, J. BENGTSSON et A. LARSSON : Spectral engineering of semiconductor Fabry-Perot laser cavities in the weakly and strongly perturbed regimes. *Journal of the Optical Society of America B*, 27(1):118, 2010.
- [112] F. J. ERNI D. , SPÜHLER M. M. : Evolutionary optimization of non-periodic coupled-cavity semiconductor laser diodes. *Opt. Quantum Electron*, 30(5-6):287–303, 1998.
- [113] S. O'BRIEN, A. AMANN, R. FEHSE, S. OSBORNE, E. P. O'REILLY et J. M. RONDINELLI : Spectral manipulation in Fabry-Perot lasers : perturbative inverse scattering approach. *Journal of the Optical Society of America B*, 23(6):1046, 2006.
- [114] R. FECED, M. DURKIN, M. IBSEN et M. ZERVAS : An efficient inverse scattering algorithm for the synthesis of the response of fibre-gratings. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35(8):1105–1115, 1999.

- [115] R. PHELAN, W. H. GUO, Q. LU, D. BYRNE, B. ROYCROFT, P. LAMBKIN, B. CORBETT, F. SMYTH, L. P. BARRY, B. KELLY, J. O’GORMAN et J. F. DONEGAN : A novel two-section tunable discrete mode Fabry-Pérot laser exhibiting nanosecond wavelength switching. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 44(4):331–337, 2008.
- [116] H. ZHANG, C.-W. SHIH, D. MARTIN, A. CAUT, J.-F. CARLIN, R. BUTTÉ et N. GRANDJEAN : Short cavity InGaN-based laser diodes with cavity length below 300 μm . *Semiconductor Science and Technology*, 34(8):085005, jul 2019.
- [117] S.-Y. BAE, D.-J. KONG, J.-Y. LEE, D.-J. SEO et D.-S. LEE : Size-controlled InGaN/GaN nanorod array fabrication and optical characterization. *Optics Express*, 21(14):16854, 2013.
- [118] W.-h. GUO, Q. LU, M. NAWROCKA, A. ABDULLAEV, J. O. CALLAGHAN, M. LYNCH, V. WELDON et J. F. DONEGAN : Integrable Slotted Single Mode Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 24(8):634 – 636, 2012.
- [119] W. LIANG, V. S. ILCHENKO, D. ELIYAHU, a. a. SAVCHENKOV, a. B. MATSKO, D. SEIDEL et L. MALEKI : Ultralow noise miniature external cavity semiconductor laser. *Nature Communications*, 6:7371, 2015.
- [120] F. FAVRE, D. LE GUEN, J. C. SIMON et B. LANDOUSIES : External-cavity semiconductor laser with 15 nm continuous tuning range. *Electronics Letters*, 22(15):795–796, 1986.
- [121] P. LAURENT, A. CLAIRON et C. BREANT : Frequency noise analysis of optically self-locked diode lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 25(6):1131–1142, 1989.
- [122] H. PATRICK et C. E. WIEMAN : Frequency stabilization of a diode laser using simultaneous optical feedback from a diffraction grating and a narrowband Fabry-Perot cavity. *Review of Scientific Instruments*, 62(11):2593–2595, 1991.
- [123] Y. ZHAO, Q. WANG, F. MENG, Y. LIN, S. WANG, Y. LI, B. LIN, S. CAO, J. CAO, Z. FANG, T. LI et E. ZANG : High-finesse cavity external optical feedback DFB laser with hertz relative linewidth. *Optics Letters*, 37(22):4729, 2013.

- [124] M. HORSTJANN, V. NENAKHOV et J. P. BURROWS : Frequency stabilization of blue extended cavity diode lasers by external cavity optical feedback. *Applied Physics B*, 106(2):261–266, 2012.
- [125] R. R. G. ALIEV, N. G. P. AVLOV, N. M. K. ONDRATIEV, V. E. L. OBANOV, A. S. V. OLOSHIN, A. S. G. ORODNITSKIY, S. K. OPTYAEV et M. L. G. ORODETSKY : Spectrum collapse and narrow linewidth lasing of multi-frequency diode lasers self-injection locked to high-Q optical microresonator. *Optics express*, 26(23):30509–30522, 2018.
- [126] P. S. DONVALKAR, A. SAVCHENKOV et A. MATSKO : Self-injection locked blue laser. *Journal of Optics*, 20(4):045801, 2018.
- [127] J.-L. ARCHAMBAULT et S. G. GRUBB : Fiber Gratings in Lasers and Amplifiers. *Journal of Lightwave Technology*, 15(8):1378–1390, 1997.
- [128] C. GUIGNARD : *Réalisation de sources impulsionnelles pour les télécommunications*. Thèse de doctorat, Université Rennes 1, 2008.
- [129] R. KASHYAP : *Fiber Bragg Gratings*. Academic press, San Diego, USA, 1999.
- [130] Q. CHEN et P. LU : Fiber Bragg Gratings and their applications as temperature and humidity sensors. In *Atomic, Molecular and Optical Physics : New Research*, pages 235–260. Nova Science Publishers, Inc., New-York, 2008.
- [131] T. ERDOGAN : Fiber Grating Spectra. *Journal of Lightwave Technology*, 15(8):1277–1294, 1997.
- [132] C. PARK, C. ROWE, J. BUUS, D. REID, A. CARTER et I. BENNION : Single-mode behaviour of a multimode 1.55 μm laser with a fibre grating external cavity. *electronic letters*, 22(21):1132–1133, 1986.
- [133] A. P. FISCHER, O. K. ANDERSEN, M. YOUSEFI, S. STOLTE et D. LENSTRA : Experimental and theoretical study of filtered optical feedback in a semiconductor laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 36(3):375–384, 2000.
- [134] H. ERZGRÄBER et B. KRAUSKOPF : Dynamics of a filtered-feedback laser :. *Optics Letters*, 32(16):2441–2443, 2007.

- [135] A. NAUMENKO, P. BESNARD, N. LOIKO, G. UGHETTO et J. C. BERTREUX : Characteristics of a semiconductor laser coupled with a fiber Bragg grating with arbitrary amount of feedback. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 39(10):1216–1228, 2003.
- [136] M. ZIARI, J.-M. VERDIELL, J.-L. ARCHAMBAULT, A. MATHUR, H. JEON, R.-C. YU et T. L. KOCH : High speed fiber grating coupled semiconductor WDM laser. *In CLEO'97*, page 27, 1997.
- [137] R. LANG et K. KOBAYASHI : External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection Laser Properties. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 16(3):347–355, 1980.
- [138] Q. Y. LU, W. H. GUO, R. PHELAN, D. BYRNE, J. F. DONEGAN, P. LAMBKIN et B. CORBETT : Analysis of slot characteristics in slotted single-mode semiconductor lasers using the 2-D scattering matrix method. *IEEE Photonics Technology Letters*, 18(24):2605–2607, 2006.
- [139] Q. LU, W. GUO, D. BYRNE et J. DONEGAN : Analysis of leaky modes in deep-ridge waveguides using the compact 2D FDTD method. *Electronics Letters*, 45(13):700, 2009.
- [140] W.-S. TSAI, S.-Y. TING et P.-K. WEI : Refractive index profiling of an optical waveguide from the determination of the effective index with measured differential fields. *Optics Express*, 20(24):26766, 2012.
- [141] S. DWIVEDI, T. V. VAERENBERGH, A. RUOCCO, T. SPUESENS, P. BIENSTMAN, P. DUMON et W. BOGAERTS : Measurements of Effective Refractive Index of SOI Waveguides using Interferometers. *In Advanced Photonics 2015*, page IM2A.6. Optical Society of America, 2015.
- [142] S. TREBAOL, Y. DUMEIGE et P. FÉRON : Ringing phenomenon in coupled cavities : Application to modal coupling in whispering-gallery-mode resonators. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 81(4):043828, 2010.
- [143] B. ROYCROFT, P. LAMBKIN, S. RIESNER, B. CORBETT et J. F. DONEGAN : Transition from perturbed to coupled-cavity behavior with asymmetric spectral emission

- in ridge lasers emitting at 1.55 μm . *IEEE Photonics Technology Letters*, 19(2):58–60, 2007.
- [144] D. HOFSTETTER et R. THORNTON : Measurement of optical cavity properties in semiconductor lasers by Fourier analysis of the emission spectrum. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 34(10):1914–1923, 1998.
- [145] D. A. ACKERMAN, L. M. ZHANG, L. J.-P. KETELSEN et J. E. JOHNSON : Characterizing residual reflections within semiconductor lasers, integrated sources, and coupling optics. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 34(7):1224–1230, 1998.
- [146] P. LAMBKIN, C. PERCIVAL et B. CORBETT : Reflectivity Measurements of Intracavity Defects in Laser Diodes. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 40(1):10–17, 2004.
- [147] I. M. ROUSSEAU : *III-Nitride Semiconductor Photonic Nanocavities on Silicon*. Thèse de doctorat, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2018.
- [148] R. C. JAEGER : *Introduction to Microelectronic Fabrication*. Addison-Wesley Longman Publishing Co., Inc., Boston, MA, USA, 1987.

Titre : Affinement spectral et bruit d'intensité de sources cohérentes de lumière à base de diodes laser en nitrure de gallium émettant dans le bleu

Mots clés : Diode laser InGaN/GaN monomode, réseau aperiodique, réseau de Bragg fibré, bruit relatif d'intensité

Résumé : Par l'étude du bruit relatif d'intensité (RIN) dans des diodes lasers (DL) en nitrure de gallium à émission par la tranche, nous mettons en évidence la corrélation entre la dynamique du RIN et la structure spectrale, fortement impactée par le phénomène de *mode clustering*. Cette étude est interprétée grâce à un modèle analytique. Suit une étude de DL InGaN monomode longitudinale émettant autour de 420 nm. La sélection spectrale est obtenue par inscription d'un réseau de Bragg aperiodique d'ordre élevé. L'originalité de cette approche tient dans l'utilisation d'une technique de lithographie standard (résolution $\approx 1 \mu\text{m}$), là où la majorité des résultats dans le domaine sont obtenus par lithographie *e-beam* de haute résolution. Le relâchement de cette contrainte ouvre la voie pour la production de composants

monomodes à faible coût. L'adaptation vers 420 nm de la technique de gravure d'un réseau aperiodique, principalement employée aux longueurs d'onde télécom, est obtenue par la modélisation numérique du réseau. Des structures monomodes sont caractérisées sous pompage optique démontrant la faisabilité de la technique. Un dernier volet de ce travail concerne l'affinement spectral d'une diode InGaN par l'utilisation d'un réseau de Bragg fibré, à 400 nm, développé dans le cadre de cette thèse. Cette configuration permet d'obtenir une émission monofréquence (taux de suppression des modes latéraux supérieure à 40 dB) avec une puissance de sortie d'une cinquantaine de mW et une largeur de raie inférieure à 2,4 MHz.

Title: Spectral narrowing and intensity noise of coherent light sources based on gallium nitride laser diodes emitting in the blue range

Keywords: Single-mode InGaN/GaN laser diodes, aperiodic grating, fiber Bragg grating, intensity noise

Abstract: Studying relative intensity noise (RIN) of gallium nitride edge emitting laser diodes, the strong correlation between noise dynamics and spectral behavior impacted by mode clustering is highlighted. An analytical model is used to explain experimental results. Then we study single-longitudinal-mode laser diode (LD) emitting around 420 nm. Spectral filtering is achieved using high order aperiodic Bragg grating. A novel approach, involving standard lithography technique with a resolution close to the micron, is proposed unlike most of works of the domain using high resolution e-beam lithography. Release of the resolution constraint paves the way for mass production of low-cost single-mode diode laser

devices. Aperiodic grating, mostly used in the telecom range, is designed to 420 nm diode laser using numerical modelling. First single-mode structures are fabricated at EPFL. Measurements of optically pumped devices prove the feasibility of the technique. In the third work we study spectral narrowing of InGaN LD by means of external cavity. Feedback is provided by a specially designed 400 nm Bragg grating optically written on a single-mode fiber. Using that setup, we obtain single-frequency emission with more than 40 dB side-mode suppression ratio, about 50 mW optical power and less than 2.4 MHz linewidth.