



HAL
open science

Étude de synchronisation de chaos par simple injection optique

Olivier Vaudel

► **To cite this version:**

Olivier Vaudel. Étude de synchronisation de chaos par simple injection optique. Physique [physics].
Université Rennes 1, 2007. Français. NNT: . tel-00411260

HAL Id: tel-00411260

<https://theses.hal.science/tel-00411260v1>

Submitted on 26 Aug 2009

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.

THÈSE

présentée devant

L'UNIVERSITÉ DE RENNES I

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Rennes I

Mention Physique

par

OLIVIER VAUDEL

FOTON-ENSSAT
ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE SCIENCES APPLIQUÉES ET DE TECHNOLOGIE
ÉCOLE DOCTORALE : SCIENCES DE LA MATIÈRE

ÉTUDE DE SYNCHRONISATION DE CHAOS PAR SIMPLE INJECTION OPTIQUE

Soutenue le 31 janvier 2007 devant la Commission d'Examen :

L. Barry	Professeur à l'Université de Dublin (RINCE)	Rapporteur
L. Larger	Professeur à l'Université de Franche-Comté	Rapporteur
M. Brunel	Professeur à l'Université de Rennes I (PALMS)	Examineur
T. Erneux	Professeur à l'Université Libre de Bruxelles	Examineur
D. Lenstra	Professeur à l'Université de Eindhoven	Examineur
A. Ramdane	Professeur au LPN	Président du jury
M. Krakowski	Ingénieur, Thalès	Membre invité
N. Pelloquin	Ingénieur, Smart Quantum	Membre invité
P. Besnard	Professeur à l'Université de Rennes I (FOTON-ENSSAT)	Directeur de thèse

«On ne change pas des plombs sautés avant de savoir pourquoi ils ont sautés.»

Arthur C. Clarke

Remerciements

CE MANUSCRIT regroupe les résultats obtenus au cours de trois années de thèse effectuées au laboratoire d’optronique FOTON-ENSSAT, dans le *Groupe Physique des Lasers*, sous la direction de Pascal BESNARD.

Je commencerai par remercier Jean-Claude SIMON, directeur de l’UMR, pour m’avoir accueilli dans son laboratoire. Jean-Claude est une personne dont la rencontre, tant sur le plan scientifique que personnel, est des plus enrichissante et agréable.

Je remercie particulièrement Liam BARRY et Laurent LARGER d’avoir accepté le rôle de rapporteur et d’avoir transmis leurs rapports en un temps record. Je suis également reconnaissant aux autres membres du jury, Marc BRUNEL, Thomas ERNEUX, Daan LENSTRA, Abderrahim RAMDANE, Michel KRAKOWSKI et Nicolas PELLOQUIN, d’avoir accepté d’y participer et de s’être déplacé à la soutenance de cette thèse.

Mes remerciements suivants vont tout naturellement à Pascal qui m’a offert l’opportunité de travailler sur un sujet des plus intéressants, au sein de son équipe.

Côté travail, Pascal a su être disponible quand j’ai eu besoin de lui et ce malgré ses nombreuses obligations et responsabilités, sans jamais perdre sa bonne humeur et son sens de l’humour.

Côté «récréatif», et parce qu’une thèse n’est pas uniquement du travail, je n’oublierai pas les soirées moules-frites au bar de la plage de Beg-Léguer ou encore les *pppfs* que Pascal se charge d’organiser régulièrement pour le laboratoire !

Je suis également grandement reconnaissant à Stéphane BLIN, ancien doctorant du laboratoire, pour m’avoir encadré et formé à la recherche pendant mon stage de DEA et le début de ma thèse, ainsi que pour m’avoir initié à \LaTeX .

Parmi les «anciens», je n’oublis pas non plus Céline GUIGNARD avec qui les discussions (scientifiques ou autres), sont un vrai plaisir ; Julien POËTTE avec qui j’ai expérimenté les expériences par téléphone interposé et en qui j’ai trouvé plus qu’un simple collègue de travail ; Vincent RONCIN, toujours prêt à donner un coup de main avec le sourire !

Parmi les «nouveaux» maintenant, je remercie particulièrement Laura GHISA et Thanh Nam NGUYEN avec qui j’ai partagé le bureau et qui m’ont initié à leur culture respective. Grâce à eux, le bureau 162E est devenu des plus internationaux !

Parmi les autres collègues du laboratoire, je tiens également à remercier Réjane LE ROY, Danielle GRAVIOU et Sylvain FÈVE pour leur efficacité et bonne humeur ; Sébastien LOBO pour son aide ponctuelle mais non moins efficace ; ainsi que Mathilde GAY, Laurent BRAMERIE et Benoit CLOUET. J’ai également une pensée pour Patrice FÉRON, Thierry CHARTIER, Jean-François HAYAU, sans oublier Gréggory SWIATHY pour toute l’aide qu’il a pu m’apporter en MATLAB et pour l’organisation des «jeudis-pizza» ainsi que tous les parti-

cipants des ces repas dont Ophélie DELANOY, Mathieu LE BIHAN, Josias LEFEVRE...

Au sein du service technique de l'école, je remercie particulièrement Stéphane CHEHAYED et Serge LE FLÉCHER pour leur efficacité à dépanner mes problèmes informatiques ou autres, en un temps record et avec le sourire ! Je suis également reconnaissant à Henry L'HER et Jean-Philippe LESAULT du magasin pour toute l'aide qu'ils ont pu m'apporter durant ces trois années.

Parmi le personnel de l'école, j'adresse également mes remerciements aux gentilles dames de la scolarité (Françoise LEBRONNEC, Caroline RAHYER, Claudine LE GRAND et Catherine DELEN) ainsi qu'à Christel PRAT de l'accueil.

Finalement, je souhaite remercier les étudiants que j'ai pu encadrer tant en TD, TP, projet ou stage au cours de cette thèse. Parmi eux, je pense tout particulièrement à Minh Nguyêt NGÔ, Romain CORNIC, Caroline GREVERIE, Elodie BRUYÈRE, Nicola PERAUD, Fabienne SALIOU, Gaëlle TIPAKA, Solène JOMARIEN, Mervin OBEEGADOO.

Enfin, *the last but not the least* comme dirait Pascal, je suis infiniment reconnaissant à Gwenaëlle GIRAULT pour tout ce qu'elle m'apporte au quotidien, tant sur le plan scientifique que personnel. Sans elle, cette thèse ne serait pas ce qu'elle est aujourd'hui...

Sigles, symboles et acronymes

Sigles

- ASE : Analyseur de Spectre Électrique.
- BP : **B**ande **P**assante (BW pour **B**and**W**idth, en anglais).
- DBR : **D**istributed **B**ragg **R**eflector, *i.e.* à réflecteurs de Bragg répartis.
- DFB : **D**istributed **F**eed**B**ack, *i.e.* à contre-réaction répartie.
- FC-APC : **F**iber **C**onnecto**r** - **A**ngled **P**hysical **C**ontact.
- FC-PC : **F**iber **C**onnecto**r** - **P**hysical **C**ontact.
- FFT : **F**ast **F**ourier **T**ransform, *i.e.* transformée de Fourier rapide.
- FP : **F**abry-**P**erot.
- FWHM : **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum, *i.e.* largeur totale à mi-hauteur.
- ISL : **I**ntervalle **S**pectral **L**ibre (FSR pour **F**ree **S**pectral **R**ange, en anglais).
- PM : **P**olarization **M**aintaining, se dit d'un composant à maintien de polarisation.
- RBW : **R**esolution **B**and**W**idth, *i.e.* bande passante de résolution de l'appareil.
- SMSR : **S**ide **M**ode **S**uppression **R**ation, *i.e.* taux de suppression de modes secondaires.
- SOA : **S**emiconductor **O**ptical **A**mplifier, *i.e.* amplificateur optique à semi-conducteurs.
- VBW : **V**ideo **B**and**W**idth, *i.e.* bande passante vidéo.

Symboles

Généralités

- c : vitesse de la lumière dans le vide.
- λ : longueur d'onde.
- ν : fréquence optique.
- h : constante de Planck.
- q : charge d'un électron.
- n : indice optique.
- L : longueur de la zone active (pour un laser).
- l : largeur de la zone active (pour un laser).
- e : épaisseur de la zone active (pour un laser).
- V : volume de la zone active ($V = L \times l \times e$).
- I_{opt} : intensité optique.
- α_H : facteur de coulage phase-amplitude (facteur de HENRY).

Injection optique

- ν_M : fréquence du laser maître.

- ν_0 : fréquence du laser esclave libre.
- $\Delta\nu$: désaccord ($= \nu_M - \nu_0$).
- P_i : puissance injectée.
- I : courant de polarisation d'un laser.
- I_{th} : courant de seuil d'un laser.
- $r = \frac{I}{I_{th}}$: taux de pompage d'un laser.

Simulation numérique

- E : champ électrique complexe.
- I : intensité optique.
- N : densité de porteurs.
- N_t : densité de porteurs à la transparence.
- N_{th} : densité de porteurs au seuil laser.
- n_{sp} : taux d'émission spontanée.
- Δn : densité de porteurs normalisée.
- Γ_C : facteur de confinement du champ optique.
- G : coefficient de gain.
- G_N : coefficient de gain différentiel.
- g_d : coefficient de gain normalisé.
- ε_c : facteur de compression de gain.
- τ_p : temps de vie du photon.
- τ_e : temps de vie des porteurs.
- J : densité de courant de polarisation de la diode laser.
- J_{th} : densité au seuil de courant de polarisation de la diode laser.
- j_b : densité de courant normalisée.

Notons ici que les relations mathématiques de normalisation sont consultables à l'annexe B (cf page 167).

Acronymes

- Laser : **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation.
- Lidar : **L**ight **D**etection **A**nd **R**anging.
- Maser : **M**icrowave **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation.
- RIN : **R**elative **I**ntensity **N**oise, *i.e.* bruit d'intensité relatif d'un laser.
- VCSEL : **V**ertical-**C**avity **S**urface-**E**mitting **L**aser, *i.e.* laser à émission verticale.

Table des matières

Remerciements	v
Sigles, symboles et acronymes	vii
Table des matières	ix
Table des figures	xiii
Introduction	1
Historique et applications de l'injection optique	3
I Description des lasers utilisés	7
1 Généralités sur les lasers	11
1.1 Interactions matière-rayonnement	11
1.1.1 Émission spontanée	11
1.1.2 Absorption	12
1.1.3 Émission stimulée	12
1.2 Les «ingrédients» du laser	13
1.2.1 Milieu amplificateur	13
1.2.2 Processus de pompage	15
1.2.3 Cavité résonnante	15
2 Caractérisation des lasers utilisés	21
2.1 Présentation	21
2.1.1 Source accordable commerciale	21
2.1.2 Puces laser	22
2.2 Mise en œuvre	24
2.3 Caractéristiques	25

3	Simulations numériques d'un laser à semi-conducteurs DFB	31
3.1	Système d'équations utilisé	31
3.2	Analyse linéaire de la stabilité	33
3.2.1	Obtention du système réel	33
3.2.2	Recherche des solutions stationnaires	33
3.2.3	Étude de la stabilité des solutions stationnaires	34
3.3	Comparaison avec l'expérience	35
3.3.1	Laser B2	37
3.3.2	Laser A5	39
3.4	Réponse à un échelon de courant	41
II	Injection optique par un signal continu	45
4	Introduction à l'injection optique	49
4.1	Principe d'une injection optique	49
4.2	Régimes de fonctionnement d'un laser injecté	50
4.2.1	Décrochage	50
4.2.2	Accrochage total	50
4.2.3	Mélange d'ondes	50
4.2.4	Relaxation	53
4.2.5	Chaos	54
5	Caractérisation via l'injection optique	57
5.1	Paramètres intrinsèques mesurés via injection optique	57
5.1.1	Fréquence de relaxation	57
5.1.2	Paramètre de couplage phase-amplitude	57
5.2	Transfert de la largeur de raie	58
5.2.1	Expérience	58
5.2.2	Simulation numérique par la fonction d'Airy	61
5.2.3	Le profil de Voigt	62
5.2.4	Mesure de largeur de raie par injection optique	64
5.2.5	Mesure de faibles puissances par injection optique	68
5.3	Transfert du bruit	68
5.3.1	Injection directe	69
5.3.2	Injection après amplification optique du laser maître	70
6	Étude expérimentale d'un laser à semi-conducteurs optiquement injecté	73
6.1	Cartographies expérimentales	73
6.2	Laser monomode	75
6.2.1	Taux de pompage faible	75
6.2.2	Taux de pompage «modéré»	76
6.2.3	Taux de pompage moyen	77
6.2.4	Influence de la polarisation	79
6.2.5	Influence de la largeur de raie du laser maître	80
6.3	Laser multimode	82
6.3.1	Laser bimode	82
6.3.2	Laser fortement multimode	86
6.4	Mise en évidence de la multi-excitabilité	89

7	Simulation numérique d'un laser à semi-conducteurs optiquement injecté	93
7.1	Système d'équations utilisé	93
7.2	Solutions stationnaires	94
7.3	Cartographies numériques	94
7.3.1	Taux de pompage faible	95
7.3.2	Taux de pompage moyen	97
7.4	Dynamique temporelle	98
7.4.1	Accrochage total	98
7.4.2	Relaxation	100
7.4.3	Mélange d'ondes	101
7.4.4	Chaos	108
III	Injection optique par un signal non continu	111
8	Introduction à la double injection optique	115
8.1	Principe d'une double injection optique	115
8.2	Moyens d'étude	116
9	Étude expérimentale de la cascade de deux injections optiques entre lasers à semi-conducteurs	119
9.1	Montage expérimental	119
9.2	Synchronisation généralisée	120
9.3	Synchronisation du régime de multi-excitabilité	121
9.4	Transmission de chaos	122
9.5	Synchronisation de chaos	124
9.6	La fréquence de relaxation : une limitation ?	131
10	Simulation numérique de la cascade de deux injections optiques	135
10.1	Système d'équations	135
10.2	Synchronisation généralisée	136
10.3	Transmission de chaos	139
10.4	Synchronisation de chaos	139
10.4.1	Laser transmetteur pompé à deux fois son seuil	139
10.4.2	Laser transmetteur pompé à quatre fois son seuil	144
10.5	Anticipation de chaos	147
10.5.1	Laser transmetteur pompé à deux fois son seuil	149
10.5.2	Laser transmetteur pompé à quatre fois son seuil	153
	Conclusion	159
	Annexes	163
A	Calibration de la puissance injectée dans le laser esclave	163
B	Normalisation du système d'équations d'un laser à semi-conducteurs	167

C	Détermination des valeurs numériques des constantes physiques des lasers	169
C.1	Dimensions géométriques	169
C.2	Indice optique	170
C.3	Temps de vie des porteurs au seuil et taux d'émission spontanée	170
C.4	Densités de porteurs au seuil et à la transparence	170
C.5	Gain et facteur de confinement	171
C.6	Temps de vie des photons	171
D	Comparaison des cartographies expérimentales et numériques d'un laser à semi-conducteurs injecté	173
D.1	Taux de pompage faible	173
D.2	Taux de pompage moyen	173
E	Comparaison des cartographies numériques d'un laser à semi-conducteurs injecté avec les frontières théoriques de la zone d'accrochage	177
E.1	Taux de pompage faible	177
E.2	Taux de pompage moyen	177
F	Publications et conférences	179
	Conférences	179
	Conférences orales	179
	Posters	181
	Communications soumises	181
	Textes des communications	183
	 Bibliographie	 225
	 Index	 239

Table des figures

1.1	Modèle d'un milieu à deux niveaux.	12
1.2	Représentation schématique des transitions électroniques possibles dans un modèle à deux niveaux.	12
1.3	Principe de fonctionnement d'un laser.	14
1.4	Schéma de principe d'un laser Fabry-Perot.	16
1.5	Schéma de principe d'un laser DBR.	18
1.6	Schéma de principe d'un laser DFB.	18
1.7	Schéma de principe d'un laser fibré en anneau.	19
2.1	Principe de fonctionnement de la source Tunics.	21
2.2	Extrémités de fibres à maintien de polarisation.	22
2.3	Photographie d'un boîtier butterfly.	23
2.4	Photographies d'une puce laser utilisée.	23
2.5	Photographie du montage maître.	26
2.6	Photographie du montage détecteur.	26
2.7	Caractéristiques en puissance optique et largeur de raie d'une puce laser en fonction du courant de polarisation.	27
2.8	Spectres optique d'une puce laser pour différents courants de polarisation.	28
2.9	Exemple de courbe de RIN d'un laser à semi-conducteurs.	29
2.10	Fréquence de relaxation et amortissement d'une puce laser en fonction du courant.	30
3.1	Caractéristique puissance optique - courant de polarisation du laser B2.	37
3.2	Amortissement du laser B2 en fonction du courant.	38
3.3	Fréquence de relaxation en fonction du courant de polarisation pour le laser B2.	38
3.4	Caractéristique puissance optique - courant de polarisation du laser A5.	39
3.5	Amortissement du laser A5 en fonction du courant.	40
3.6	Fréquence de relaxation en fonction du courant de polarisation pour le laser A5.	40
3.7	Simulation numérique du laser B2, évolutions des puissance émise et densité de porteurs.	41
3.8	Simulation numérique du laser B2, densité de porteurs en fonction de la puissance émise.	42
4.1	Principe d'une injection optique.	49
4.2	Spectres caractéristiques du régime d'accrochage total.	51
4.3	Spectres caractéristiques du régime de mélange d'ondes simple.	52
4.4	Spectres caractéristiques du régime de mélange d'ondes double.	52
4.5	Spectres caractéristiques du régime de relaxation.	53
4.6	Discrimination du régime de relaxation et d'un régime de type mélange d'ondes.	54

4.7	Spectres caractéristiques du régime de chaos.	55
5.1	Montage expérimental pour les expériences de transfert de cohérence.	59
5.2	Exemple de spectre optique d'un laser faiblement injecté par un maître spectral- ment plus fin.	60
5.3	Évolution du piédestal du laser faiblement injecté et polarisé à 1,4 fois son courant de seuil.	61
5.4	Évolution du piédestal du laser faiblement injecté et polarisé à 1,4 fois son courant de seuil.	62
5.5	Évolution des paramètres Γ et σ du profil de Voigt du piédestal du spectre laser en fonction de la puissance injectée.	63
5.6	Évolution des paramètres Γ et σ du profil de Voigt du laser en fonction de la puis- sance injectée.	63
5.7	Évolution du spectre du laser faiblement injecté et polarisé à 1,4 fois son courant de seuil.	65
5.8	Évolution du maximum de la densité spectrale de puissance optique en fonction de P_i	66
5.9	Influence de la fonction d'appareil de l'analyseur Fabry-Perot pour la détermina- tion de faibles largeurs spectrales.	67
5.10	RIN d'une diode à semi-conducteurs injectée.	69
5.11	RIN du laser JDSU injecté.	71
6.1	Montage expérimental pour la réalisation de cartographies.	74
6.2	Cartographie expérimentale d'une puce laser à semi-conducteurs polarisée à 1,3 fois son courant de seuil.	76
6.3	Cartographie expérimentale d'une puce laser à semi-conducteurs polarisée à 1,7 fois son courant de seuil.	77
6.4	Cartographie expérimentale d'une puce laser à semi-conducteurs polarisée à 4 fois son courant de seuil.	78
6.5	Cartographies expérimentales d'une puce laser à semi-conducteurs polarisée à 1,3 fois son courant de seuil.	79
6.6	Cartographies expérimentales d'une puce laser à semi-conducteurs polarisée à 4 fois son courant de seuil.	81
6.7	Spectre optique du laser esclave bimode libre.	83
6.8	Cartographie expérimentale d'une puce laser à semi-conducteurs bimode polarisée à 4 fois son courant de seuil.	84
6.9	Cartographie expérimentale d'une puce laser à semi-conducteurs bimode polarisée à 4 fois son courant de seuil.	85
6.10	Cartographie expérimentale de l'injection optique en face arrière d'un laser à semi- conducteurs multimode et polarisé à 1,5 fois son seuil.	87
6.11	Cartographie expérimentale de l'injection optique en face arrière d'un laser à semi- conducteurs multimode et polarisé à 4 fois son seuil.	88
6.12	Exemple d'acquisition temporelle dans le régime de multi-excitabilité.	90
6.13	Exemple d'impulsions observables dans le régime de multi-excitabilité.	91
6.14	Cartographie des zones d'accrochage total et de multi-excitabilité du laser B2 pola- risé à 1,5 fois son courant de seuil.	92
7.1	Frontières analytiques de la zone d'accrochage total du laser injecté.	95

7.2	Cartographie numérique d'une puce laser à semi-conducteurs polarisée à 1,3 fois son courant de seuil.	96
7.3	Cartographies numériques d'une puce laser à semi-conducteurs polarisée à 4 fois son courant de seuil.	97
7.4	Dynamiques temporelles dans le régime d'accrochage total.	99
7.5	Dynamiques temporelles dans le régime de relaxation.	100
7.6	Dynamiques temporelles dans le régime de mélange d'ondes simple.	101
7.7	Dynamiques temporelles dans le régime de mélange d'ondes double.	102
7.8	Puissance optique émise en fonction du temps dans le régime de mélange d'ondes double.	103
7.9	Puissance optique émise et densité de porteurs normalisée en fonction du temps dans le régime de mélange d'ondes M3/2.	105
7.10	Dynamiques temporelles dans le régime de mélange d'ondes M3/2.	105
7.11	Puissance optique émise et densité de porteurs normalisée en fonction du temps dans le régime de mélange d'ondes M5/2.	106
7.12	Dynamiques temporelles dans le régime de mélange d'ondes M5/2.	106
7.13	Puissance optique émise et densité de porteurs normalisée en fonction du temps dans le régime de mélange d'ondes M5/4.	107
7.14	Dynamiques temporelles dans le régime de mélange d'ondes M5/4.	107
7.15	Dynamiques temporelles dans le régime de chaos.	108
8.1	Principe d'une injection optique double.	115
8.2	Montage expérimental.	117
8.3	Influence du nombre de points sur la valeur de l'indice de corrélation.	118
9.1	Montage expérimental pour les expériences de double injection optique.	120
9.2	Limites de la zone de transmission du régime de relaxation.	121
9.3	Mise en évidence expérimentale de la transmission de chaos.	123
9.4	Cartographie de la zone de transmission de chaos.	123
9.5	Spectres caractéristiques du laser transmetteur au point d'injection caractérisé par le système (9-2).	124
9.6	Indice de corrélation en fonction de la puissance injectée et pour un désaccord nul.	125
9.7	Spectres caractéristiques du laser transmetteur au point d'injection caractérisé par le système (9-3).	126
9.8	Indice de corrélation en fonction de la puissance injectée et pour un désaccord de $-11,4$ GHz.	127
9.9	Comparaison des spectres caractéristiques des lasers transmetteur et récepteur.	127
9.10	Comparaison des dynamiques temporelles des lasers transmetteur et récepteur.	128
9.11	Indice de corrélation en fonction de la puissance injectée pour différentes valeurs de désaccord.	129
9.12	Indice de corrélation en fonction de la puissance injectée et de son sens de variation pour différentes valeurs de désaccord	130
9.13	Indice de corrélation en fonction de la puissance injectée et pour différentes valeurs du désaccord.	132
10.1	Attracteur du système transmetteur dans le régime de relaxation au point (10-3).	137
10.2	Cartographies de la synchronisation du régime de relaxation.	138
10.3	Cartographie numérique de la transmission de chaos.	140

10.4	Comparaison de la cartographie numérique de la transmission de chaos avec la zone d'accrochage total.	140
10.5	Attracteur du système transmetteur au point (10-4)	141
10.6	Cartographies de la synchronisation de chaos pour les deux lasers polarisé à 2 fois leurs courants de seuil.	142
10.7	Indice de corrélation en fonction de la puissance pour différentes valeurs de désaccord.	143
10.8	Évolution de I_c en fonction de la puissance et pour un désaccord nul.	145
10.9	Cartographies de la synchronisation de chaos pour le laser récepteur polarisé à 1,5 fois son courant de seuil.	146
10.10	Cartographies de la synchronisation de chaos pour le laser récepteur polarisé à 4 fois son courant de seuil.	148
10.11	Cartographies des temps de synchronisation de chaos pour les lasers polarisés à 2 fois leurs courants de seuil.	150
10.12	Cartographies des signes des temps de synchronisation de chaos pour les lasers utilisés à 2 fois leurs courants de seuil.	151
10.13	Cartographies de l'anticipation de chaos pour les lasers utilisés à 2 fois leurs courants de seuil.	152
10.14	Cartographies des temps de synchronisation de chaos pour le laser récepteur polarisé à 1,5 fois son courant de seuil.	154
10.15	Cartographies des signes des temps de synchronisation de chaos pour le laser récepteur polarisé à 1,5 fois son courant de seuil.	155
10.16	Cartographies de l'anticipation de chaos pour le laser récepteur polarisé à 1,5 fois son courant de seuil.	156
10.17	Cartographies de l'anticipation de chaos pour le laser récepteur polarisé à 4 fois son courant de seuil.	157
A.1	Montage simplifié d'injection optique.	164
A.2	Exemple d'une courbe photovoltaïque servant à la calibration de la puissance injectée dans le laser.	164
D.1	Cartographies expérimentales et numériques d'un laser à semi-conducteurs injecté polarisé à 1,3 fois son seuil.	174
D.2	Cartographies expérimentales et numériques d'un laser à semi-conducteurs injecté polarisé à 4 fois son seuil.	175
E.1	Superposition des frontières de la zone d'accrochage totale avec les cartographies numériques d'un laser à semi-conducteurs injecté et polarisé à 1,3 fois son seuil. . .	178
E.2	Superposition des frontières de la zone d'accrochage totale avec les cartographies numériques d'un laser à semi-conducteurs injecté et polarisé à 4 fois son seuil. . .	178

Introduction

AVEC l'important développement des réseaux de communications, les échanges et la distribution «en ligne» deviennent de plus en plus répandus. Afin de traiter toutes les transactions associées, les industriels cherchent à mettre au point des systèmes de sécurisation performants et rapides. Un axe parmi d'autres est l'utilisation de systèmes basés sur la synchronisation de chaos dans les systèmes de télécommunications optiques. Le principe consiste à noyer le message dans un signal bruité.

L'idée d'utiliser des signaux chaotiques a, pour la première fois, été proposée par PECORA et CARROLL [1–3] au début des années 1990. Son application dans le domaine des télécommunications optiques a donc entraîné, dans un premier temps, de nombreuses études sur la génération de chaos dans les lasers à semi-conducteurs [4,5], source optique la plus répandue.

L'état chaotique du laser est généralement obtenu grâce à une contre-réaction optique [6,7], c'est-à-dire une ré-injection du champ lumineux émis dans la cavité laser, ou grâce à une contre-réaction électronique [8].

La génération de chaos optique étant possible, les études se sont alors portées sur la possibilité de décoder le message transmis. Pour cela, la synchronisation d'un laser *récepteur* avec la source chaotique (laser *transmetteur*) a été étudiée à partir de montages d'injection optique, c'est-à-dire du couplage unidirectionnel de ces deux lasers^{1,2}. La première synchronisation observée avec des lasers à semi-conducteurs a été reportée par VANWIGGEREN et ROY [12,13], qui a ensuite été suivie par d'autres équipes [14–17].

Au laboratoire FOTON-ENSSAT, l'étude de la synchronisation de chaos est abordée sous un angle original : le signal chaotique est créé non pas par une contre-réaction mais par une première injection optique [18–20]. Au laboratoire, les premières études sur l'injection optique datent de 1994 avec le début du doctorat de Patrick EVEN [21]. Depuis, plusieurs thèses se sont succédées sur cette thématique [22–24].

¹Cette «unidirectionnalité» n'est possible que grâce à l'utilisation d'un isolateur optique permettant d'empêcher le laser injecté de perturber le laser utilisé comme source pour l'injection. Notons que d'autres expériences sont réalisées sans isolateur optique : il ne s'agit alors plus de lasers injectés mais de lasers couplés.

²Notons qu'il existe des similarités entre les lasers optiquement contre-réactionnés et optiquement injectés, notamment du point de vue des différents régimes de fonctionnement observés. Les lasers injectés peuvent être considérés comme un cas particulier de lasers contre-réactionnés [9–11]. Ainsi, il pourra nous arriver d'y faire référence.

Dans la poursuite de ces études, le but initial de ce doctorat était d'étudier la possibilité de réaliser de la synchronisation de chaos avec une expérience constituée par la cascade de deux injections optiques. Cette configuration, bien que permettant une fine connaissance des paramètres expérimentaux, n'a pas été reportée dans la littérature. Nous allons donc, dans ce manuscrit, présenter des résultats originaux de synchronisation de lasers à semi-conducteurs optiquement injectés qui se positionnent au niveau de l'état de l'art actuel.

Après avoir réalisé un bref historique de l'injection optique et avoir présenté ses applications possibles, nous consacrerons **la première partie** de ce document à des rappels sur les lasers en général puis à la description et la caractérisation des lasers utilisés au cours de ces travaux de doctorat.

La seconde partie de ce manuscrit regroupe les résultats, tant expérimentaux que de simulation, traitant du fonctionnement d'un laser injecté par un signal continu, c'est-à-dire des expériences mettant en œuvre deux lasers.

Enfin, **la troisième partie** du document traite de la cascade de deux injections optiques, mettant donc en jeu trois lasers, afin d'étudier la synchronisation du laser injecté par un signal dynamique.

Historique et applications de l'injection optique

LE VERROUILLAGE d'un oscillateur par un autre a pour la première fois été mis en évidence par HUYGENS en 1655 [25]. Il observe l'oscillation à l'unisson de deux pendules accrochés à un même mur, qu'il décrit à son père en ces termes :

«Dans l'obligation de garder la chambre quelques jours et occupé à observer mes deux nouveaux pendules pesants, j'ai remarqué un effet singulier que personne n'a dû jusqu'à présent considérer : ces deux pendules, suspendus au voisinage l'un de l'autre à une distance d'un ou deux pieds, s'entendent si bien qu'ils se mettent à osciller ensemble de manière invariablement synchrone. Après avoir admiré ce phénomène un moment, j'ai finalement imaginé qu'il ne pouvait se produire que par une sorte de sympathie.»

Au lieu de *sympathie*³, il a depuis été montré que la synchronisation de ce type de pendules est possible grâce aux faibles vibrations transmises par la paroi du mur.

A partir du XX^e siècle, la synchronisation est étudiée avec différents type d'oscillateurs. Par exemple, VAN DER POL [26] en 1927 ou ADLER [27] en 1946, réalisent des expériences avec des oscillateurs électriques tandis que HINES [28] s'intéresse aux oscillateurs micro-ondes en 1968.

Les premières expériences avec des lasers apparaissent rapidement après la réalisation expérimentale du premier laser par MAIMAN [29] en 1960, suite aux travaux de SCHAWLOW et TOWNES [30] de 1958. On peut notamment citer les études de PANTELL [31] en 1965 puis celles de STOVER [32] en 1966 qui effectue l'injection optique entre deux lasers à gaz. Enfin, les premières expériences mettant en œuvre des lasers à semi-conducteurs furent effectuées par KOBAYASHI [33,34] en 1980 avec des lasers à base d'Al-GaAs émettant à 840 nm.

Une des premières propriétés mise en évidence de l'injection optique fut la transmission des caractéristiques spectrales du laser maître vers le laser esclave, en terme de fré-

³Notons que ce terme de sympathie a conservé jusqu'à aujourd'hui la même signification qu'au XVII^e siècle.

quence optique de fonctionnement et de largeur de raie d'émission. Lorsque cette transmission est totale, le laser esclave est dit en régime d'*accrochage total*, régime pour lequel sa seule contribution est la puissance émise. L'injection optique ayant de nombreuses applications, que nous présenterons par la suite, son étude est donc nécessaire pour la bonne compréhension des phénomènes observés. Ce type d'étude commence historiquement avec les travaux de KOBAYASHI [33–35] et GOLDBERG [36] qui étudient les formes de la zone d'accrochage et de régimes instables, en fonction de la puissance injectée et du désaccord en fréquence entre les deux lasers. Ils montrent que la dissymétrie observée de la zone d'accrochage est due au facteur de couplage phase-amplitude α_H , dit «facteur de HENRY» [37]. Trois ans plus tard, MORGENSEN [38] trace théoriquement et expérimentalement les premières cartographies d'un laser injecté, montrant dans un plan puissance injectée-désaccord en fréquence, la position des zones d'accrochage et de mélange d'ondes simple pour des lasers CSP⁴ (à 830 nm) et BH⁵ (à 1,3 μm). En 1988, PETITBON [39] précise les positions et largeurs de la plage d'accrochage et met en évidence la présence d'oscillations de relaxation excitées par l'injection. LEE, KOVANIS et BONDIOU [4, 19, 22, 40] complètent ces cartes en ajoutant les zones de mélange multi-ondes double et de chaos. Notons enfin les travaux de BLIN [24, 41, 42] ayant cartographié précisément les zones de bistabilité d'un laser semi-conducteurs injecté.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, l'injection optique permet de nombreuses applications dans de nombreux domaines. Nous allons maintenant présenter les plus importantes :

- **Réduction de la largeur de raie d'émission** : il s'agit d'injecter le laser esclave par un laser plus fin spectralement. Une des premières expériences de ce type date de 1971 quand ERIKSON [43] réalise l'injection d'un laser argon dans un laser à colorant. On trouve dans la littérature d'autres travaux de ce type et notamment ceux de GALLION [44] en 1985 avec des lasers à semi-conducteurs. L'injection d'un laser fin spectralement mais peu puissant dans un laser plus large mais puissant permet, par accrochage total, d'obtenir un laser fin spectralement et puissant [45] ce qui peut avoir des applications dans des domaines comme la métrologie ou la spectroscopie. Le LIDAR en est un exemple puisque l'étude de l'atmosphère par cette méthode nécessite une grande finesse spectrale ainsi qu'une forte puissance optique.
- **Accrochage sur une fréquence absolue** : l'accrochage du laser sur une fréquence atomique ou moléculaire [46–49] permet d'obtenir des lasers à des fréquences fixes pour des applications de métrologie par exemple.
- **Génération de fréquences micro-ondes** : le battement entre les différentes composantes du spectre optique du laser injecté en régime multi-ondes permet de générer des fréquences micro-ondes (quelques GHz à quelques dizaines de GHz), ce qui a

⁴CSP pour Channel Substrate Planar

⁵BH pour Buried Heterostructures

- amené à de nombreux travaux depuis les années 1980 [22,50–63].
- **Détermination de constantes physiques des lasers** : l’injection optique permet de déterminer expérimentalement différentes valeurs de constantes physiques. Les études portent principalement sur la détermination du facteur de HENRY [64–68].
 - **Réduction du bruit** : différents types de bruit présents dans un laser peuvent être réduits par injection optique. Parmi les études du bruit du laser injecté, on peut donc noter celles de SPANO [69] ou SCHUNK [70] en 1986 qui considèrent le bruit en fréquence du laser, tout comme LIDOYNE [71] en 1990. Enfin, d’autres s’intéressent à la réduction du bruit d’intensité [69,70,72–74], éventuellement combinée avec un asservissement électronique [75,76]. D’autres études ont montré la possibilité de stabiliser le fonctionnement d’un laser soumis à une contre-réaction optique grâce à un filtrage de celle-ci [77,78].
 - **Augmentation de la bande passante de modulation** : dans le contexte des transmissions optiques haut débit, les fabricants de lasers à semi-conducteurs cherchent à augmenter la bande passante de modulation de leurs composants. SIMPSON [72] ou WANG [79] montrent que l’injection optique est un moyen d’y arriver. On peut également noter les travaux suivants : [80–88]
 - **Fonctionnement monomode sous modulation rapide** : l’injection optique permet également d’assurer un fonctionnement monomode sous modulation rapide [89–92]. Les études de LANG [93,94] et MOGENSEN [95] montrent qu’il est possible de réduire les oscillations de relaxation d’un laser semi-conducteurs modulé en accrochant le mode principal du laser.
 - **Diminution de la dérive temporelle de la fréquence instantanée** : la modulation directe d’un laser à semi-conducteurs a pour conséquence une variation de la fréquence instantanée de fonctionnement du laser : le *chirp*. Celui-ci, généralement néfaste pour les système de transmission, peut être diminué par injection optique comme ont pu le montrer LIN [96] ou PIAZZOLLA [97]. Notons également, dans notre laboratoire, les travaux de GUIGNARD [98].
 - **Modulation en phase et en fréquence** : dans le contexte des transmissions optiques, l’injection est un moyen d’appliquer une modulation de fréquence [99,100] ou de phase [65,99,101] à une porteuse optique.
 - **Conversion de longueur d’onde** : dans un système de transmissions optiques multiplexées en longueur d’onde, il peut y avoir besoin de recopier l’information provenant d’un canal (longueur d’onde) sur un autre, notamment au niveau des nœuds de routage. L’injection optique est un des moyens tout-optiques existants [102–105].
 - **Récupération d’horloge et resynchronisation** : dans un système de transmission optique haut débit, la régénération d’un signal dégradé de données peut nécessiter la resynchronisation des symboles d’information sur une horloge de qualité. Une méthode tout-optique pour effectuer cette récupération d’horloge est possible grâce à l’injection optique [106–108] et est notamment utilisée au laboratoire dans le cadre

du projet RNRT ROTOR [109–111].

- **Génération et synchronisation de chaos** : comme nous l'avons évoqué en introduction, les travaux de synchronisation ont pour but de sécuriser les informations dans les réseaux de télécommunications et sont donc toujours un thème d'actualité [17, 112, 113]. Parmi les études portant sur la génération de signaux optiques chaotiques, les premières ont été réalisées avec des lasers à gaz [114, 115]. Vinrent ensuite celles portant sur des lasers à semi-conducteurs [4, 5] ou des lasers à fibres [15, 116]. Enfin, les premières expériences de synchronisation furent alors rapidement reportées, tant pour les lasers à gaz [117] que pour les lasers à semi-conducteurs [7, 118, 119] ou les lasers à fibres [15, 116].

Première partie

Description des lasers utilisés

L E LASER, acronyme pour «**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation» (soit amplification de lumière par émission stimulée de rayonnement), fait désormais partie de la vie quotidienne de tout un chacun. Il est en effet présent dans tous les ordinateurs ou lecteurs de CD/DVD, dans les imprimantes ou encore dans les systèmes à fibres optiques permettant la transmission de contenu multimédia. Citons pour preuve le constat de DANGOISSE [120] :

Regardez cet individu qui rentre à Paris en avion : le lecteur de CD qui lui diffuse son morceau préféré utilise un laser à semi-conducteurs, tout comme l'imprimante qui a tiré le dossier qu'il est en train de lire. Et tout à l'heure, avant l'embarquement, le prix de la bouteille de parfum qu'il a acheté a été lu grâce à un laser HE-NE. Sur la carte de crédit avec laquelle il a payé, l'hologramme a été réalisé avec un laser. La bouteille de parfum elle-même a été gravée avec un laser Nd^{3+} : YAG impulsif. Une partie des tôles de l'avion, tout comme le tissu du siège sur lequel il est assis, ont été découpés par laser. Certaines soudures de la carlingue ont été faites avec un laser CO_2 . L'avion ne garde son cap que grâce à un gyrolaser utilisant un laser HE-NE. Les yeux de la charmante personne assise à côté de lui ont été sauvés grâce à un laser excimère. A l'atterrissage, le coup de fil qu'il donnera sera acheminé par fibre et là encore, un laser à semi-conducteurs est nécessaire. Même l'air qu'il respirera à Paris a quelque chose à voir avec les lasers, qui se chargent de surveiller sa qualité...

Ce composant si répandu n'est pourtant pas bien connu du grand public.

Son principe de fonctionnement provient de l'émission stimulée de rayonnement dont la notion fut introduite en 1917 par EINSTEIN [121] et qui sera développée plus en détails par la suite.

Historiquement, les premières réalisations expérimentales [122,123] d'amplificateurs d'ondes par émission stimulée concernent les MASER, pour «**M**icrowave **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation», qui comme son nom l'indique, produit un faisceau micro-onde. Le principe du premier maser optique, le laser, fut pour la première fois présenté par SCHAWLOW et TOWNES en 1958 [30], avant d'être réalisé expérimentalement par MAIMAN [29] en 1960 qui réalisa alors un laser rubis pompé par lampes flash.

Depuis, le «L» du mot laser englobe, par abus de langage, une grande partie du spectre électromagnétique : de l'infrarouge lointain jusqu'aux rayons X.

Dans cette partie, nous allons commencer par présenter de manière plus précise le principe de fonctionnement des lasers. Ensuite, nous attacherons à décrire les lasers utilisés au cours de ces travaux de thèse, tant expérimentalement que théoriquement.

Chapitre 1

Généralités sur les lasers

Le but de ce chapitre est de rappeler le principe général de fonctionnement du laser et ce, indépendamment de sa nature (solide, à gaz, à semi-conducteurs...). Pour cela, nous commencerons par rappeler les différents types d'interaction matière-rayonnement mis en jeu puis décrirons les éléments constitutifs d'un laser.

1.1 Interactions matière-rayonnement

EINSTEIN [121] mit en évidence en 1917 les trois processus d'interaction possible entre un atome dit «à deux niveaux» et un rayonnement électromagnétique, ouvrant ainsi la voie à la mécanique quantique. Ces processus sont désignés par les termes d'*absorption*, d'*émission spontanée* et d'*émission stimulée*.

Ces différents types d'interactions se déroulent au sein d'un milieu pouvant être atomique, ionique ou moléculaire¹, constitué de deux niveaux d'énergie possibles E_1 et E_2 ($E_1 < E_2$) pour les atomes constituant ce milieu. On pourra désigner le niveau 1 par le terme de «niveau fondamental» et le niveau 2 par celui de «niveau excité», comme présenté sur la figure 1.1. Notons également que lorsque le niveau 2 est plus peuplé d'atomes que le niveau 1, on dit qu'il y a *inversion de population*.

1.1.1 Émission spontanée

L'émission spontanée consiste en la désexcitation du milieu considéré par passage d'un atome du niveau 2 vers le niveau 1. Le milieu va donc perdre une quantité d'énergie égale à $\Delta E = E_2 - E_1$, entraînant ainsi la création d'un photon d'énergie ΔE et de fréquence :

$$\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (1-1)$$

où h est la constante de Planck. Ce phénomène est illustré à la figure 1.2(a).

¹Par la suite, on fera référence à un milieu atomique pour plus de simplicité.

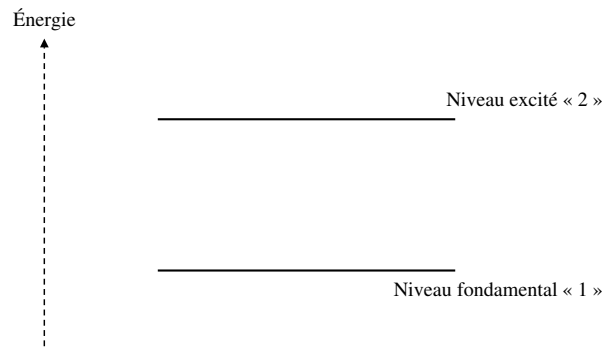


FIG. 1.1 – Modèle d'un milieu à deux niveaux.

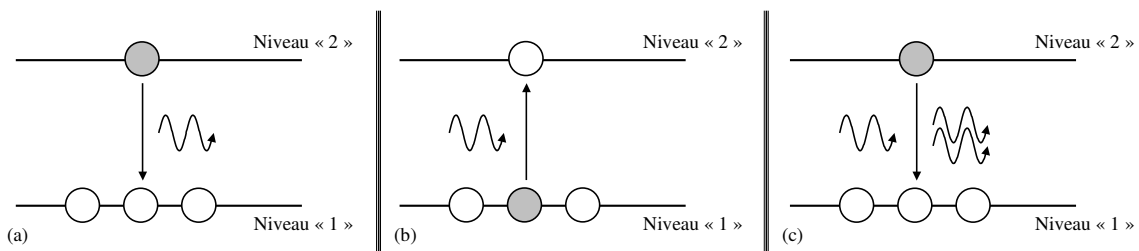


FIG. 1.2 – Représentation schématique des transitions électroniques possibles dans un modèle à deux niveaux.

(a) *Émission spontanée* ; (b) *Absorption* ; (c) *Émission stimulée*.

1.1.2 Absorption

Lors du processus d'absorption, un atome situé sur le niveau fondamental va «monter» sur le niveau excité grâce à la présence d'un photon de fréquence ν_{21} et d'énergie ΔE . Il y a disparition du photon qui transfère son énergie au milieu environnant. Ce phénomène est représenté figure 1.2(b).

1.1.3 Émission stimulée

Le troisième mode d'interaction matière-rayonnement, l'émission stimulée, est montré à la figure 1.2(c). Pour ce type de processus, le milieu se trouve au préalable dans un état excité. Cherchant naturellement à minimiser sa quantité d'énergie, un atome du niveau 2 va se désexciter vers le niveau 1. À la différence de l'émission spontanée, l'émission stimulée nécessite la présence d'un photon d'énergie ΔE et de fréquence ν_{21} . Ce photon sera

en effet dupliqué : on obtient à l'issue du processus deux photons parfaitement similaires en terme d'énergie, fréquence, direction de propagation. . .

1.2 Les «ingrédients» du laser

Un laser, quelle que soit sa nature, peut être vu comme un oscillateur dans le domaine optique : à partir d'un signal de bruit, il doit être capable de générer un signal «sinusoïdal» à une fréquence de l'ordre de la centaine de téra-hertz (10^{14} Hz) [124–126].

Par analogie avec les oscillateurs électroniques, il est donc possible de lister les fonctions nécessaires à la réalisation d'un laser : un signal incohérent (de bruit) à amplifier, un système amplificateur ainsi qu'une boucle de contre-réaction visant à choisir la fréquence de fonctionnement.

Appliquées au laser, ces fonctions se déclinent sous la forme suivante :

- le signal de bruit à amplifier est constitué des **photons créés par le phénomène d'émission spontanée** au sein du milieu ou par **effet non linéaire** (cas des lasers Brillouin, Raman, paramétrique. . .),
- le système amplificateur se décompose en deux parties :
 1. **un milieu amplificateur** permettant de multiplier le nombre de photons grâce au phénomène d'*émission stimulée*,
 2. **un processus de pompage** permettant d'amener les atomes du niveau fondamental sur le niveau d'énergie excité,
- la boucle de contre-réaction est ici la **cavité résonnante** du laser, généralement constituée de miroirs. Ceux-ci permettent de ré-introduire le faisceau lumineux dans l'amplificateur et de réaliser une sélection spectrale des fréquences pouvant être générées : seules les fréquences présentant un retour en phase après un aller retour dans la cavité seront sélectionnées.

Ce principe est illustré sur la figure 1.3.

1.2.1 Milieu amplificateur

Comme nous venons de le voir, un laser nécessite un milieu amplificateur pour fonctionner. Différents types de milieu peuvent être utilisés :

- un matériau massif, comme un cristal de YAG²,
- un gaz, comme l'Hélium et le Néon,
- un matériau à base de semi-conducteurs, et principalement des matériaux III-V.

En effet, nous n'avons besoin pour élaborer un laser que de connaître les différents états d'énergie associés aux matériaux utilisés. Chaque niveau d'énergie E_i peut en effet être caractérisé par :

²pour Yttrium Aluminium Garnet

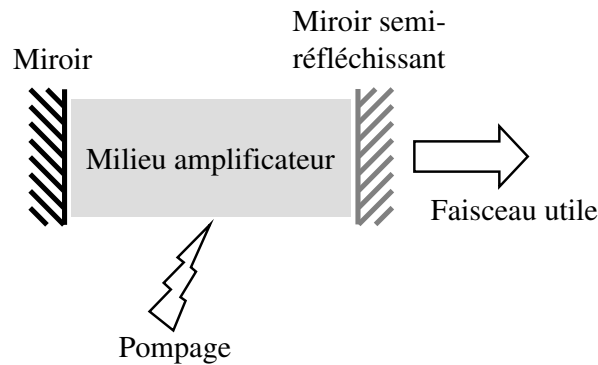


FIG. 1.3 – Principe de fonctionnement d'un laser.

- son **énergie** E_i ,
- sa **dégénérescence** g_i . Ce paramètre indique que le niveau considéré peut être vu comme un ensemble de g_i sous-niveaux de même énergie,
- sa **densité de population** N_i . Elle correspond au nombre d'atomes possédant l'énergie E_i par unité de volume, appelée plus simplement la population du niveau i ,
- sa **durée de vie** τ_i . Ce temps traduit la durée pendant laquelle un atome reste sur ce niveau avant de le quitter par émission spontanée : si à $t = 0$, le niveau i d'énergie est peuplé par $N_i(0)$ atomes, alors à $t > 0$, il sera peuplé par $N_i(t) = N_i(0) e^{-t/\tau_i}$.
Notons qu'à ce temps de vie est associé un **taux de relaxation** $\gamma_i = 1/\tau_i$.

Enfin, notons que dans un système à deux niveaux, à l'équilibre thermodynamique, les populations des niveaux 1 et 2 sont données par les formules du système (1-2) suivant :

$$N_1 \propto g_1 e^{-E_1/k_B T} \quad (1-2a)$$

$$N_2 \propto g_2 e^{-E_2/k_B T} \quad (1-2b)$$

où k_B et T sont respectivement la constante de Boltzmann et la température absolue.

Ce système permet donc d'écrire la relation :

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-(E_2 - E_1)/k_B T} \quad (1-3)$$

qui montre qu'à l'équilibre, dans un système à deux niveaux, le niveau fondamental 1 est plus peuplé que le niveau excité 2^{3,4}.

Cela montre donc la nécessité du pompage pour réaliser l'inversion de population nécessaire à la réalisation d'un laser.

³Pour un système à deux niveaux : $g_1 = g_2 = 1$ et $\frac{E_2 - E_1}{k_B T} > 0$
d'où $\frac{N_2}{N_1} < 1$ soit $N_1 > N_2$.

⁴Ce qui explique également le terme d'*inversion de population* quand le niveau excité est plus peuplé que le niveau fondamental.

1.2.2 Processus de pompage

Comme nous l'avons vu précédemment, l'amplification laser par émission stimulée n'est possible que si des atomes sont présents sur le niveau excité 2 et ce en nombre supérieur au niveau fondamental 1, c'est-à-dire si l'inversion de population est réalisée. Il est donc nécessaire de «monter» les électrons sur le niveau 2 par apport d'énergie au milieu : cela est réalisé par le processus de pompage. Ce processus peut-être réalisé optiquement ou électriquement :

- **optiquement** : en pratique, ce processus est utilisé pour réaliser l'inversion de population dans un laser à trois ou quatre niveaux. Dans ce dernier cas, on éclaire le milieu actif par un faisceau de photons de pompe d'énergie $h\nu_{41}$ qui vont être absorbés par le milieu, entraînant le peuplement du niveau excité 4. Les atomes de ce niveau vont se désexciter naturellement vers le niveau 3 (par une transition non radiative). La transition laser va avoir lieu entre les niveaux 3 et 2 (les photons laser ont donc chacun une énergie $h\nu_{32}$) ; les atomes du niveau 2 se désexcitent alors de manière non radiative vers le niveau fondamental 1. Ce processus est par exemple utilisé pour pomper les lasers à fibre ou les lasers ND :YAG.
- **électriquement** : il s'agit dans ce cas d'injecter des électrons dans le milieu actif. Ce processus de pompage est typiquement utilisé dans les lasers à semi-conducteurs. Dans ce type de lasers, les niveaux d'énergie ne sont généralement plus discrets mais forment un continuum de niveaux caractérisé par les fonctions de *densité d'état*. Le nombre d'électrons par bande d'états d'énergie⁵ est alors caractérisé par la *fonction de Fermi*, aussi appelée *distribution de Fermi-Dirac*. Nous ne détaillerons ici pas plus la physique intrinsèque des matériaux semi-conducteurs. Pour plus d'information, le lecteur pourra par exemple se reporter aux ouvrages d'AGRAWAL [127] ou ROSENCHER [128].

1.2.3 Cavité résonnante

Une cavité résonnante dans un laser sert à ré-injecter le champ électromagnétique dans le milieu amplificateur pour lui faire effectuer de multiples allers-retours permettant ainsi d'amplifier de plus en plus le signal initiateur de bruit, pour finalement évoluer vers une radiation cohérente, du fait de la condition de phase à respecter pour l'onde électromagnétique parcourant un aller-retour.

Nous allons ici décrire différents types de cavités utilisées pour réaliser des lasers.

Laser Fabry-Perot

La géométrie la plus simple de cavité est celle de type Fabry-Perot constituée de deux miroirs placés en vis-à-vis, comme illustré figure 1.4. Dans ce type de structure, le milieu

⁵On parle de la bande de *conduction* et de la bande de *valence*.

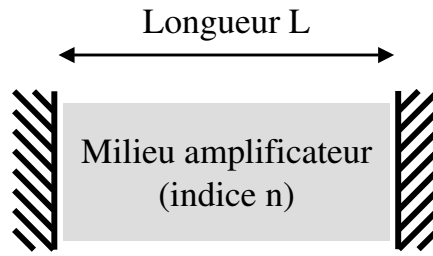


FIG. 1.4 – Schéma de principe d'un laser Fabry-Perot.

amplificateur d'indice optique n est encadré par deux miroirs séparés d'une distance L . Pour pouvoir réaliser l'amplification laser, le champ électromagnétique doit revenir identique à lui-même (c'est-à-dire en phase) après un aller-retour dans la cavité. Nous allons donc décrire l'évolution du champ au cours d'un aller-retour :

- soit $E(\omega)$ le champ électrique au niveau du miroir de gauche,
- après propagation sur une distance L , le champ devient $E_{propagé}(\omega) = E(\omega) e^{i\omega \frac{nL}{c}}$,
- après la réflexion sur le miroir de droite (de réflectivité r_d), le champ s'écrit $E_{propagé}(\omega) = r_d E(\omega) e^{i\omega \frac{nL}{c}}$,
- de la même manière, après propagation sur une distance L en sens inverse et réflexion sur le miroir de gauche, le champ s'écrit $E_{propagé}(\omega) = r_d r_g E(\omega) e^{2i\omega \frac{nL}{c}}$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et $\omega = 2\pi\nu$ est la pulsation optique.

La condition de retour identique à lui-même implique donc :

$$E(\omega) = r_d r_g E(\omega) e^{2i\omega \frac{nL}{c}} \quad (1-4)$$

d'où l'équation suivante, en conservant la partie imaginaire :

$$\omega \frac{2nL}{c} = 2p\pi \text{ avec } p \in \mathbb{N} \quad (1-5)$$

L'équation (1-5) nous permet alors de calculer les fréquences optiques des modes de la cavité, dits *modes longitudinaux* : $\nu_p = \frac{c}{2nL} \times p$ (avec $p \in \mathbb{N}$). L'écart entre deux modes consécutifs, appelé **ISL** pour intervalle spectral libre, est alors :

$$ISL_\nu = \nu_{p+1} - \nu_p = \frac{c}{2nL} \quad (1-6)$$

Notons que cette formule donne l'écart **fréquentiel** entre deux modes consécutifs et non l'écart en longueur d'onde, qui est lui donné par la relation :

$$ISL_\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \times ISL_\nu \quad (1-7a)$$

$$= \frac{\lambda^2}{2nL} \quad (1-7b)$$

Nous allons maintenant tenir compte de la contribution de l'émission spontanée au sein de la cavité, dans le but de mieux décrire le laser. Nous ajoutons pour cela dans la formule (1-4) un terme s représentant l'émission spontanée globale de la cavité [129] :

$$E(\omega) = r_d r_g E(\omega) e^{2i\omega \frac{nL}{c}} + s \quad (1-8a)$$

$$E(\omega) = \frac{s}{1 - r_d r_g e^{2i\omega \frac{nL}{c}}} \quad (1-8b)$$

d'où l'expression :

$$I = |E|^2 = \frac{S}{(1 - r_d r_g)^2 + 4r_d r_g \sin^2\left(\frac{2\pi v n L}{c}\right)} \quad (1-9)$$

avec $S = |s|^2$. Nous retrouvons ici l'expression de la fonction d'Airy [130]. Pour établir maintenant la fonction de transfert du laser, nous utilisons la méthode proposée par STÉPHAN et notamment démontrée à partir des équations de Maxwell par BONDIOU [129] :

- nous n'utilisons plus l'intensité optique mais la **densité spectrale de puissance** y normalisée,
- nous désignons les pertes du système par un terme $e^{-\alpha}$ et le gain par un terme e^{+G} . Notons que α et G dépendent tous les deux de la puissance pour tenir compte d'une possible saturation.

Sous ces conditions, la formule (1-9) s'exprime sous la forme suivante, afin d'obtenir la fonction d'Airy appliquée au laser :

$$y = \frac{S}{(1 - e^{-\alpha+G})^2 + 4e^{-\alpha+G} \sin^2\left(\frac{2\pi v n L}{c}\right)} \quad (1-10)$$

On remarquera que cette expression (1-10) fait apparaître les trois notions fondamentales des lasers : la source de bruit permettant de débiter le phénomène est représentée par le terme S d'émission spontanée, l'amplification par le terme de gain e^{+G} et finalement l'effet de filtrage de la cavité par la forme de fonction d'Airy de la formule.

Laser DBR

Le schéma de principe d'un laser DBR, pour *Distributed Bragg Reflector*, est présenté sur la figure 1.5. Il s'agit d'un laser de type Fabry-Perot dont les miroirs sont en fait réalisés en appliquant une modulation d'indice optique afin de créer des réseaux de Bragg⁶. La réflectivité des réseaux de Bragg photo-inscrits étant plus sélective en longueur d'onde, un laser DBR présentera moins de modes longitudinaux en sortie. Il est à noter que l'expression de l'ISL présentée au paragraphe précédent est toujours valable et qu'elle le sera également pour les deux autres types de lasers présentés par la suite.

⁶Le lecteur pourra consulter l'article d'ERDOGAN [131] traitant ce type de réseaux photo-inscrits dans des fibres optiques, ou encore les références [132-134].

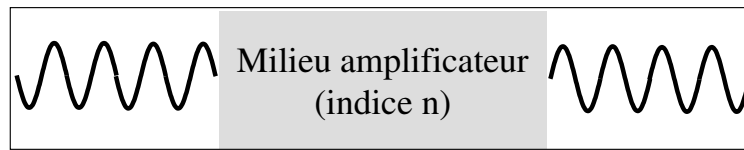


FIG. 1.5 – Schéma de principe d'un laser DBR.

Laser DFB

Dans le cas d'un laser DFB, pour *Distributed FeedBack*, la modulation d'indice optique visant à réaliser des miroirs de Bragg n'est plus effectuée de part et d'autre du milieu amplificateur mais au contraire sur toute la longueur de la zone d'amplification comme on peut le voir figure 1.6. Un laser DFB est généralement bimode (deux fréquences optiques sont émises par le composant), mais peut-être forcé à fonctionner de manière monomode par ajout d'un saut de phase dans la modulation d'indice par exemple [135].

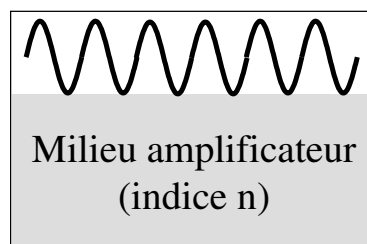


FIG. 1.6 – Schéma de principe d'un laser DFB.

Laser en anneau

Pour un laser en anneau, il n'y a plus besoin de miroirs pour former la cavité résonnante : on utilise dans ce cas une boucle, généralement réalisée à l'aide de fibre optique bien qu'il soit possible de réaliser ce procédé en espace libre. Les effets de cavité et de filtrage peuvent être alors obtenus car il est possible de faire en sorte que le champ électrique revienne identique à lui-même après propagation sur un tour de boucle. Le schéma de principe d'un tel laser est présenté à la figure 1.7. On peut noter que dans le cas général où le champ peut se propager dans les deux sens (présence d'ondes co et contra propagatives), le laser est dit *bidirectionnel* ou à *ondes stationnaires*⁷ alors que dans le cas où un

⁷Les ondes co et contra propagatives vont en effet interférer et réaliser un système présentant des ventres et des nœuds.

seul sens de propagation n'est possible (par ajout d'un isolateur optique dans la boucle), le laser est dit *unidirectionnel* ou à *ondes progressives*.

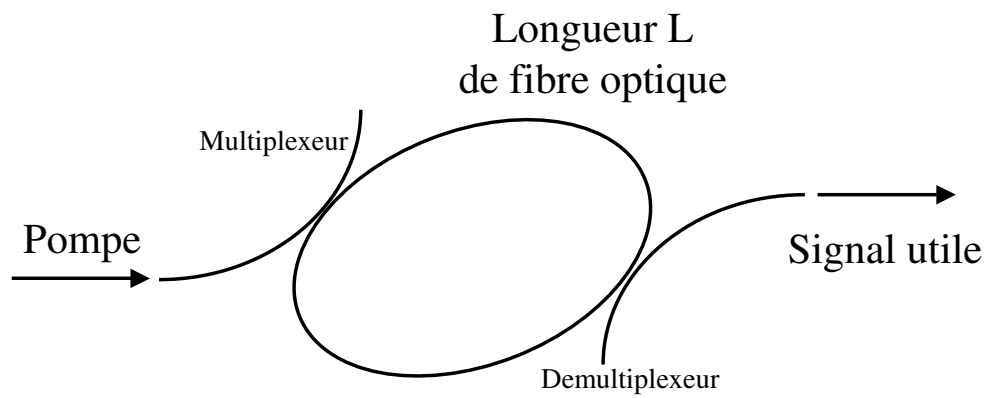


FIG. 1.7 – Schéma de principe d'un laser fibré en anneau.

Après cette introduction générale sur les lasers et leur principe de fonctionnement, nous allons présenter plus en détail dans le chapitre suivant les lasers utilisés au cours de nos travaux de thèse.

Chapitre 2

Caractérisation des lasers utilisés

Ce chapitre a pour but de présenter les caractéristiques des lasers utilisés au cours de ces travaux de thèse. Pour réaliser nos différentes études, nous avons majoritairement utilisé des lasers à semi-conducteurs mais également quelques lasers à fibre. Les fréquences mises en jeu dans la dynamique temporelle des lasers à semi-conducteurs étant élevées, nous ne présenterons ici que des caractérisations statiques de nos lasers.

2.1 Présentation

2.1.1 Source accordable commerciale

Nous disposons au laboratoire d'une source accordable commerciale TUNICS de la société Photonetics. Il s'agit d'une source laser accordable en longueur d'onde dont la tête optique est déportée¹ pour plus de stabilité. Cette source est un laser à semi-conducteurs dont une des facettes a été traitée anti-reflets. La cavité du laser est alors constituée, d'une part, par la facette non traitée et d'autre part par un miroir de Bragg monté sur un support mobile en rotation, comme illustré sur la figure 2.1.



FIG. 2.1 – Principe de fonctionnement de la source Tunics.

¹Cela veut dire que les composants optiques sont géographiquement séparés de l'électronique de commande.

La rotation du réseau permet de sélectionner la longueur d'onde réfléchie dans la cavité et ainsi de choisir celle d'émission du laser. Une translation accompagne la rotation du miroir pour assurer le fonctionnement sur un seul et même mode de cavité externe caractérisé par une faible largeur de raie. Ainsi cette source admet une accordabilité sur une plage allant de 1500 nm à 1580 nm sans sauts de modes, avec une précision de l'ordre du picomètre ($\approx 125\text{ MHz}$), une puissance pouvant aller jusqu'à deux milliwatts (3 dBm) et avec une pleine largeur de raie à mi-hauteur (FWHM) de l'ordre de 130 kHz . Notons qu'il est possible d'appliquer une tension externe permettant d'atteindre une précision de l'ordre du mégahertz ($\approx 8\text{ fm}$). Enfin, ce laser est polarisé rectilignement et fibré avec une fibre à maintien de polarisation de type *Panda*.

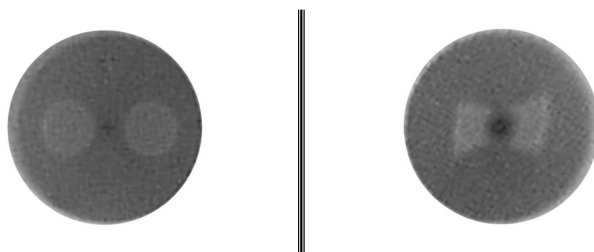


FIG. 2.2 – Extrémités de fibres à maintien de polarisation.
À gauche, fibre de type *Panda* ; à droite, de type *Bowtie*.

L'extrémité d'une telle fibre est visible sur la figure 2.2 à gauche. Sur ces photographies, on voit très nettement dans la gaine la présence de zones de contraintes² non symétriques rendant le guide fortement anisotrope. Cette anisotropie permet de maintenir la polarisation du champ lumineux tout au long de la fibre, du moment où en entrée, la polarisation du champ est bien suivant un des axes propres de la fibre.

2.1.2 Puces laser

Les autres lasers utilisés sont des diodes lasers DFB à semi-conducteurs massifs de type double hétérojonction et ruban enterré, pompés de manière électrique et fournis par Alcatel Optronics³ qui les utilise pour des applications de transmissions bas débits⁴ terrestres. Pour ce faire, ces sources sont habituellement vendues conditionnées en boîtier *butterfly* (cf figure 2.3) regroupant un capteur de température et un élément Peltier pour un contrôle externe en température, une photodiode pour calibrer la puissance émise et un isolateur optique intégré à une optique de reprise permettant d'injecter le signal utile dans une fibre optique monomode dite *fibre amorce*.

²Il s'agit de zones où l'indice optique du milieu est différent.

³Ces lasers sont du type «A 1954 LC».

⁴Typiquement 622 Mbits/s

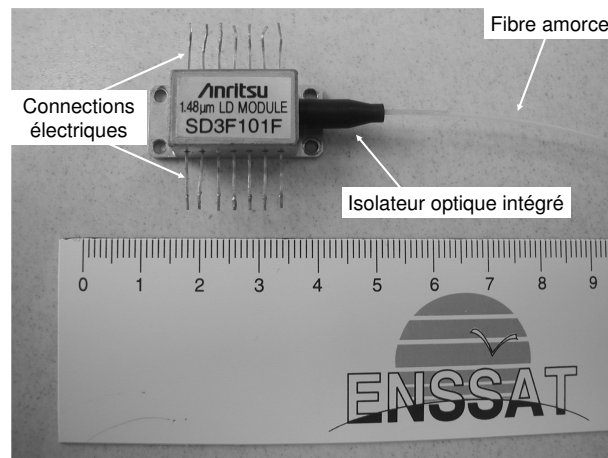


FIG. 2.3 – Photographie d'un boîtier butterfly.
Laser Anritsu émettant à 1,48 μm .

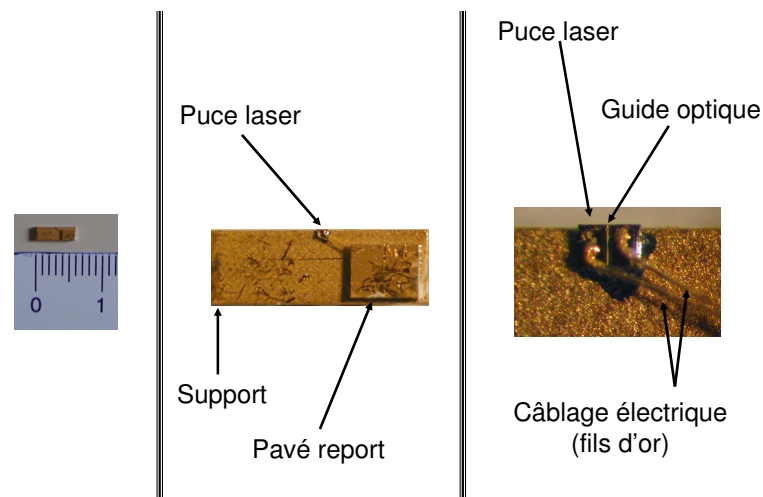


FIG. 2.4 – Photographies d'une puce laser utilisée.
Grossissement de plus en plus important de gauche à droite.

Pour nos études, nous avons opté pour des composants non montés en boîtiers pour les raisons suivantes :

- le besoin d’avoir accès aux deux faces du laser pour certaines expériences,
- le besoin de maintenir la polarisation dès la sortie du laser,
- le besoin de connaître précisément les pertes de couplage laser-fibre afin de quantifier la puissance injectée dans nos lasers lors des expériences d’injection optique,
- enfin, le besoin d’absence d’isolateur optique pour pouvoir réaliser des expériences sans avoir besoin de puissance importante⁵.

Les lasers ressemblent à ceux présentés sur la figure 2.4. La puce laser, soit la jonction INP type p - INGAASP - INP type n, est pour plus de facilité de mise en œuvre reportée sur une embase conductrice en oxyde de béryllium (BeO) de dimensions $6 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$.

La face inférieure de la puce est donc directement en contact avec le support. Le second contact électrique doit s’effectuer par la partie supérieure de la diode laser. C’est le rôle du pavé carré visible sur la photographie 2.4, pavé électriquement isolé du support, et qui est relié à la puce laser grâce à deux fils d’or «soudés» par la technique dite de *ball-bonding*⁶. De plus, l’observation de la diode sur la photographie 2.4 nous permet de voir par transparence le guide optique. Comme le matériau de type p est transparent dans le visible, à l’inverse du matériau de type n, nous pouvons en déduire le fait que le matériau p est au-dessus⁷ : la diode est dite *p-side up*. Cette observation est très utile pour l’alimentation électrique de nos lasers. En effet, la masse étant sur nos montage en-dessous, nous en déduisons qu’il nous faudra appliquer une tension positive à la partie supérieure du laser, soit appliquer une tension positive sur le pavé report carré.

Enfin, l’observation de la puce sur son pavé report nous permet d’estimer la longueur de la zone active (zone d’amplification) de la puce laser. Nous avons retenu pour valeur $L = 200 \mu\text{m}$. La largeur et l’épaisseur de la zone active de la jonction ont quant à elle été estimées à $l \times e = 3 \mu\text{m} \times 0,15 \mu\text{m}$.

2.2 Mise en œuvre

La qualité des expériences réalisées au laboratoire est due au montage adopté pour la mise en œuvre de ces puces lasers. Au cours de nos travaux, nous avons utilisé quatre montages différents : le montage *maître*, le montage *transmetteur*, le montage *récepteur* et enfin le montage *détecteur*. Ces quatre montages sont disposés sur une dalle de marbre montée sur coussins d’air afin de minimiser les vibrations mécaniques, mais également disposés à l’intérieur d’une boîte en bois dont les parois sont recouvertes de mousse afin

⁵En effet, pour injecter une puissance de -20 dBm dans un laser muni d’un isolateur de 70 dB d’isolation, il faut disposer d’une puissance de 30 dBm !

⁶Cette technique consiste à chauffer un fil d’or jusqu’à le faire fondre pour créer une boule de matière qui sera collée sur la partie supérieure de la diode (cf figure 2.4). La machine va ensuite «tirer» le fil d’or jusqu’au pavé report où elle écrasera le fil, créant ainsi la connexion électrique.

⁷Ce qui est confirmé par le fait que le substrat d’un laser à semi-conducteurs est toujours de type n.

de limiter les perturbations acoustiques, thermiques (par courant d'air par exemple) ou lumineuses.

Le montage maître, que l'on peut voir sur la photographie 2.5 est constitué d'un support en cuivre thermiquement régulé⁸, ce qui permet une grande stabilité de la longueur d'onde d'émission laser, d'un câble blindé de type SMA pour l'apport de courant et enfin d'une optique de reprise pour injecter le rayonnement laser dans une fibre optique mono-mode à maintien de polarisation. Cette optique est également à maintien de polarisation et de distance de travail de l'ordre du millimètre. Cette distance de travail impose donc un traitement anti-reflet sur la surface de la première lentille constituant cet élément afin de ne pas perturber le fonctionnement du laser. Enfin, cette optique de reprise intègre un isolateur double étage à maintien de polarisation et de taux d'isolation de 70 dB. Les pertes de couplage obtenues sur ce montage sont typiquement de l'ordre de 5 dB. Le lecteur pourra ici remarquer que ce montage remplit toutes les fonctions du boîtier *butterfly* en y ajoutant le caractère de maintien de la polarisation.

Le montage transmetteur est quant à lui similaire au montage maître. La seule différence réside en l'absence d'isolateur dans l'optique de reprise. Ainsi, nous pouvons injecter un signal externe via la fibre optique du montage et récupérer la réponse du laser injecté par la même voie. L'absence d'isolateur nous permet de réduire les pertes de couplage à environ 3 dB. L'étalonnage de la puissance injectée dans le laser placé sur le montage transmetteur est réalisé suivant la méthode exposée dans le manuscrit de la thèse de BONDIOU [22], et est rappelé à l'annexe A.

Le montage récepteur est quant à lui identique au précédent, aussi nous ne le détaillons pas plus.

Finalement, le montage détecteur, présenté sur la figure 2.6, permet un accès simultané aux deux faces du laser. L'optique de reprise, similaire à celle des autres montages mais avec une distance de travail d'environ trois millimètres, est, dans ce cas, située en face arrière. Elle est également à maintien de polarisation et admet des pertes d'insertion de l'ordre de 13 dB. Les pertes d'insertion en face avant sont plus élevées que pour les montages précédents : entre 20 et 30 dB. Ceci s'explique facilement par le fait que la lentille de focalisation servant à l'injection dans le laser se situe à une distance (variable) d'une trentaine de centimètres. Ces pertes importantes ne sont pas pénalisantes pour les expériences car ce montage est typiquement utilisés pour la détection de faibles puissances optiques.

2.3 Caractéristiques

Nous présentons ici les différentes mesures effectuées pour caractériser les puces lasers décrites précédemment ainsi que les résultats obtenus.

La première mesure consiste en la réalisation de la courbe caractéristique puissance op-

⁸La régulation est effectuée grâce à l'association d'un élément Peltier, d'une thermistance, d'un radiateur et d'un circuit d'asservissement électronique.

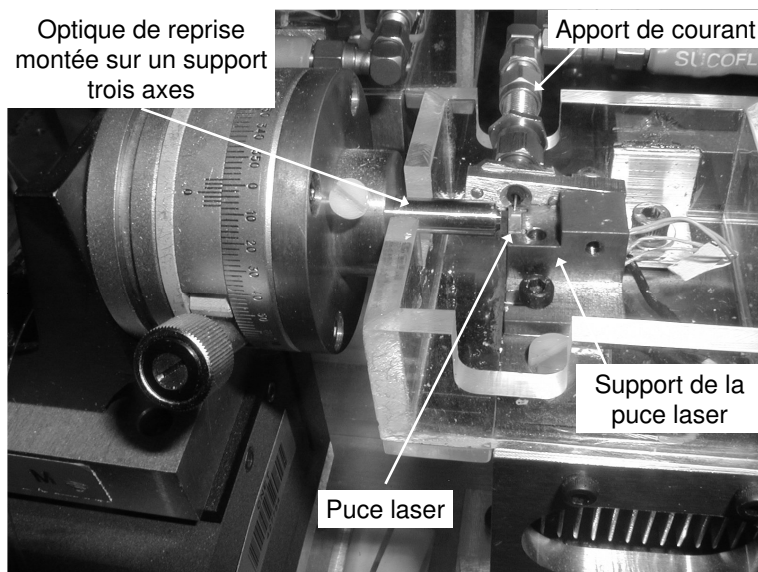


FIG. 2.5 – Photographie du montage maître.

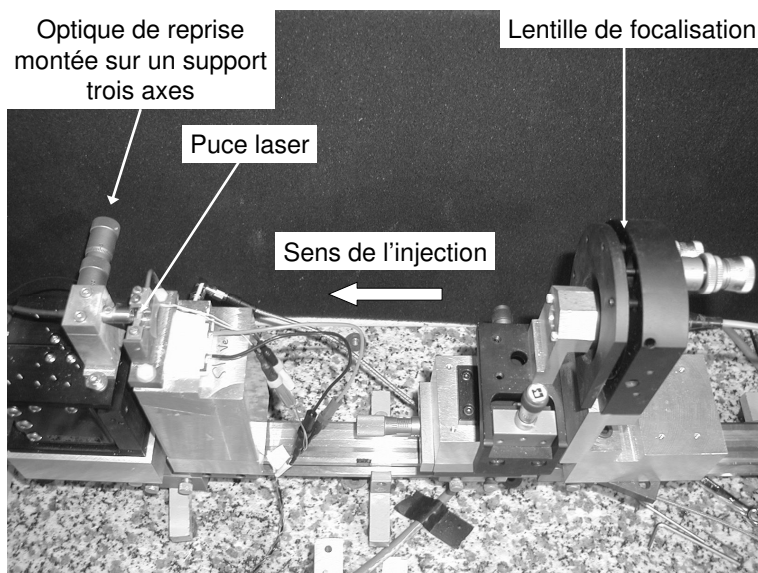


FIG. 2.6 – Photographie du montage détecteur.

tique en fonction du courant d'alimentation, courbe traditionnellement appelé $P(I)$. Cette courbe nous permet de déduire le courant de seuil du laser ainsi que son efficacité⁹. Pour tous les lasers étudiés, le courant de seuil varie entre 9 mA et 25 mA et l'efficacité entre 1 $\mu\text{W}/\text{mA}$ et 6 $\mu\text{W}/\text{mA}$. Un exemple de telle courbe est montré sur la figure 2.7 (à gauche). Les puissances maximales obtenues sont de l'ordre de 3 mW.

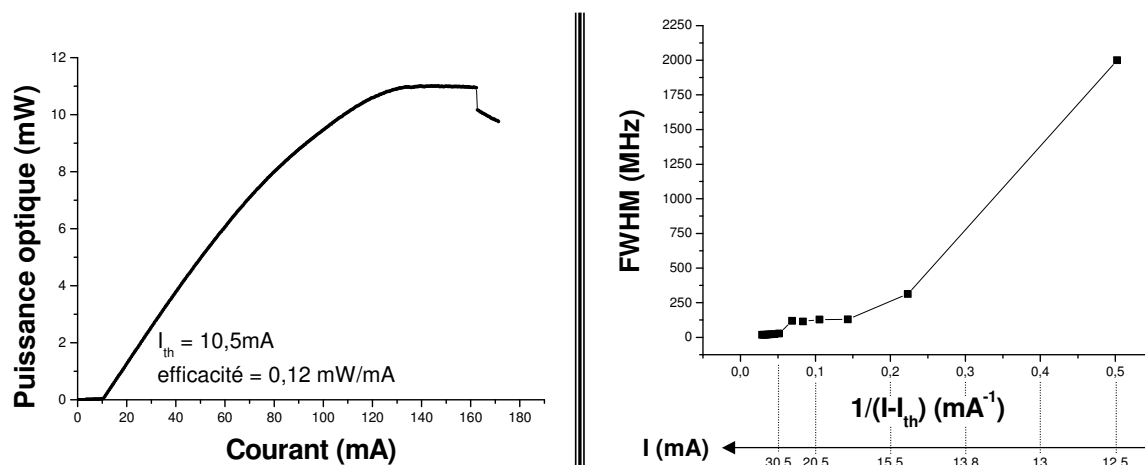


FIG. 2.7 – Caractéristiques en puissance optique et largeur de raie d'une puce laser en fonction du courant de polarisation.

Les mesures de largeur de raie sont réalisées soit avec un analyseur Fabry-Perot, soit avec un auto-hétérodyneur.

Dans le même temps, la figure 2.7 (à droite) montre l'évolution, en fonction de l'inverse du courant, de la largeur de raie à mi-hauteur (FWHM). Celle-ci diminue avec le courant pour passer de 2 GHz à environ 20 MHz¹⁰ : le laser devient de plus en plus cohérent. Notons que pour de forts courants de pompage électrique, la puissance optique peut saturer, voire diminuer, alors que la largeur de raie, après s'être stabilisée, aura tendance à ré-augmenter. Ces effets sont des conséquences de phénomènes thermiques¹¹ comme a pu le montrer GABET dans sa thèse [23].

La figure 2.8 montre le spectre optique d'un de nos lasers mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre optique de résolution 0,07 nm. Cette figure permet de mettre en évidence l'évolution du rapport de suppression de mode SMSR. Celui-ci augmente avec le courant pour passer de 9 dB à 44 dB, rendant le laser de plus en plus monomode¹² : plus les éner-

⁹Il s'agit de la pente de la partie linéaire de la caractéristique.

¹⁰En première approximation, la largeur de raie évolue au-dessus du seuil suivant la relation :

$$FWHM \propto \frac{1}{I - I_{th}}$$

¹¹L'augmentation de la température dans la structure a pour conséquence une augmentation de la valeur du courant de seuil du laser. Celui-ci se retrouve donc polarisé plus proche de son seuil ce qui a pour conséquence une puissance émise plus faible et une largeur de raie plus grande.

¹²On considère généralement qu'un laser est monomode longitudinalement si le SMSR est supérieur à 30 dB.

gies mises en jeu sont importantes et plus le mode dominant «écrase» par compétition les autres fréquences résonnantes de la cavité.

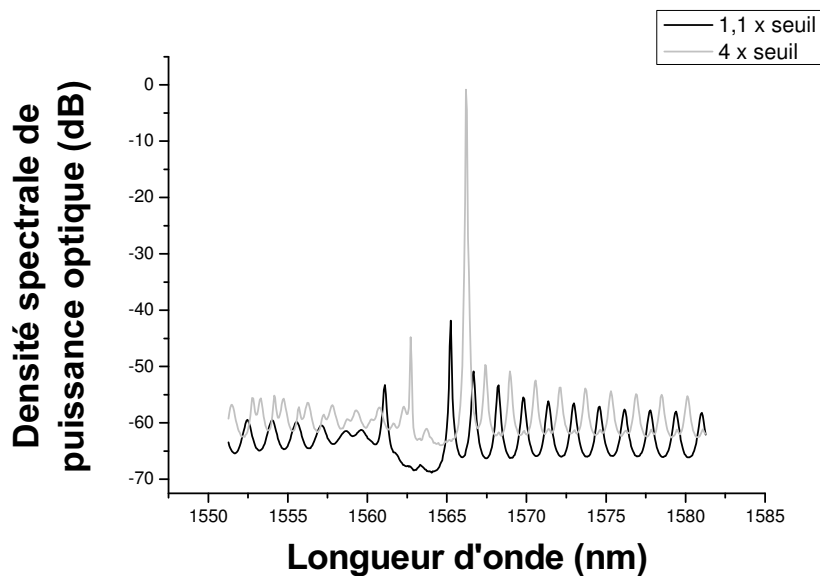


FIG. 2.8 – Spectres optiques d'une puce laser pour différents courants de polarisation.

Notons également que cette figure 2.8 montre la dérive en longueur d'onde avec le courant de polarisation. Cette dérive vaut typiquement $-1 \text{ GHz}/\text{mA}$ pour nos lasers¹³. De même, la dérive en longueur d'onde de nos diodes avec la température est de l'ordre de $+10 \text{ GHz}/\text{K}$. Ces deux valeurs nous seront par la suite utiles lors d'expériences nécessitant d'accorder en longueur d'onde deux diodes lasers à semi-conducteurs : l'accord «grossier» sera réalisé grâce à la température puis l'accord «fin» grâce au courant de polarisation. Enfin, le spectre optique présenté ici nous permet de mesurer l'ISL de la cavité laser. Il vaut $1,6 \text{ nm}$, ce qui nous permet grâce à la formule (1-7b) d'estimer l'indice optique de la zone active du laser :

$$n = \frac{\lambda^2}{2L \times ISL_\lambda} \quad (2-1a)$$

$$= 3,8 \quad (2-1b)$$

Nous avons également caractérisé nos lasers à semi-conducteurs en terme de bruit d'intensité relatif (RIN) avec l'aide d'un banc de mesure réalisé par Julien POËTTE dans le cadre de sa thèse [136]. Un exemple de courbe de RIN est présenté sur la figure 2.9.

¹³Dans l'exemple présenté ici, elle vaut $-1,8 \text{ GHz}/\text{mA}$.

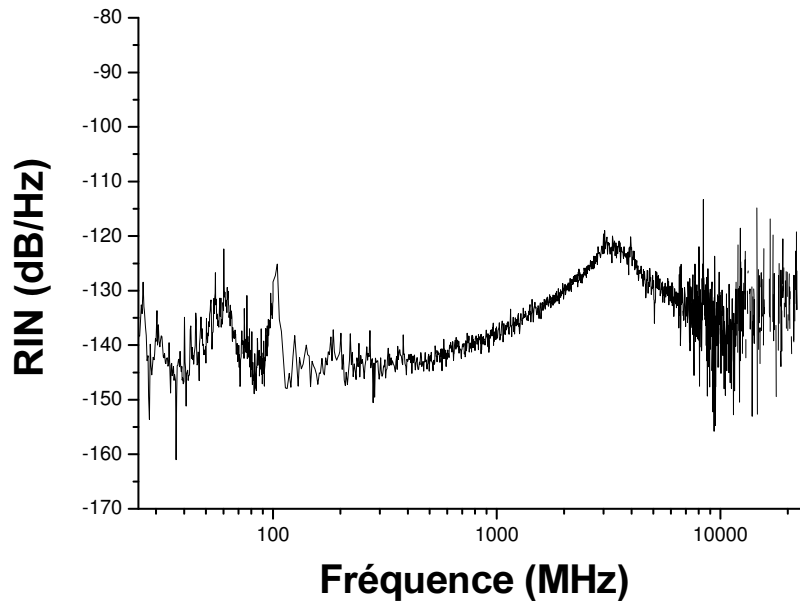


FIG. 2.9 – Exemple de courbe de RIN d'un laser à semi-conducteurs.
 Courbe obtenue pour un courant de polarisation de 1,6 fois le courant de seuil.

La courbe montre l'évolution typique de ce bruit propre au laser : un plancher en basse fréquence puis une remontée de bruit autour de la fréquence de relaxation du laser. Analytiquement, POËTTE a montré que pour des lasers à 2, 3 ou 4 niveaux, l'expression du RIN peut se mettre sous la forme présentée à l'équation (2-2), où ω est la pulsation électrique, ω_R est la pulsation de relaxation et $\Gamma_R = 1/\tau_R$ le taux de relaxation. Enfin, A et B sont des constantes mettant en jeu différents termes de la physique intrinsèque à la nature du laser utilisé et que nous ne détaillerons pas ici ¹⁴.

$$RIN(\omega)|_{[dB/Hz]} = 10 \log \left[\frac{A + B\omega^2}{(\omega^2 - (\omega_R^2 + \Gamma_R^2))^2 + 4\omega^2\Gamma_R^2} \right] \quad (2-2)$$

Nous remarquerons juste que la valeur A a une influence directe sur la hauteur du plancher de bruit basse fréquence et que la valeur B influe sur la valeur de la décroissance en haute fréquence, après le pic de relaxation. Comme on peut le voir sur l'exemple, nos lasers admettent un plancher de bruit autour de -142 dB/Hz et une remontée autour de la relaxation à -122 dB/Hz pour un taux de pompage r ¹⁵ de 1,6.

Notons également que le maximum de la courbe de bruit n'est pas situé à la valeur de la pulsation de relaxation, mais à la valeur : $\omega = \sqrt{\omega_R^2 + \Gamma_R^2}$.

¹⁴De plus amples informations sont disponibles dans la thèse de Julien POËTTE [136].

¹⁵Le taux de pompage est défini par : $r = \frac{I}{I_{th}}$, où I_{th} est le courant de seuil.

Cependant, l'interpolation d'une courbe telle que celle présentée figure 2.9 par la fonction (2-2) nous permet de déterminer les valeurs des paramètres A , B , ω_R et Γ_R . Dans le cas présent :

- $A = (6,98 \pm 0,29) \times 10^{+26} s^5$
- $B = (5,57 \pm 0,14) \times 10^{+7} s^7$
- $f_R = 3,27 GHz \pm 14,9 MHz$
- $\Gamma_R = (4,77 \pm 0,13) ns^{-1}$ ce qui correspond à $\Gamma_R = (4,77 \pm 0,13) GHz$, pour une comparaison plus aisée avec la valeur de la fréquence de relaxation.

Ce type d'étude, effectuée pour différents courants de polarisation de la diode laser, nous permet donc de connaître les évolutions de la fréquence de relaxation et de l'amortissement avec le courant. Un exemple de telles évolutions est présenté figure 2.10.

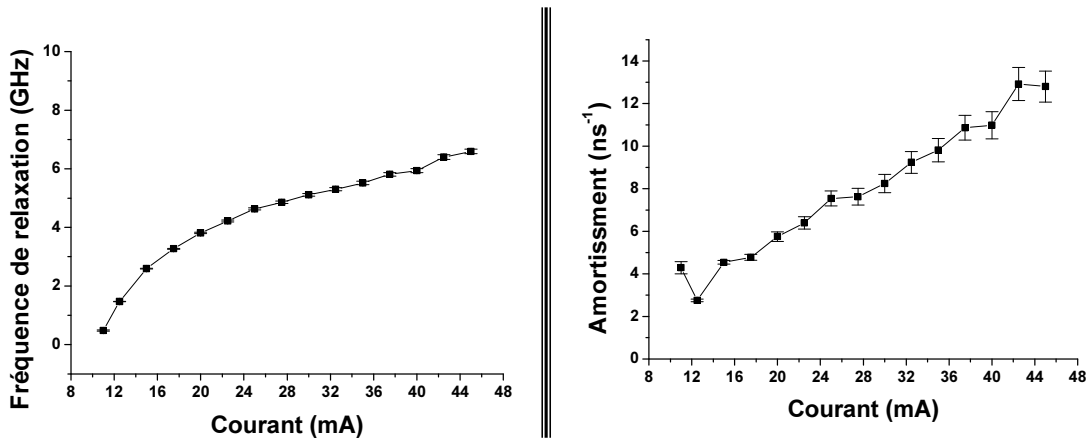


FIG. 2.10 – Fréquence de relaxation et amortissement d'une puce laser en fonction du courant.

Sur nos lasers, les fréquences de relaxation varient donc typiquement de 500 MHz près du seuil jusqu'à 7 GHz à 4,4 fois celui-ci pendant que l'amortissement varie entre $2,5 ns^{-1}$ et $13 ns^{-1}$, valeurs plutôt courantes pour des lasers à semi-conducteurs.

Nous avons ici présenté les différentes caractérisations effectuées sur nos puces lasers à semi-conducteurs. En plus des mesures traditionnelles (P(I), spectre optique et FWHM), nous avons caractérisé nos composants en terme de fréquence de relaxation et d'amortissement, mesures obtenues à partir de l'étude du RIN.

Toutes ces informations nous seront précieuses pour mener à bien les simulations numériques, comme nous allons le voir au chapitre suivant.

Chapitre 3

Simulations numériques d'un laser à semi-conducteurs DFB

Nous présentons dans ce chapitre différentes simulations numériques réalisées¹ pour modéliser le comportement de nos puces lasers à semi-conducteurs. Nous aborderons dans un premier temps la modélisation générale d'un laser à semi-conducteurs avant de nous intéresser plus particulièrement à deux puces utilisées au cours des travaux d'injection optique que nous présenterons par la suite.

3.1 Système d'équations utilisé

Pour décrire le comportement d'un laser à semi-conducteurs, il suffit de connaître le comportement du champ électrique complexe E ainsi que le comportement de la densité de porteurs N . Pour cela, nous allons utiliser le système d'équations différentielles proposé par AGRAWAL [137] et largement commenté dans la littérature :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} \left[\Gamma_C G \frac{c}{n} \frac{N - N_t}{1 + \epsilon_c I} - \frac{1}{\tau_p} \right] E + \frac{i\alpha_H}{2} \left[\Gamma_C G \frac{c}{n} (N - N_t) - \frac{1}{\tau_p} \right] E + F_E(t) \quad (3-1a)$$

$$\frac{dN}{dt} = J - \frac{N}{\tau_e} - G \frac{c}{n} \frac{N - N_t}{1 + \epsilon_c I} I + F_N(t) \quad (3-1b)$$

Dans ce système (3-1) :

- Γ_C est le facteur de confinement du champ (sans dimension),
- G est le coefficient de gain (m^2),
- c est la vitesse de la lumière dans le vide ($m.s^{-1}$),
- n est l'indice optique de la zone active (sans dimension),
- N est la densité de porteurs (m^{-3}),
- N_t est la densité de porteurs à la transparence (m^{-3}),

¹Notons que toutes les simulations numériques présentées dans ce manuscrit ont été réalisées grâce à des programmes développés en C++ et compilés avec le logiciel ABSOFT PRO FORTRAN.

- ε_c est le facteur de compression de gain (sans dimension),
- I est l'intensité optique² ($W.m^{-2}$),
- τ_p est le temps de vie du photon (s),
- α_H est le facteur de couplage phase-amplitude (sans dimension)³,
- J est la densité de courant de polarisation de la diode ($A.C^{-1}.m^{-3} = m^{-3}.s^{-1}$),
- τ_e est le temps de vie des porteurs (s).

Enfin, $F_E(t)$ et $F_N(t)$ sont des termes de type force de Langevin permettant de prendre en compte le bruit d'émission spontanée.

Historiquement, ce sont les travaux de LANGEVIN lui-même, au début du XIX^e siècle, qui amèneront à l'introduction des forces du même nom dans les équations cinétiques d'une particule plongée dans un milieu liquide et permettant par cette méthode de décrire le mouvement brownien de la-dite particule. Dans le domaine optique, c'est HAUG [140] qui appliquera ces forces aux lasers à semi-conducteurs dès 1969. Plus récemment, MARCUSE [141, 142] proposa un modèle très proche de celui encore utilisé actuellement.

Dans le cadre de la physique des lasers, les forces $F_i(t)$ utilisées sont décrites par leurs différents moments :

- la valeur moyenne est nulle : $\langle F_i(t) \rangle = 0$
- les moments du second ordre permettent de décrire complètement les forces en introduisant les *coefficients de diffusion* : $\langle F_i(t) F_j(t') \rangle = 2D_{ij}\delta(t - t')$

Par la suite, nous utiliserons le système d'équations normalisées (3-2). Le détail des calculs permettant le passage du système (3-1) au système (3-2) est disponible à l'annexe B. Notons de plus que ce système est numériquement intégré grâce à la méthode de RUNGE-KUTTA d'ordre 4, avec un intervalle d'intégration de 1 ps.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2\tau_c} \left[g_d \frac{\Delta n + 1/n_{sp}}{1 + \varepsilon_c I} - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] E + \frac{i\alpha_H}{2\tau_c} \left[g_d \left(\Delta n + 1/n_{sp} \right) - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] E + F_E(t) \quad (3-2a)$$

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{1}{\tau_e} \left[j_b - \Delta n - \tau_e G_N \frac{\Delta n + 1/n_{sp}}{1 + \varepsilon_c I} I \right] + F_N(t) \quad (3-2b)$$

Nous négligerons dans la suite le coefficient de compression ε_c , celui-ci n'ayant qu'une faible incidence sur les résultats obtenus.

² $I = |E|^2$

³Il est courant dans la physique des lasers à semi-conducteurs de considérer ce facteur constant [138], même si DOGER et PÉRAUD [139] ont montré sur nos lasers la dépendance de α_H au courant de pompage, notamment grâce à la référence [128].

3.2 Analyse linéaire de la stabilité

3.2.1 Obtention du système réel

Nous allons dans un premier temps réécrire le système (3-2) en introduisant l'intensité et la phase optiques. Pour cela, remarquons tout d'abord que l'expression (3-2a) peut se mettre sous la forme suivante⁴ :

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{2\tau_c} \left[g_d \left(\Delta n + 1/n_{sp} \right) - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] + \frac{i\alpha_H}{2\tau_c} \left[g_d \left(\Delta n + 1/n_{sp} \right) - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] \quad (3-3)$$

De plus, comme le champ électrique complexe s'exprime sous la forme : $E = \sqrt{I} e^{i\omega t}$, où I est l'intensité optique et ω la pulsation du champ, on peut aussi écrire :

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{2I} \frac{dI}{dt} + i \frac{d\omega}{dt} \quad (3-4)$$

Il vient donc directement :

$$\frac{dI}{dt} = \frac{1}{\tau_c} \left[g_d \left(\Delta n + 1/n_{sp} \right) - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] I \quad (3-5a)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\alpha_H}{2\tau_c} \left[g_d \left(\Delta n + 1/n_{sp} \right) - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] \quad (3-5b)$$

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{1}{\tau_e} \left[j_b - \Delta n - \tau_e G_N \left(\Delta n + 1/n_{sp} \right) I \right] \quad (3-5c)$$

Ce système se simplifie⁵ pour donner l'expression du système réel :

$$\frac{dI}{dt} = \frac{1}{\tau_c} g_d \Delta n I \quad (3-6a)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\alpha_H}{2\tau_c} g_d \Delta n \quad (3-6b)$$

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{1}{\tau_e} \left[j_b - \Delta n - \tau_e G_N \left(\Delta n + 1/n_{sp} \right) I \right] \quad (3-6c)$$

3.2.2 Recherche des solutions stationnaires

Nous allons maintenant chercher à annuler les dérivées du système (3-6). Ces solutions stationnaires seront alors notées I_s , ω_s et Δn_s . On obtient :

$$I_s = \frac{n_{sp}}{\tau_e G_N} \times j_b \quad (3-7a)$$

$$\omega_s \equiv \text{constante} \quad (3-7b)$$

$$\Delta n_s = 0 \text{ soit } N = N_{th} \quad (3-7c)$$

Nous retrouvons ici un résultat bien connu de la physique des lasers : pour un laser seul, l'intensité optique est directement proportionnelle au taux de pompage, la pulsation de fonctionnement est une constante et enfin la densité de porteurs est «clampée» (stabilisée) à la valeur de la densité au seuil.

Nous allons maintenant étudier la stabilité de ces solutions.

⁴En omettant le terme de bruit F_E

⁵Pour cela, remarquons que $\frac{1}{n_{sp}} = 1 - \frac{N_t}{N_{th}}$ et, avec la relation $N_{th} = N_t + \frac{1}{\Gamma_c G_N \tau_p}$, on obtient : $\frac{\tau_c}{\tau_p} = \frac{g_d}{n_{sp}}$.

3.2.3 Étude de la stabilité des solutions stationnaires

Nous allons pour cela réaliser une analyse petits-signaux, en posant :

$$I(t) = I_s + \delta I \quad (3-8a)$$

$$\omega(t) = \omega_s + \delta\omega \quad (3-8b)$$

$$\Delta n(t) = \Delta n_s + \delta\Delta n \quad (3-8c)$$

Le système (3-6) implique donc pour δI , $\delta\omega$ et $\delta\Delta n$, le système suivant (sous forme matriciel) :

$$\begin{pmatrix} \dot{\delta I} \\ \dot{\delta\omega} \\ \dot{\delta\Delta n} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \delta I \\ \delta\omega \\ \delta\Delta n \end{pmatrix} \quad (3-9)$$

avec M défini par :

$$M = \begin{pmatrix} \frac{\partial F}{\partial I} & \frac{\partial F}{\partial \omega} & \frac{\partial F}{\partial \Delta n} \\ \frac{\partial G}{\partial I} & \frac{\partial G}{\partial \omega} & \frac{\partial G}{\partial \Delta n} \\ \frac{\partial H}{\partial I} & \frac{\partial H}{\partial \omega} & \frac{\partial H}{\partial \Delta n} \end{pmatrix} \quad (3-10)$$

et où les fonctions F , G et H sont définies par :

$$F = \frac{1}{\tau_c} g_d \Delta n I \quad (3-11a)$$

$$G = \frac{\alpha_H}{2\tau_c} g_d \Delta n \quad (3-11b)$$

$$H = \frac{1}{\tau_e} \left[j_b - \Delta n - \tau_e G_N \left(\Delta n + 1/n_{sp} \right) I \right] \quad (3-11c)$$

Nous en déduisons alors l'expression de la matrice M :

$$M = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \frac{g_d n_{sp} j_b}{\tau_c \tau_e G_N} \\ 0 & 0 & \frac{\alpha_H g_d}{2\tau_c} \\ -\frac{G_N}{n_{sp}} & 0 & -\frac{1}{\tau_e} (1 + n_{sp} j_b) \end{pmatrix} \quad (3-12)$$

En supposant que les variations de δI , $\delta\omega$ et $\delta\Delta n$ sont faibles et mathématiquement de la forme e^{st} [125, 137], on est amené à résoudre l'équation $\det(sI_d - M) = 0$, où I_d est la matrice identité de dimension 3×3 :

$$\begin{vmatrix} s & 0 & -\frac{g_d n_{sp} j_b}{\tau_c \tau_e G_N} \\ 0 & s & -\frac{\alpha_H g_d}{2\tau_c} \\ \frac{G_N}{n_{sp}} & 0 & s + \frac{1}{\tau_e} (1 + n_{sp} j_b) \end{vmatrix} = 0 \quad (3-13)$$

Cette équation admet trois solutions s_1 , s_2 et s_3 définies par les expressions suivantes :

$$s_1 = 0 \quad (3-14a)$$

$$s_2 = -\frac{1}{2\tau_e} (1 + n_{sp}j_b) + i\sqrt{\frac{g_d j_b}{\tau_e \tau_c} - \frac{(1 + n_{sp}j_b)^2}{4\tau_e^2}} \quad (3-14b)$$

$$s_3 = -\frac{1}{2\tau_e} (1 + n_{sp}j_b) - i\sqrt{\frac{g_d j_b}{\tau_e \tau_c} - \frac{(1 + n_{sp}j_b)^2}{4\tau_e^2}} \quad (3-14c)$$

s_2 et s_3 sont donc complexes conjuguées et s'écrivent sous la forme :

$$s_{2,3} = -\Gamma_R \pm i\omega_R \quad (3-15)$$

avec :

$$\Gamma_R = \frac{1}{\tau_e} = \frac{1 + n_{sp}j_b}{2\tau_e} \quad (3-16a)$$

$$\omega_R = \sqrt{\omega_{RO}^2 - \Gamma_R^2} \quad (3-16b)$$

$$\omega_{RO} = \sqrt{\frac{g_d j_b}{\tau_e \tau_c}} \quad (3-16c)$$

Ces solutions s_2 et s_3 nous permettent de mettre en évidence le comportement oscillatoire du système lorsque celui-ci est faiblement perturbé : il s'agit d'oscillations de relaxation amorties.

Nous obtenons donc ici les expressions analytiques de l'amortissement Γ_R et de la pulsation de relaxation ω_R propre au laser et dont nous avons précédemment parlé lors des caractérisations de nos lasers en terme de RIN.

Nous allons maintenant décrire les résultats obtenus numériquement sur les deux puces lasers utilisées lors des expériences d'injection optique. Ces puces sont dénommées B2 et A5 dans le stock dont nous disposons au laboratoire.

3.3 Comparaison avec l'expérience

Nous présentons dans un premier temps dans le tableau 3.1 les valeurs retenues pour les paramètres physiques de nos deux lasers. Dans ce tableau, seule la valeur du facteur de confinement a été arbitrairement fixée : la longueur du laser a été mesurée par observation directe de la diode à la loupe binoculaire. Les dimensions transverses ont été fixées en accord avec les valeurs usuelles utilisées pour ce type de structure. La mesure de la divergence du faisceau sortant de la cavité permet une validation de ces hypothèses. Les autres valeurs sont déduites des caractérisations expérimentales réalisées grâce à la méthode présentée dans l'annexe C.

Les valeurs présentées dans ce tableau font partie des ordres de grandeurs typiques que l'on peut attendre pour des lasers à semi-conducteurs massifs. Nous pouvons faire quelques remarques concernant ces valeurs :

TAB. 3.1 – Valeurs numériques retenues pour les simulations.

	Laser B2	Laser A5
Longueur L	200 μm	
Largeur l	3 μm	
Épaisseur e	0,15 μm	
Volume V	$9 \times 10^{-17} m^3$	
Facteur de confinement Γ_C	5%	
Courant de seuil I_{th}	10,5 mA	23,8 mA
Temps de vie des porteurs τ_e	$181 \pm 14 ps$	$141 \pm 15 ps$
Taux d'émission spontanée n_{sp}	$1,13 \pm 0,12$	$1,02 \pm 0,19$
Densité de porteurs à la transparence N_t	$(1,77 \pm 0,49) \times 10^{+21} m^{-3}$	$(1,1 \pm 3,87) \times 10^{+20} m^{-3}$
Densité de porteurs au seuil N_{th}	$(1,53 \pm 1,38) \times 10^{+22} m^{-3}$	$(5,07 \pm 44,3) \times 10^{+21} m^{-3}$
Temps de vie du photon τ_p	$10 \pm 2,7 ps$	$5 \pm 1,9 ps$
Gain G	$(1,9 \pm 0,4) \times 10^{-18} m^2$	$(1 \pm 0,5) \times 10^{-17} m^2$
Gain différentiel G_N	$(1,5 \pm 0,3) \times 10^{-10} m^3.s^{-1}$	$(8 \pm 3,8) \times 10^{-10} m^3.s^{-1}$
Facteur de couplage phase-amplitude α_H	6,5	5

- pour le laser B2 :
 - concernant l'erreur relative commise sur la détermination du paramètre N_{th} : bien que celle-ci soit importante, elle n'est pas pénalisante pour la réalisation de nos simulations. En effet, les paramètres que nous utilisons sont la densité de porteurs N_t et le taux d'émission spontanée n_{sp} qui eux présentent des erreurs relatives plus faibles (respectivement 27,7% et 10,6%).
- pour le laser A5 :
 - l'erreur commise sur le taux d'émission spontanée n_{sp} est de : 18,6%
 - les erreurs commises sur les densités de porteurs N_{th} et N_t sont quant à elle très élevée (874% et 352% !). Cela provient de limitations expérimentales⁶ rendant les interpolations plus approximatives. Les mesures sont en effet plus dispersées dans le cas du laser A5 que dans le cas du laser B2.

Quand nous simulerons le fonctionnement d'un laser, nous utiliserons donc préférentiellement les valeurs de paramètres du laser B2. Quand cela ne sera pas possible comme dans le cas de la simulation de la synchronisation de chaos, nous garderons bien à l'esprit le caractère très approximatif des valeurs des paramètres utilisés pour le laser A5...

Nous allons maintenant présenter les résultats en termes de puissance émise, d'amortissement et de fréquence de relaxation en fonction du courant de polarisation de nos lasers, que nous comparerons avec les résultats expérimentaux.

⁶Notamment en terme de bande passante...

3.3.1 Laser B2

La figure 3.1 montre, dans un premier temps, la caractéristique puissance optique émise - courant de polarisation du laser B2. Cette figure montre un bon accord quantitatif en terme de courant de seuil et d'efficacité entre l'expérience en noir et la simulation en rouge.

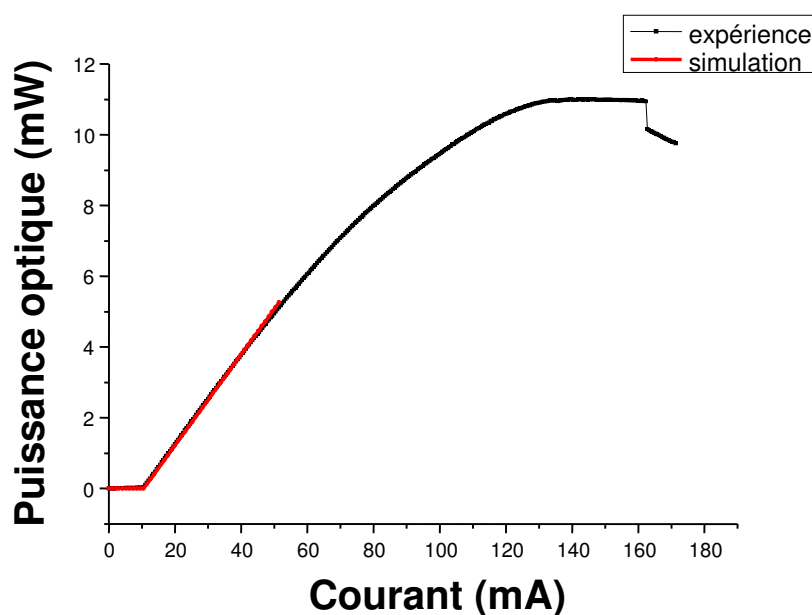


FIG. 3.1 – Caractéristique puissance optique - courant de polarisation du laser B2.

Les figures 3.2 et 3.3 montrent ensuite l'évolution de l'amortissement Γ_R et de la fréquence de relaxation en fonction du courant.

Comme on peut le voir, l'amortissement est bien linéaire avec le courant, tout comme le carré de la fréquence de relaxation. Nous observons une bonne correspondance entre les résultats obtenus par simulation et les résultats expérimentaux.

Pour des courants de polarisation supérieurs à 30 mA (2,85 fois le courant de seuil du laser), nous observons sur la figure 3.3 que les valeurs expérimentales de la fréquence de relaxation du laser B2 ont tendance à se «tasser», c'est-à-dire à ne pas augmenter autant que le prévoit la théorie. Ce phénomène, tout comme la saturation de la puissance optique émise, est lié à la présence d'effets thermiques [23].

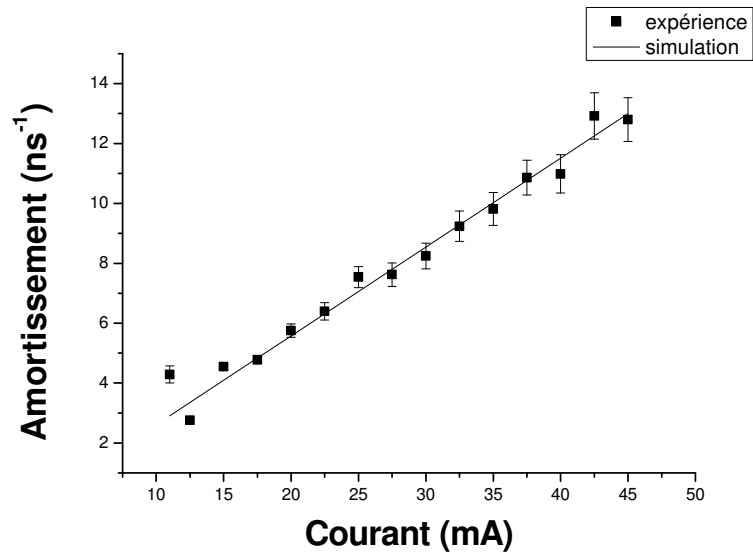


FIG. 3.2 – Amortissement du laser B2 en fonction du courant.

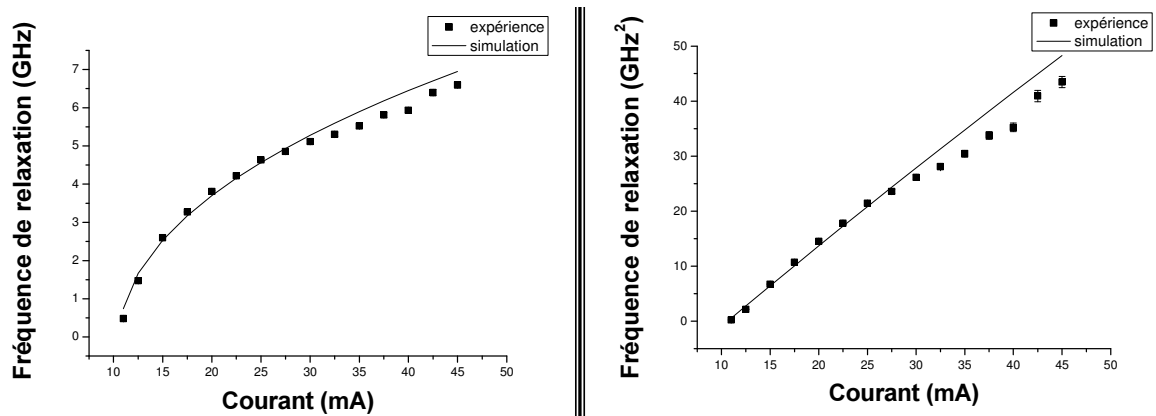


FIG. 3.3 – Fréquence de relaxation en fonction du courant de polarisation pour le laser B2.

À gauche, la fréquence de relaxation ; à droite, son carré.

Rappelons ici que l'amortissement et le carré de la fréquence de relaxation s'expriment par :

$$\Gamma_R = \frac{1}{2\tau_e} + \frac{n_{sp}}{2\tau_e} \times \left(\frac{I}{I_{th}} - 1 \right) \quad (3-17a)$$

$$f_R^2 = \frac{1}{4\pi^2} \left[\frac{g_d}{\tau_e \tau_c} \left(\frac{I}{I_{th}} - 1 \right) - \Gamma_R^2 \right] \quad (3-17b)$$

3.3.2 Laser A5

Les figures 3.4, 3.5 et 3.6 montrent les résultats obtenus pour la simulation du laser A5. Comme dans le cas précédent, nous obtenons une bonne adéquation entre l'expérience et la simulation pour la caractéristique puissance-courant.

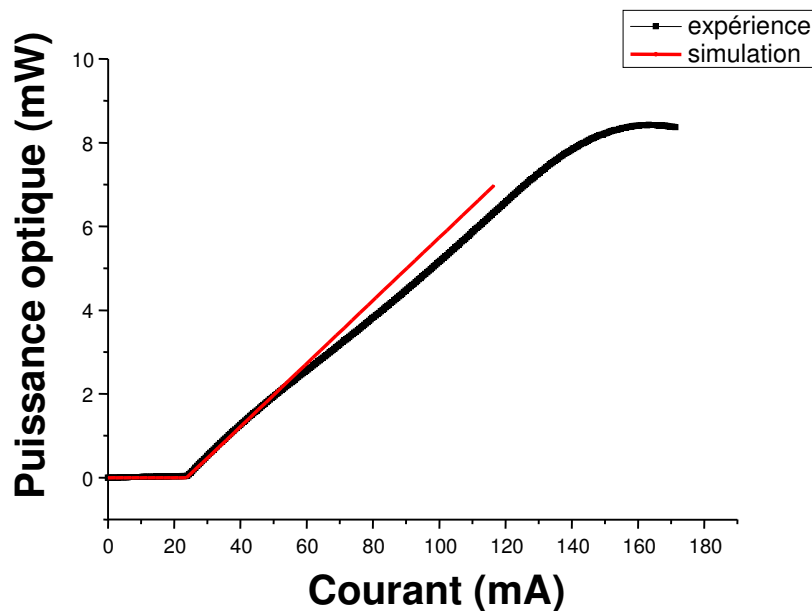


FIG. 3.4 – Caractéristique puissance optique - courant de polarisation du laser A5.

Du point de vue de l'amortissement du laser, nous observons que les mesures expérimentales ne sont pas linéairement réparties, ce qui implique une simulation de moins bonne qualité, comme nous l'avons déjà souligné. Enfin, la simulation de la fréquence de relaxation du laser interpole bien les mesures expérimentales pour de faibles courants de polarisation (jusqu'à 45 à 50 mA, soit 1,9 à 2,1 fois le seuil), avant de s'en éloigner pour de plus forts courants de polarisation.

Nous observons de nouveau, sur la figure 3.6, le «tassement» des valeurs expérimentales de la fréquence de relaxation du laser A5 lié aux effets thermiques, pour des courants

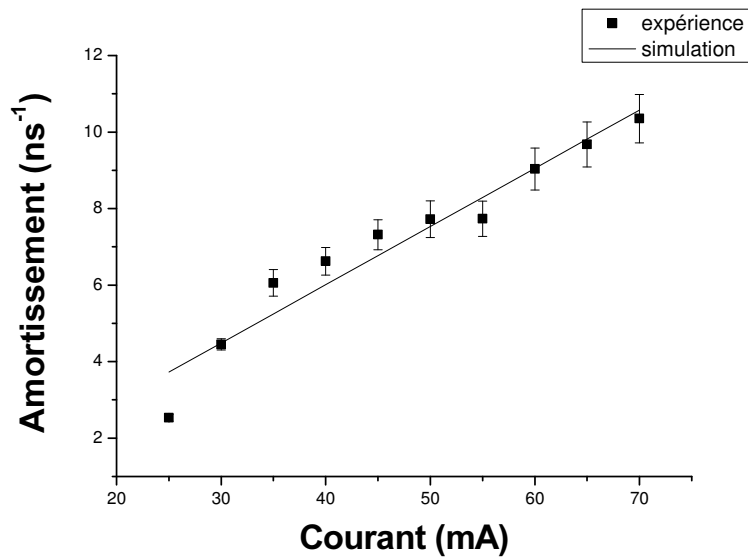


FIG. 3.5 – Amortissement du laser A5 en fonction du courant.

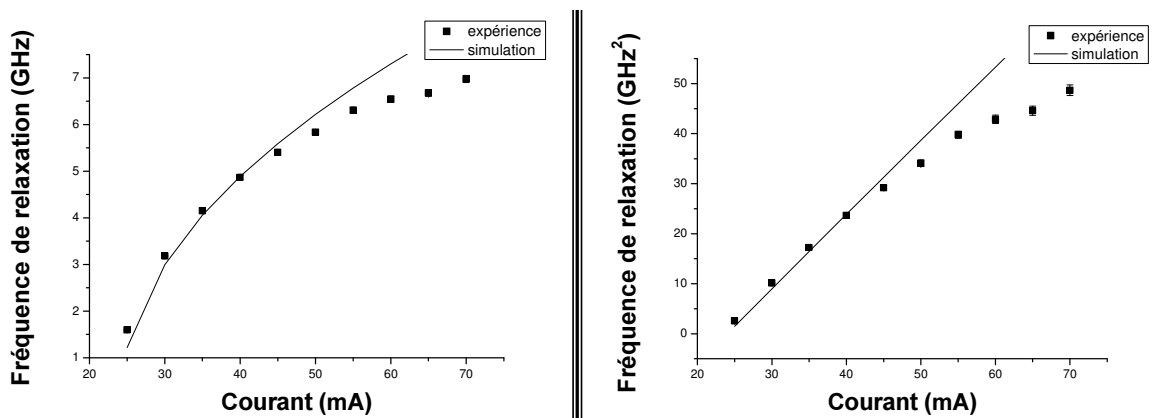


FIG. 3.6 – Fréquence de relaxation en fonction du courant de polarisation pour le laser A5.

À gauche, la fréquence de relaxation ; à droite, son carré.

de polarisation supérieurs à 50 mA (2,1 fois son courant de seuil).

Nous allons maintenant présenter les résultats décrivant le comportement temporel du laser, résultats obtenus avec les valeurs de paramètres du laser B2. Les fréquences mises en jeu dans la dynamique des lasers à semi-conducteurs étant élevées, nous ne pourrions mettre ces résultats en parallèle avec des mesures expérimentales. Cependant, nous pourrions tout de même les comparer à ceux connus pour des lasers ayant des dynamiques plus lentes, comme des lasers à fibre dopée erbium par exemple.

3.4 Réponse à un échelon de courant

Nous étudions ici la réponse du laser à un échelon de courant de pompe.

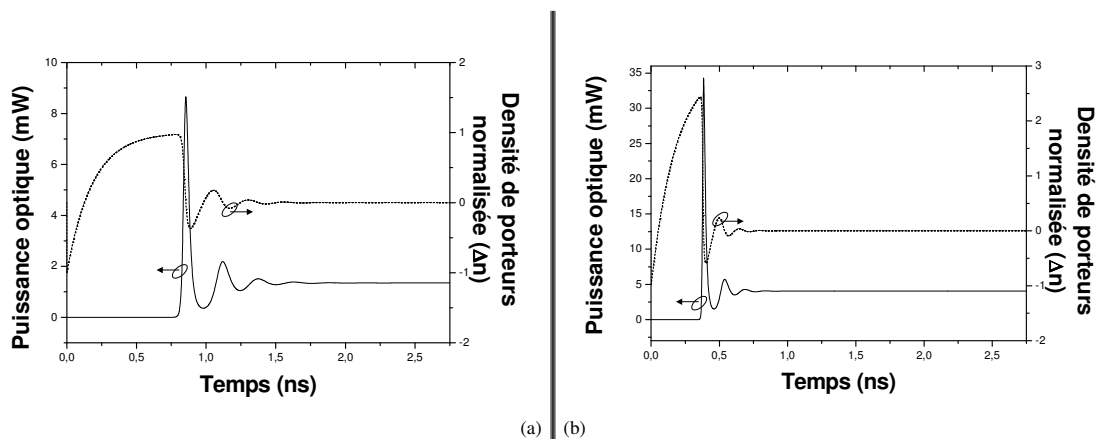


FIG. 3.7 – Simulation numérique du laser B2, évolutions des puissance émise et densité de porteurs.

À gauche, échelon de courant de pompe d'une valeur de $2 \times I_{th}$; à droite, d'une valeur de $4 \times I_{th}$.

La figure 3.7 montre la superposition des évolutions temporelles de la puissance optique émise et de la densité de porteurs pour deux valeurs d'échelon de courant : à gauche, $I = 2 \times I_{th}$ et à droite, $I = 4 \times I_{th}$. Nous pouvons décomposer la réponse du laser en différentes phase :

- pendant le *retard à l'allumage* : la puissance optique émise est nulle. La densité de porteurs augmente à partir de -1 (ce qui correspond à $N(t) = 0$) pour passer au-dessus de la valeur N_{th} du seuil ($\Delta n = 0$),
- la densité de porteurs normalisée étant supérieure à la valeur du seuil (0), la puissance optique émise va augmenter, ce qui a pour conséquence de faire baisser la densité de porteurs. Lorsque celle-ci va repasser sous la valeur 0 , la puissance optique atteint alors son maximum et va donc commencer à diminuer à son tour : on a alors créé une impulsion laser.
- de la même manière que précédemment, la densité de porteurs va augmenter pour

atteindre la valeur du seuil (en oscillant autour de cette valeur et en tendant vers elle). Cela a pour conséquence, d'un point de vue de la puissance émise, d'entraîner également des oscillations amorties : il s'agit des *oscillations de relaxation* du laser⁷.

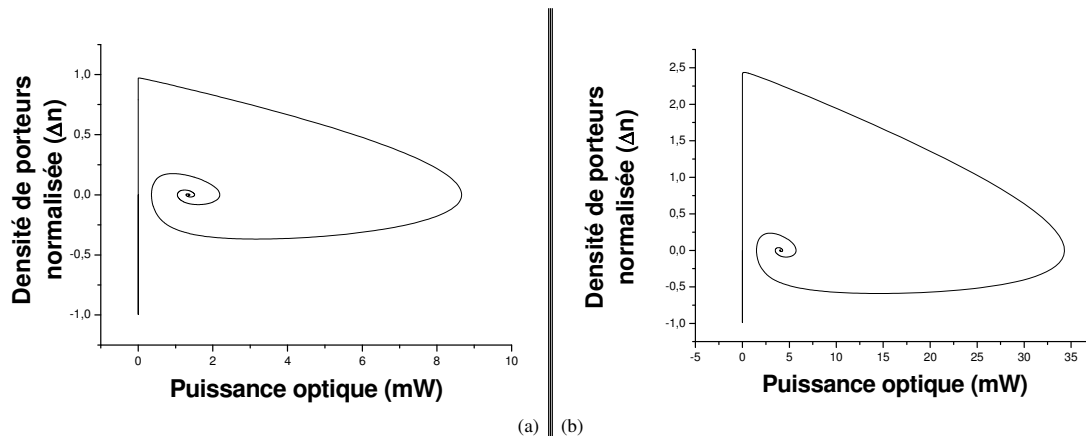


FIG. 3.8 – Simulation numérique du laser B2, densité de porteurs en fonction de la puissance émise.

À gauche, échelon de courant de pompe d'une valeur de $2 \times I_{th}$; à droite, d'une valeur de $4 \times I_{th}$.

La figure 3.8 quant à elle montre l'évolution de la densité de porteurs en fonction de la puissance optique émise. Notons que temporellement, cette courbe se parcourt dans le sens des aiguilles d'une montre. Nous retrouvons ici le comportement du laser mis en évidence précédemment :

- le retard à l'allumage se traduit par le segment vertical débutant en $P = 0$ et $\Delta n = -1$,
- les oscillations du régime transitoire sont ici caractérisées par les «tours» de spirales. Quand la densité de porteurs diminue pendant que la puissance optique augmente puis diminue, il y a émission d'une impulsion laser.

Après cet état transitoire, le laser va tendre vers le point de fonctionnement caractérisé dans le plan $\Delta n = f(P)$ par :

$$P = P_0 \approx 1,8 \text{ mW pour } I = 2 \times I_{th} \quad (3-18a)$$

$$\approx 4,5 \text{ mW pour } I = 4 \times I_{th} \quad (3-18b)$$

$$\Delta n = 0 \quad (3-18c)$$

Ce qui correspond bien à l'état stationnaire caractérisant le laser allumé, comme le montrait déjà la figure 3.7 et comme le prévoyait la théorie.

⁷Il est de coutume d'associer à ces oscillations amorties une fréquence de relaxation f_R et un temps caractéristique de décroissance τ_R . POËTTE a cependant montré dans sa thèse [136] que, pour les lasers à fibres, les valeurs de ces deux paramètres sont différentes des valeurs de la fréquence de relaxation et du temps d'amortissement $\tau_R = 1/\Gamma_R$ propres au laser.

Remarquons qu'il a été montré la possibilité de supprimer les oscillations de relaxation liées à ce type de régime transitoire [143–145].

Nous avons dans ce chapitre posé les bases de nos simulations numériques. Nous avons en effet présenté le système d'équations utilisé pour simuler un laser à semi-conducteurs. Nous avons par la suite défini les valeurs numériques des paramètres utilisés dans nos simulations et montré qu'elles permettaient d'obtenir un bon accord avec les résultats de caractérisation expérimentale.

Enfin, nous avons utilisé le modèle pour avoir accès à la dynamique temporelle de nos lasers à semi-conducteurs, ainsi que pour avoir accès à la densité de porteurs, valeur non mesurable expérimentalement.

Deuxième partie

**Injection optique par un signal
continu**

DANS CETTE PARTIE, nous allons présenter différents résultats portant sur le fonctionnement d'un laser à semi-conducteurs optiquement injecté. Pour cela, nous commencerons par décrire le contexte d'une injection optique ainsi que les différents régimes de fonctionnement observés.

Nous poursuivrons notre investigation du fonctionnement du laser injecté par le tracé de cartographies mettant en évidence ces différents régimes ainsi que la présence de bistabilités pour le laser injecté.

Nous comparerons ces résultats avec ceux obtenus par une étude numérique puis nous réaliserons une analyse de la dynamique temporelle du laser injecté.

Enfin, nous terminerons cette partie en présentant deux cas particuliers de transfert des paramètres du maître vers l'esclave que sont la largeur de raie FWHM et le bruit d'intensité RIN.

Chapitre 4

Introduction à l'injection optique

Le but de ce chapitre est de poser les bases des expériences d'injection optique de nos lasers à semi-conducteurs. Pour cela, nous présenterons dans un premier temps le principe d'une telle injection avant de présenter les différents paramètres de contrôle de ce type d'expérience. Nous finirons par définir les différents régimes de fonctionnement observés pour le laser injecté.

4.1 Principe d'une injection optique

Comme nous l'avons déjà évoqué, une injection optique consiste en un couplage unidirectionnel entre deux lasers : le *maître* dont le rayonnement est envoyé dans la cavité de l'*esclave*. L'unidirectionnalité est assurée grâce à un isolateur optique, comme il est présenté à la figure 4.1, qui permet d'éviter toute perturbation du maître par l'esclave. Sans isolateur optique, il s'agit alors d'une expérience de lasers couplés et non d'injection optique.

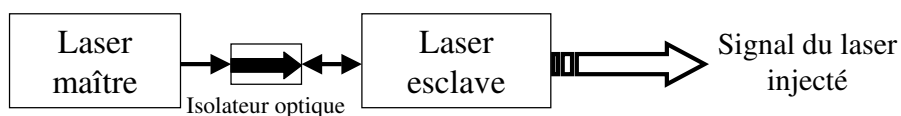


FIG. 4.1 – Principe d'une injection optique.

Nous allons maintenant définir les paramètres de contrôle d'une expérience d'injection optique. Le comportement du laser injecté va en effet dépendre de nombreux paramètres dont les principaux sont :

- la **puissance injectée** P_i par le maître dans la cavité de l'esclave¹,

¹Sauf mention contraire, notre étude se consacrera à des injections optiques quasi-statiques, c'est-à-dire que la puissance injectée est constante au cours du temps.

- le **désaccord** $\Delta\nu$ qui correspond à la différence entre les fréquences optiques ν_M du laser maître et ν_0 de l'esclave libre (sans injection),
- le **taux de pompage** (ou **de polarisation**) $r = \frac{I}{I_{th}}$ du laser esclave.

À ceux-ci, nous pourrions ajouter la largeur de raie $FWHM_M$ du laser maître ou encore les polarisations relatives² entre les deux lasers, les niveaux de bruit respectifs... Nous verrons en effet par la suite l'influence de ces paramètres sur les résultats de nos expériences d'injection optique.

4.2 Régimes de fonctionnement d'un laser injecté

Nous allons commencer par présenter et caractériser les différents régimes observés aux cours de nos expériences d'injection. Pour chaque régime, nous présenterons le spectre optique obtenu à l'analyseur Fabry-Perot d'ISL 135 GHz et de résolution 1,5 GHz, ainsi que le spectre micro-onde correspondant obtenu à l'analyseur de spectre électrique précédé d'un détecteur rapide de bande passante 15 GHz.

4.2.1 Décrochage

Commençons par le régime le plus simple : le décrochage. Dans ce cas, le laser esclave fonctionne de la même manière que s'il n'y avait pas d'injection optique³.

4.2.2 Accrochage total

Les spectres caractéristiques du régime d'accrochage total sont présentés à la figure 4.2. Dans ce régime, l'esclave fonctionne à la même fréquence que le maître (accrochage en fréquence) et présente la même largeur de raie⁴ (accrochage en phase) mais conserve sa puissance émise. C'est donc dans ce régime de fonctionnement qu'il est possible de réaliser un laser fin spectralement et puissant à partir d'un laser large et puissant injecté par un laser fin et peu puissant.

4.2.3 Mélange d'ondes

Dans ces régimes, les spectres optiques présentent une structure multi-pics provenant d'une interaction non-linéaire entre les fréquences maître et esclave. Cette interaction est de type «processus paramétrique», comme le «mélange à quatre ondes» bien connu dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) ou dans les fibres optiques [146–148]. Les fréquences optiques ainsi créées seront régulièrement espacées ce qui se traduira

²Par la suite, nous parlerons d'*injection parallèle* lorsque le maître et l'esclave auront des polarisations colinéaires et d'*injection orthogonale* pour des polarisations croisées.

³La raie laser esclave peut éventuellement être légèrement amplifiée.

⁴Ce qui n'est pas visible sur la figure 4.2 à cause de la résolution de l'analyseur Fabry-Perot mais qui a tout de même été vérifié.

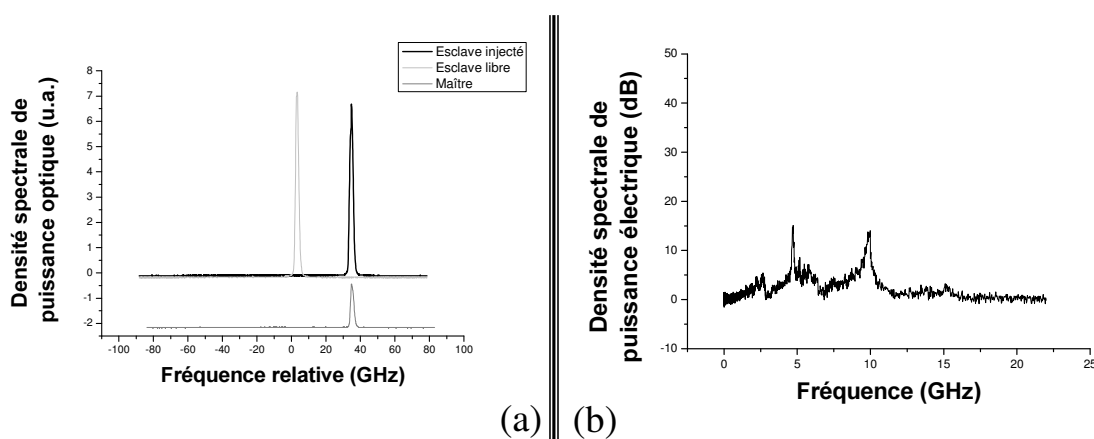


FIG. 4.2 – Spectres caractéristiques du régime d'accrochage total.

(a) : spectre optique ; (b) : spectre micro-onde.

sur le spectre micro-onde par un pic de battement situé à la fréquence correspondant à la valeur de l'écart entre les composantes spectrales.

Mélange d'ondes simple

Un spectre optique typique du mélange d'ondes simple est composé d'au moins trois pics, comme sur la figure 4.3 : un pic central et puissant correspondant à la composante fréquentielle du laser esclave ; un pic latéral peu puissant à la fréquence du laser maître⁵ et un pic symétrique au maître par rapport à l'esclave⁶. Sur l'analyseur de spectre électrique, on observe donc un battement à la valeur du désaccord (au léger décalage près).

Mélange d'ondes double

Ce régime provient du régime de mélange d'ondes simple : au moment du passage dans le régime de mélange double, l'expérimentateur va voir apparaître dans le spectre optique des pics supplémentaires entre chaque composante fréquentielle du mélange simple. Ce doublement de période va fréquemment se traduire à l'analyseur de spectre électrique par l'apparition de pics de battement aux fréquences moitiés de celles déjà présentes, comme présenté à la figure 4.4.

Remarquons donc que la fréquence fondamentale du spectre micro-onde sera donc égale à la moitié de la valeur du désaccord.

⁵En fait, on remarque un léger décalage entre ce pic et la fréquence du laser maître.

⁶Notons que ces deux pics latéraux ne peuvent être des modes secondaires de la cavité car ces derniers sont séparés d' $1,6 \text{ nm}$, soit environ 200 GHz .

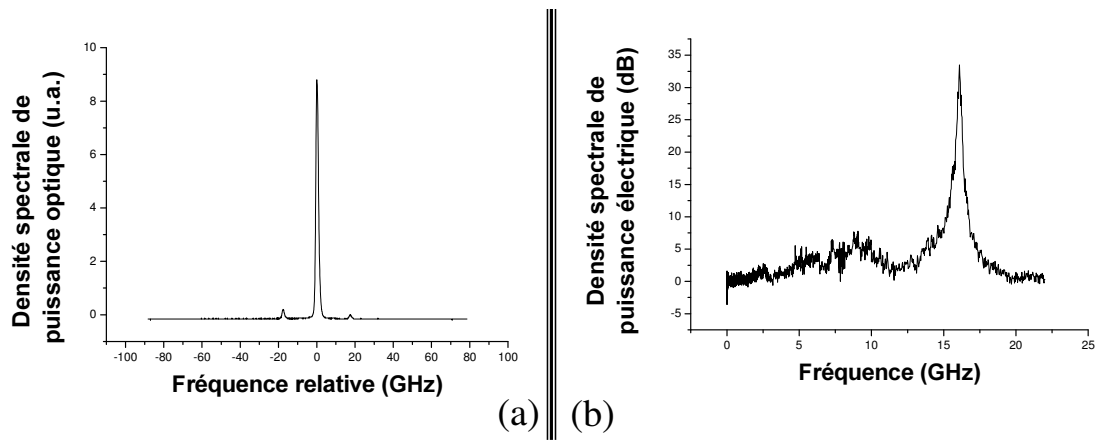


FIG. 4.3 – Spectres caractéristiques du régime de mélange d'ondes simple.

(a) : spectre optique ; (b) : spectre micro-onde.

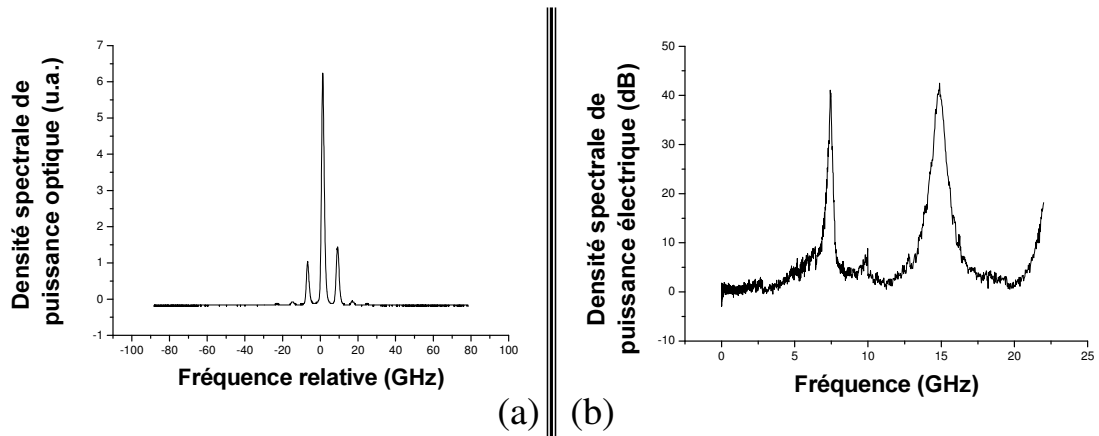


FIG. 4.4 – Spectres caractéristiques du régime de mélange d'ondes double.

(a) : spectre optique ; (b) : spectre micro-onde.

Mélange d'ondes quadruple

Le mélange d'ondes quadruple provient d'un doublement de période du mélange d'ondes double, tout comme celui-ci provient d'un doublement de période du mélange d'ondes simple. Dans le spectre optique, on va donc observer l'apparition de composantes fréquentielles entre celles déjà présentes du mélange double et dans le même temps, on va voir à l'analyseur de spectre électrique l'apparition de pics aux fréquences moitiés de celles déjà existantes.

Dans ce cas, la fréquence fondamentale du spectre micro-onde sera donc au quart du désaccord.

4.2.4 Relaxation

Tant du point de vue du spectre optique que du spectre micro-onde, ce régime ressemble à un fonctionnement de type multi-ondes. Nous observons en effet un spectre optique constitué de plusieurs pics dont un est situé à la fréquence du laser maître, mais dont aucun autre n'est situé à la fréquence du laser esclave libre, comme on peut le voir à la figure 4.5. Le pic de battement visible sur le spectre micro-onde est alors situé à la fréquence correspondant à la valeur de l'écart entre les composantes du spectre optique, valeur qui correspond à la fréquence de relaxation du laser injecté. On parle alors de régime de relaxation non amorti.

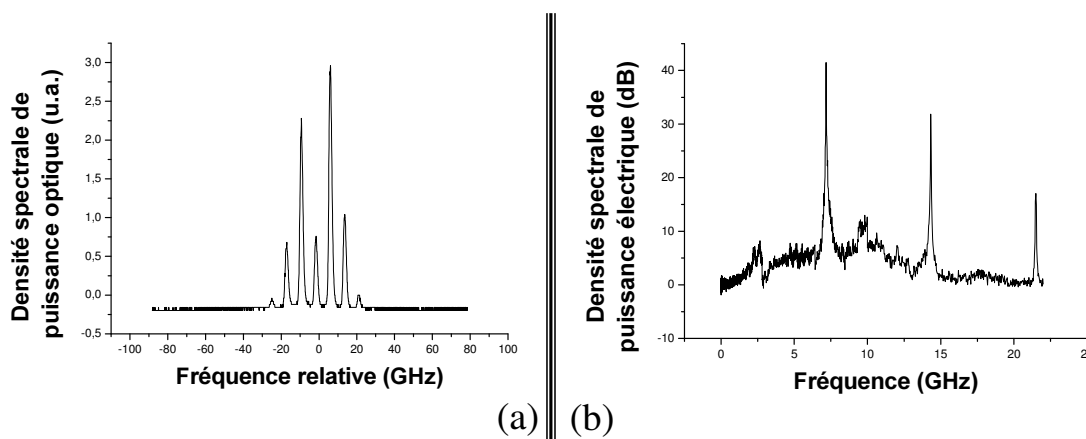


FIG. 4.5 – Spectres caractéristiques du régime de relaxation.

(a) : spectre optique ; (b) : spectre micro-onde.

Quand la fréquence du maître varie, du fait de l'accordabilité de la source TUNICS utilisée, c'est le spectre tout entier de l'esclave injecté qui se translate pour suivre les variations de fréquence du maître. L'écart entre les composantes fréquentielles du spectre optique est alors constant, ce qui est mis en évidence sur la figure 4.6. Cette figure, obtenue pour un taux de pompage du laser esclave de $r = 4$ et pour une injection «*parallèle*», permet éga-

lement clairement de mettre en évidence la différence entre le régime de mélange d'ondes simple et le régime de relaxation⁷.

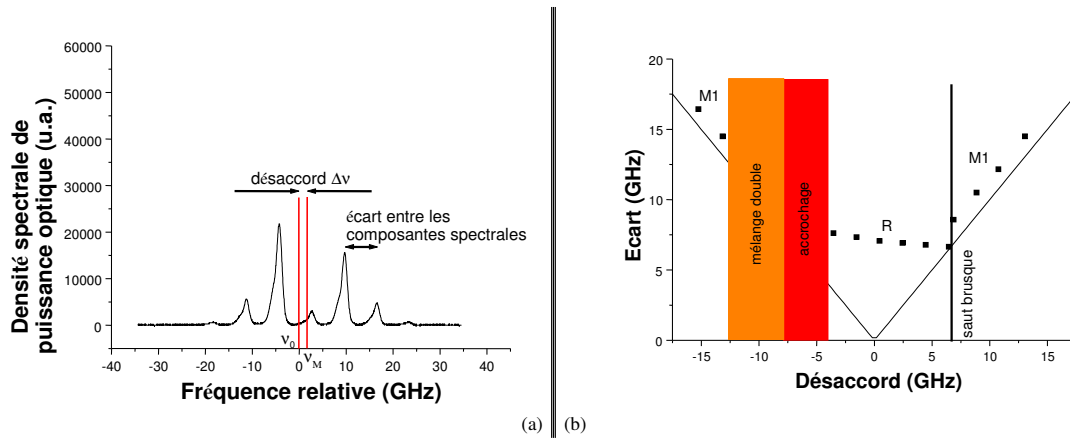


FIG. 4.6 – Discrimination du régime de relaxation et d'un régime de type mélange d'ondes. (a) : exemple de spectre optique du régime de relaxation ; (b) : écart entre les composantes spectrales en fonction du désaccord, pour une puissance injectée constante de -13 dBm.

4.2.5 Chaos

Dans ce cas, les spectres optiques et micro-onde ne présentent plus des fréquences discrètes mais au contraire un continuum de fréquences comme il est présenté sur la figure 4.7. Du fait de ces nombreuses fréquences et de leurs valeurs élevées, ce type de chaos requiert des méthodes plus fines d'analyses. On peut cependant faire ici référence aux travaux théoriques et expérimentaux de KOVANIS [4] sur l'étude de ce type de chaos.

⁷Sur la figure 4.6 :

- l'écart entre les composantes spectrales du régime de mélange double en fonction du désaccord n'a pas été reporté pour plus de simplicité, mais il est clair que le spectre optique présente également dans ce régime une structure multi-pics,
- à l'inverse, dans le régime d'accrochage total, le spectre optique n'est constitué que d'un pic et il n'y a donc pas d'écart à mesurer.

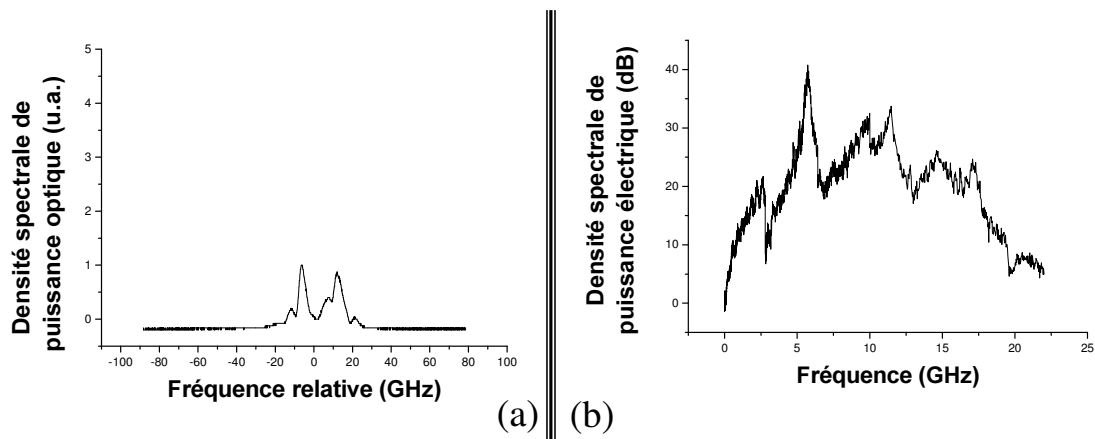


FIG. 4.7 – Spectres caractéristiques du régime de chaos.

(a) : spectre optique ; (b) : spectre micro-onde.

Nous avons dans ce premier chapitre présenté le principe des expériences d'injection optique ainsi que les paramètres de contrôle de ce type d'expérience. Nous avons également défini spectralement les différents régimes de fonctionnement observés pour le laser injecté. Nous allons donc au chapitre suivant présenter des résultats expérimentaux sur le fonctionnement d'un laser à semi-conducteurs optiquement injecté et notamment localiser les différents régimes présentés ici vis-à-vis des valeurs des paramètres de contrôle.

Chapitre 5

Caractérisation via l'injection optique

Le but de ce chapitre est de présenter des caractérisations complémentaires à celles exposées au chapitre 2 et utilisant l'injection optique. Après avoir exposé les modes de caractérisation de paramètres physiques du laser via injection optique, nous étudierons plus particulièrement le phénomène de transfert de largeur de raie du maître vers l'esclave, ce qui nous amènera à présenter une méthode originale de mesure de largeur de raie optique, puis nous nous intéresserons à l'influence de l'injection optique sur le bruit d'intensité relatif (RIN) du laser injecté.

5.1 Paramètres intrinsèques mesurés via injection optique

5.1.1 Fréquence de relaxation

Comme nous l'avons décrit au chapitre précédent, l'injection optique permet d'obtenir un régime de fonctionnement pour lequel les oscillations de relaxation ne sont plus amorties mais au contraire entretenues. Nous pouvons donc mesurer la fréquence de relaxation du laser injecté. Notons cependant qu'il a déjà été montré dans la littérature la modification de la fréquence de relaxation d'un laser optiquement injecté [79, 83].

Par exemple, les mesures obtenues par injection optique et présentées sur la figure 4.6 donnent une fréquence de relaxation d'environ 7 GHz pour un taux de pompage de $r = 4$. D'après la figure 2.10 (cf page 30), la fréquence obtenue via mesure du RIN pour le laser libre, à ce taux de pompage, est de 6 GHz.

5.1.2 Paramètre de couplage phase-amplitude

Il est également possible de déterminer la valeur du paramètre α_H de couplage phase-amplitude par injection optique. L'étude porte alors sur le régime d'accrochage total du laser injecté. Comme nous le verrons au chapitre 6, il est possible de localiser la zone d'accrochage en fonction des paramètres de contrôle de l'expérience d'injection optique. Il a été montré par ADLER [27] ou SPANO [64] que les frontières de cette zone d'accrochage pou-

vaient être déterminées analytiquement¹. Les formules ainsi obtenues permettent alors de déterminer la valeur du facteur de HENRY.

Au cours de nos études, nous n'avons pas utilisé cette méthode pour déterminer la valeur de ce coefficient². Nous avons en effet utilisé le lien existant entre la variation de la largeur de raie optique du laser et la puissance optique émise (et donc le taux de pompage du laser) [128] :

$$\Delta\nu = \frac{(1 + \alpha_H^2) hc}{2\pi\lambda\tau_c^2 P_0} \quad (5-1)$$

$$\text{soit } \alpha_H = \sqrt{\frac{2\pi\lambda\tau_c^2 P_0 \times \Delta\nu}{hc} - 1} \quad (5-2)$$

Dans ces expressions, τ_c est le temps d'aller-retour dans la cavité et P_0 la puissance optique émise. Les autres paramètres ont déjà été définis précédemment.

5.2 Transfert de la largeur de raie

Nous allons maintenant étudier, dans ce paragraphe, l'influence de l'injection optique sur la largeur de raie du laser esclave. Pour un point de fonctionnement donné, un laser sans influence extérieure est caractérisé par une puissance émise P_0 et une largeur de raie optique $\delta\nu_{1/2}$ données.

En plus de nos paramètres de contrôle de l'injection optique, nous allons donc ici ajouter comme variables les largeurs de raie respectives des lasers maître $\delta\nu_{1/2}^M$ et esclave $\delta\nu_{1/2}^E$. Ces expériences de transfert de largeur de raie sont réalisées avec de très faibles puissances injectées et à de très faibles valeurs de désaccords.

Nous utilisons le laser esclave polarisé proche de son courant de seuil. Ceci présente deux avantages :

- la largeur de raie de l'esclave est grande devant la largeur de raie de la source TUNICS ($\delta\nu_{1/2}^M \ll \delta\nu_{1/2}^E$), ce qui rend l'observation d'une éventuelle modification de la largeur de raie plus aisée,
- le laser polarisé proche du seuil présente les caractéristiques d'un amplificateur [23, 24, 41, 129] un peu particulier : courbe de gain étroite mais gain disponible élevé.

5.2.1 Expérience

Le montage expérimental utilisé est celui présenté à la figure 5.1. Le laser maître utilisé est associé à un amplificateur optique et un atténuateur variable optique tous deux à maintien de polarisation. Le signal ainsi obtenu est injecté par la face avant du laser esclave à semi-conducteurs, lui-même disposé sur le montage détecteur. Nous utilisons ce montage

¹Le lecteur pourra se reporter au chapitre 7 pour consulter ces équations.

²Cette méthode nécessite en effet de réaliser la cartographie du laser esclave injecté, comme il sera présenté au chapitre 6. Nous lui avons donc préféré une méthode plus facile à mettre en œuvre.

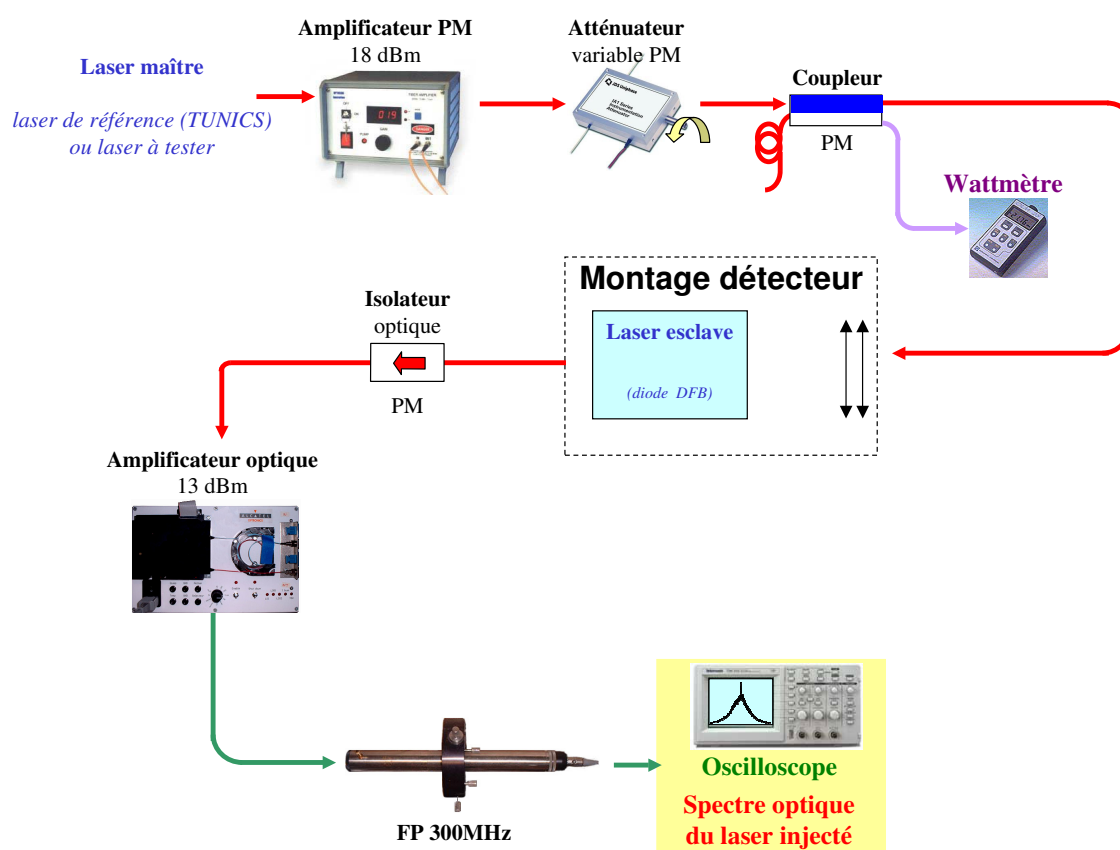


FIG. 5.1 – Montage expérimental pour les expériences de transfert de cohérence.

pour éviter les contre-réactions optiques présentes à la surface des optiques de reprise³. Nous collectons ensuite le signal du laser injecté par sa face arrière et l'analysons avec un interféromètre Fabry-Perot d'ISL 300 MHz et de résolution de l'ordre de 2 à 3 MHz.

Grâce à cet analyseur, nous pouvons observer le spectre du laser esclave libre sans être limité par la résolution : pour un faible taux de pompage, le laser esclave présente une largeur de raie comprise entre 50 et 100 MHz, alors qu'en utilisant la source TUNICS (pour laquelle $\delta\nu_{1/2}^M \approx 130$ kHz), nous n'observons que la réponse de l'analyseur. C'est également l'utilisation de cet analyseur Fabry-Perot qui nous oblige à utiliser le montage détecteur : avec le montage esclave, les contre-réactions présentes au niveau de l'optique de reprise rendent toute mesure impossible. En effet, bien que minimes, ces contre-réactions suffisent à perturber le laser⁴, ce qui peut avoir pour conséquences de modifier la largeur de raie, d'entraîner un fonctionnement multimodes [18, 149, 150]....

³De telles contre-réactions sont en effet présentes malgré le traitement anti-reflet appliqué sur les optiques de reprise.

⁴D'autant plus facilement qu'il est polarisé à un courant proche de son courant de seuil.

Nous pouvons maintenant envisager deux cas de figures : soit le laser maître est plus fin spectralement que le laser esclave libre, soit au contraire, il est plus large. La figure 5.2 montre un exemple de spectre optique, tracé en échelle linéaire, obtenu dans le cas où la largeur du maître est inférieure à celle de l'esclave libre.

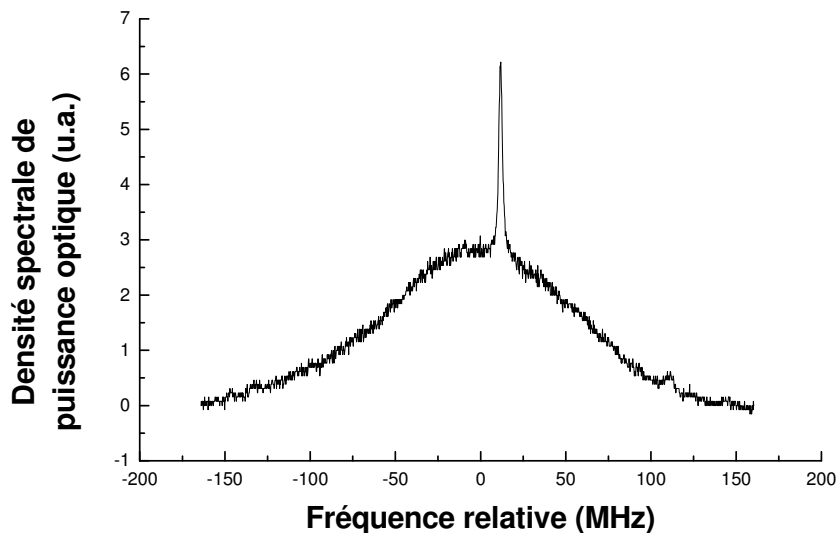


FIG. 5.2 – Exemple de spectre optique d'un laser faiblement injecté par un maître spectralement plus fin.

Acquisition obtenue à l'analyseur Fabry-Perot d'ISL 300 MHz.

Ce spectre se compose de deux parties : la partie basse correspond au spectre optique du laser esclave libre qui présente ici une largeur de raie à mi-hauteur d'environ 120 MHz. Dans la suite, nous désignerons cette partie du spectre du laser injecté par le terme de *piédestal*. La seconde partie du spectre est composée d'un pic à la fréquence du laser maître et présentant la même largeur de raie que celui-ci⁵ et se trouvant au-dessus du piédestal. Il est à noter que ce pic maître est amplifié par le laser esclave : la puissance maître injectée serait trop faible pour être observée à l'analyseur Fabry-Perot sans amplification.

La figure 5.3 (a) montre l'évolution du spectre optique du laser esclave avec la puissance injectée. Pour de très faibles puissances ($P_i < -90$ dBm), le spectre du laser est tel que s'il n'y avait pas d'injection optique. Pour des puissances supérieures (comprises entre -90 et -50 dBm), nous observons la composante maître comme présenté à la figure 5.2. Enfin, pour des puissances plus importantes (ici supérieures à -50 dBm), le spectre op-

⁵Ici, comme nous l'avons dit précédemment, nous n'observons que la réponse de l'analyseur Fabry-Perot et ne résolvons pas sa largeur de raie.

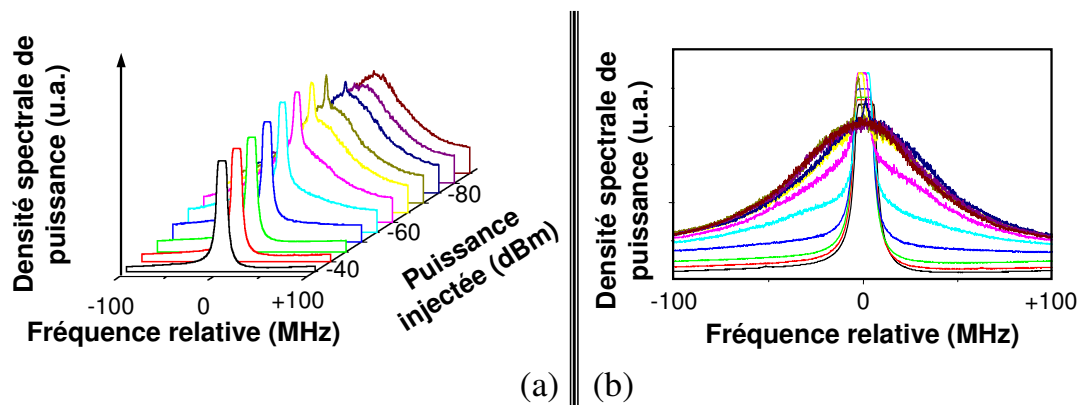


FIG. 5.3 – Évolution du piédestal du laser faiblement injecté et polarisé à 1,4 fois son courant de seuil.

(a) : évolution du spectre avec la puissance injectée ; (b) : superposition des spectres présentés en (a).
Les spectres optiques sont tronqués pour des puissances supérieures à -75 dBm afin de conserver la même résolution sur tous les piédestaux.

tique du laser injecté ne présente plus de modifications, tant du point de vue de la largeur de raie que de l'amplitude, et la largeur de raie correspondante est égale à celle du laser maître. Cette diminution de la largeur de raie du laser injecté est clairement visible sur la figure 5.3 (b) qui montre la superposition des spectres considérés précédemment.

Dans ce type d'expérience, où le maître est plus fin spectralement que l'esclave, on parle donc de *transmission de pureté spectrale*. Dans le cas contraire, les résultats sont similaires : la largeur de raie de l'esclave va augmenter pour atteindre celle du laser maître. On parle dans ce cas de *transmission d'impureté spectrale*.

5.2.2 Simulation numérique par la fonction d'Airy

D'un point de vue simulation, BLIN [24] a étudié ce type de fonctionnement et a pu montrer une bonne adéquation avec les résultats expérimentaux présentés précédemment. Pour cela, il a utilisé le modèle de la fonction d'Airy généralisée au laser : dans ce cas, la densité spectrale de puissance optique du laser maître est décrite par une expression similaire à l'équation (1-10) (cf page 17). L'expression décrivant celle de l'esclave se met alors sous la forme suivante :

$$y_{laser\ injecté} = \frac{S + y_M}{(1 - e^{-\alpha+G})^2 + 4e^{-\alpha+G} \sin^2\left(\frac{2\pi\nu nL}{c}\right)} \quad (5-3)$$

Cette expression est similaire aux précédentes, à la seule différence qu'elle prend en compte dans le terme source la densité spectrale injectée.

Les résultats obtenus sont visibles sur la figure 5.4 (a). La figure 5.4 (b) rappelle, quant à elle, les résultats obtenus expérimentalement.

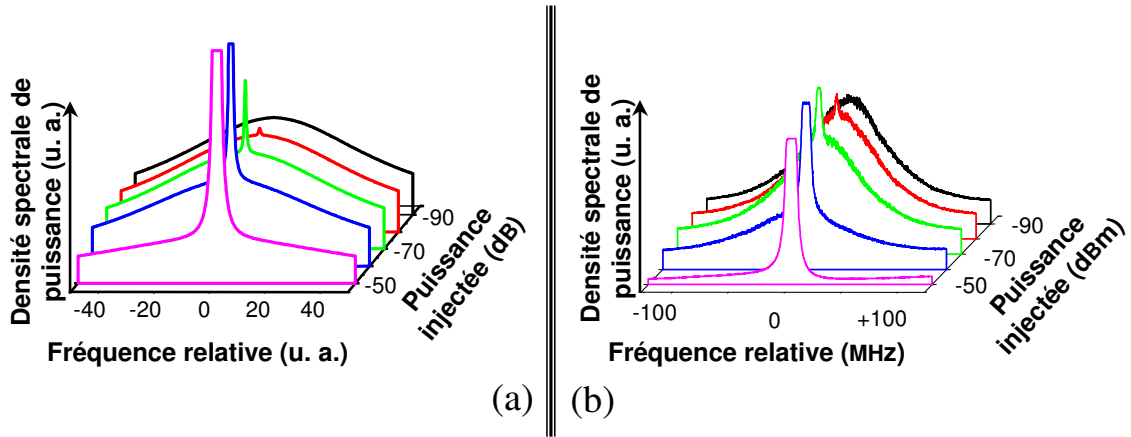


FIG. 5.4 – Évolution du piédestal du laser faiblement injecté et polarisé à 1,4 fois son courant de seuil.

(a) : simulation numérique ; (b) : résultats expérimentaux.

Notons enfin que ces résultats de simulation ont été obtenus en approximant les fonctions d'Airy par des Lorentziennes⁶.

5.2.3 Le profil de Voigt

Une description plus fine de la forme de raie laser est obtenue non plus en utilisant des Lorentziennes mais en considérant des fonctions de Voigt [151]. Dans le cas présent, la fonction de Voigt utilisée \mathcal{V} est une convolution entre une Lorentzienne (caractérisée par une FWHM Γ) représentant la fonction d'Airy du laser, et une Gaussienne (caractérisée par le paramètre σ) représentant le bruit de population du laser :

$$\mathcal{V} = \frac{\Gamma}{\pi\sigma} \times \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-u^2} \times \frac{1}{\left(\frac{\omega-\omega_0}{\sigma} - u\right)^2 + \left(\frac{\Gamma}{\sigma}\right)^2} du \quad (5-4)$$

Les figures 5.5 et 5.6 montrent les premiers résultats obtenus avec POËTTE sur la modification des paramètres Γ et σ par injection optique.

⁶Cela revient à développer le sinus autour de la fréquence optique ν_0 du laser libre. Dans ce cas, la densité spectrale de puissance optique d'un laser se met sous la forme :

$$y = \frac{S}{4n_g^2 e^{-\alpha+G}} \times \frac{1}{\Gamma^2 + (x - x_0)^2}$$

où $x = \pi \frac{\nu}{c/2L}$ est la fréquence optique normalisée et $\Gamma = \frac{1-e^{-\alpha+G}}{2n_g e^{-\frac{\alpha+G}{2}}} = \frac{1}{n_g} \sinh\left(\frac{\alpha-G}{2}\right)$ est la largeur de raie à mi-hauteur du laser (solution dite de Lamb).

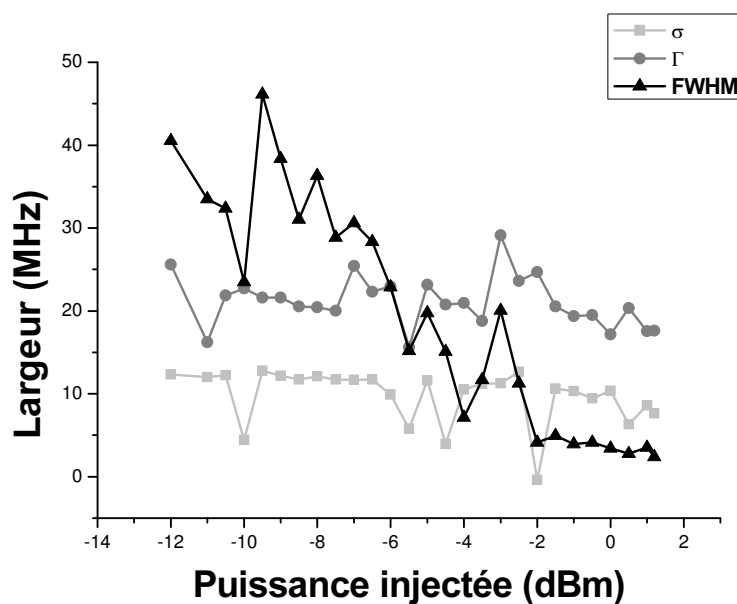


FIG. 5.5 – Évolution des paramètres Γ et σ du profil de Voigt du piédestal du spectre laser en fonction de la puissance injectée.

Cas du transfert de pureté spectrale.

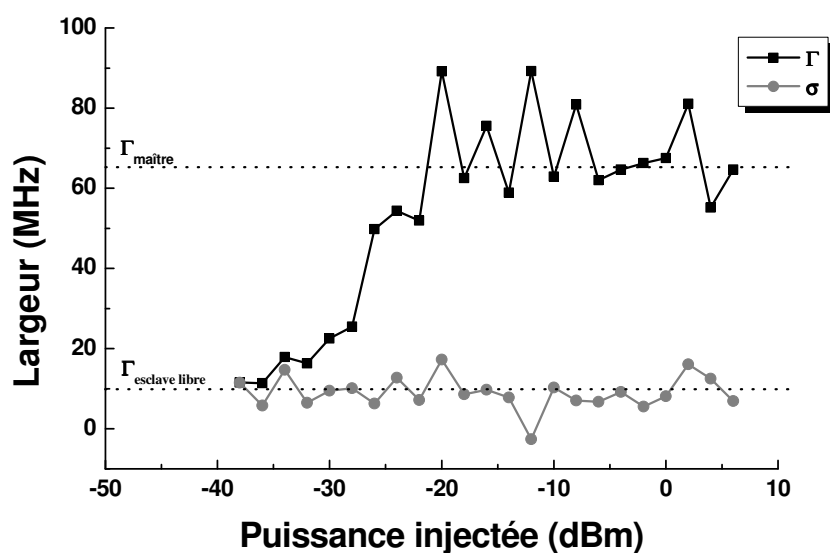


FIG. 5.6 – Évolution des paramètres Γ et σ du profil de Voigt du laser en fonction de la puissance injectée.

Cas du transfert d'impureté spectrale.

Transfert de pureté spectrale

Le spectre optique du laser injecté, étant de la forme visible à la figure 5.2, ne peut pas être décrit par un profil de Voigt. POËTTE a donc dissocié l'étude de la composante maître amplifiée de celle du piédestal.

La première, caractérisée par les paramètres Γ_M et σ_M , est étudiée en n'observant le spectre optique du laser esclave que sur une plage de fréquence réduite. Nous n'avons pas observé par injection optique de modification de ces paramètres.

L'étude du piédestal quant à elle a été effectuée en considérant le spectre du laser injecté privé de la composante maître amplifiée. Les évolutions de $\Gamma_{\text{piédestal}}$ et $\sigma_{\text{piédestal}}$ sont reportées sur la figure 5.5. De la même manière que pour la composante maître amplifiée, les paramètres caractéristiques du piédestal n'évoluent pas au cours de l'injection optique : $\Gamma_{\text{piédestal}}$ reste égale, aux erreurs de mesure près, à la largeur de raie de l'esclave libre $\Gamma_{\text{esclave libre}}$. La figure 5.5 montre également la diminution de la largeur de raie du laser injecté, comme nous l'avons déjà évoqué. L'injection optique ne semble pas avoir d'effet sur $\sigma_{\text{piédestal}}$, ce qui voudrait dire qu'une faible injection optique ne stabilise (ou ne déstabilise) pas le fonctionnement du laser⁷.

Transfert d'impureté spectrale

Nous avons alors étudié le cas de transfert d'impureté spectrale.

Dans cette configuration, nous pouvons décrire le spectre du laser injecté par un profil de Voigt. La figure 5.6, également obtenue par POËTTE, montre l'évolution du Γ et du σ correspondant. Comme prévu par le modèle de la fonction d'Airy, nous observons une augmentation de la largeur de raie Γ de la valeur esclave libre Γ_{esclave} vers la valeur maître Γ_M . Le paramètre σ , quant à lui, ne semble de nouveau pas être modifié par l'injection optique. Cependant, les lasers utilisés au cours de cette expérience étant tous deux des lasers à semi-conducteurs, ils présentaient des valeurs pour σ_M et σ_{esclave} proches l'une de l'autre, ce qui ne nous permet donc pas de conclure quant à une éventuelle modification de la valeur de ce paramètre. Des études mettant en œuvre des lasers à semi-conducteurs et des lasers à fibres dopées (devant avoir des valeurs de σ bien distinctes) devraient donc apporter des éléments de réponse.

5.2.4 Mesure de largeur de raie par injection optique

Nous allons maintenant décrire une méthode originale de mesure de largeur de raie optique utilisant une injection dans le cadre du transfert de pureté spectrale. Nous avons vu sur la figure 5.3 l'évolution des spectres optiques du laser en fonction de la puissance injectée. Ces spectres étaient tronqués pour n'observer que l'évolution du piédestal. La figure 5.7 montre ces spectres, toujours en fonction de la puissance injectée, mais maintenant

⁷Rappelons que σ traduit les fluctuations de populations du laser.

sans troncature.

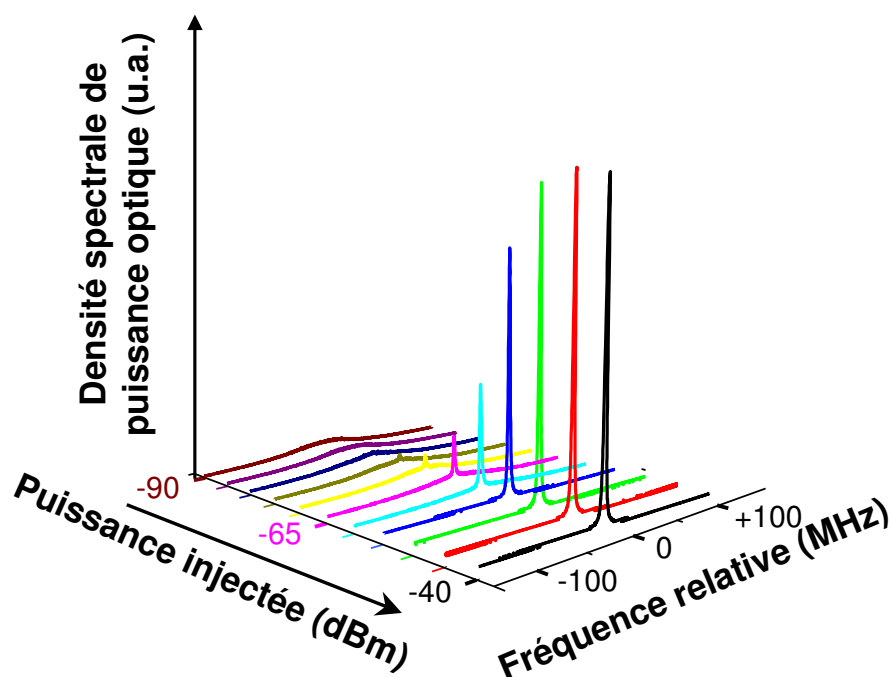


FIG. 5.7 – Évolution du spectre du laser faiblement injecté et polarisé à 1,4 fois son courant de seuil.

Nous pouvons donc observer sur cette figure l'évolution du maximum de la densité spectrale de puissance optique en fonction de P_i . Cette évolution peut se décomposer en trois parties. Pour les très faibles puissances injectées ($P_i < -90$ dBm), le maximum de la densité spectrale reste constant à la valeur du maximum de la densité esclave. Pour des puissances comprises entre -90 et -50 dBm, le maximum suit une augmentation linéaire : nous nous trouvons dans le régime d'amplification du laser esclave. Enfin, pour des puissances supérieures à -50 dBm, le maximum de la densité spectrale redevient constant : nous saturons le régime d'amplification précédemment cité et entrons alors dans le régime d'accrochage total.

La méthode de mesure de largeur de raie par injection optique consiste à tracer l'évolution du maximum de la densité spectrale de puissance optique du laser esclave pour deux lasers maîtres⁸ : le premier de largeur de raie connue ($FWHM_{référence}$) puis le second de largeur de raie à déterminer ($FWHM_?$). Un exemple de telles courbes est visible sur la figure 5.8.

Nous remarquons que suivant la nature du laser maître⁹, les différentes zones précé-

⁸Rappelons ici que les mesures s'effectuent avec un désaccord nul entre les lasers.

⁹En fait, suivant sa largeur de raie.

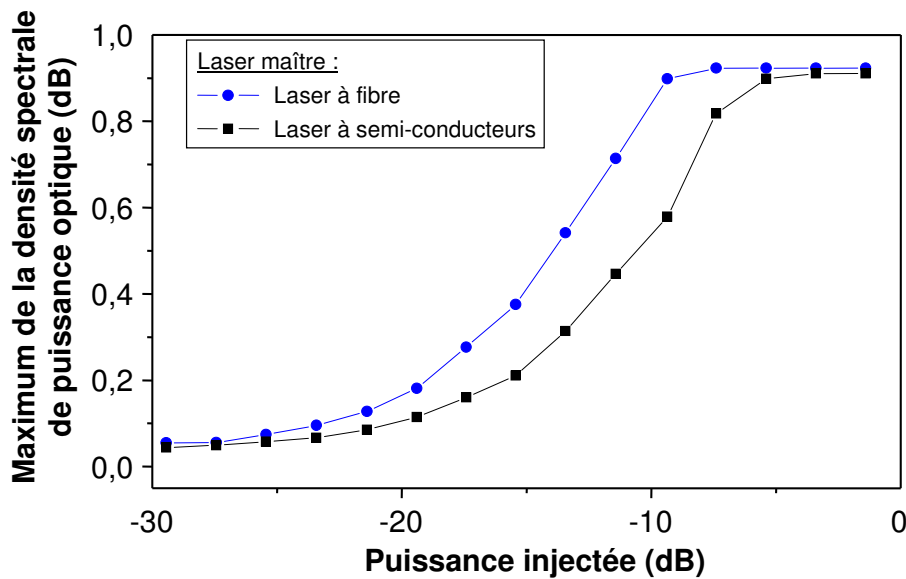


FIG. 5.8 – Évolution du maximum de la densité spectrale de puissance optique en fonction de P_i .

demment décrites se situent à des puissances plus ou moins importantes : le laser le plus fin spectralement, ici le laser à fibre dopée erbium de $FWHM \approx 50 \text{ kHz}$, va être amplifié puis va produire un accrochage totale pour des puissances injectées plus faibles que pour un laser plus large spectralement. Si nous ne considérons que les zones d'amplification, nous pouvons alors définir l'écart en puissance ΔP entre les deux courbes. Il est alors possible de constater que cet écart correspond exactement au rapport (exprimé en décibels) entre les largeurs de raie des deux lasers maîtres.

En première approximation, cela peut s'exprimer grâce à la relation suivante :

$$FWHM? = FWHM_{référence} \times 10^{\varepsilon \frac{\Delta P}{10}} \quad (5-5)$$

avec :

$$\varepsilon = \begin{cases} -1 & \text{si la courbe du laser testé est à gauche de la courbe du laser de référence} \\ +1 & \text{si la courbe du laser testé est à droite de la courbe du laser de référence} \end{cases}$$

Cette méthode permet donc, par comparaison avec un laser de largeur de raie connue¹⁰, de déterminer la largeur de raie optique d'un laser. Cependant, notons la limitation suivante à cette méthode de mesure : le laser utilisé comme esclave doit être monomode longitudinalement. Nous avons en effet pu observer que le fait d'utiliser un laser bimode amenait à évaluer de manière erronée la largeur de raie du laser sous test. Cette limitation

¹⁰et pouvant être mesurée par des méthodes «classiques» : analyseur de spectre Fabry-Perot, auto-hétérodyneur...

est due au bruit de partition de mode du laser : sans injection, le maximum de la densité spectrale de puissance optique pour un mode donné n'est pas constant. Le gain disponible pour le régime d'amplification sous injection varie donc, ce qui implique que le maximum de la densité spectrale de puissance du laser injecté va également varier.

Cette méthode a été numériquement validée, de nouveau grâce au modèle de la fonction d'Airy, en tenant compte de la fonction d'appareil¹¹ de l'analyseur Fabry-Perot. La prise en compte de cette fonction d'appareil est importante, comme le montre la figure 5.9. La partie (a) présente en effet l'évolution du maximum de la densité spectrale de puissance optique de l'esclave en fonction de la puissance injectée sans prendre en compte l'effet de l'analyseur, effet qui est pris en compte à la figure 5.9 (b). Nous remarquons que pour obtenir des résultats similaires à l'expérience, notamment pour obtenir un regroupement des courbes pour les fortes puissances injectées, il est nécessaire de tenir compte de l'effet de l'analyseur de spectre.

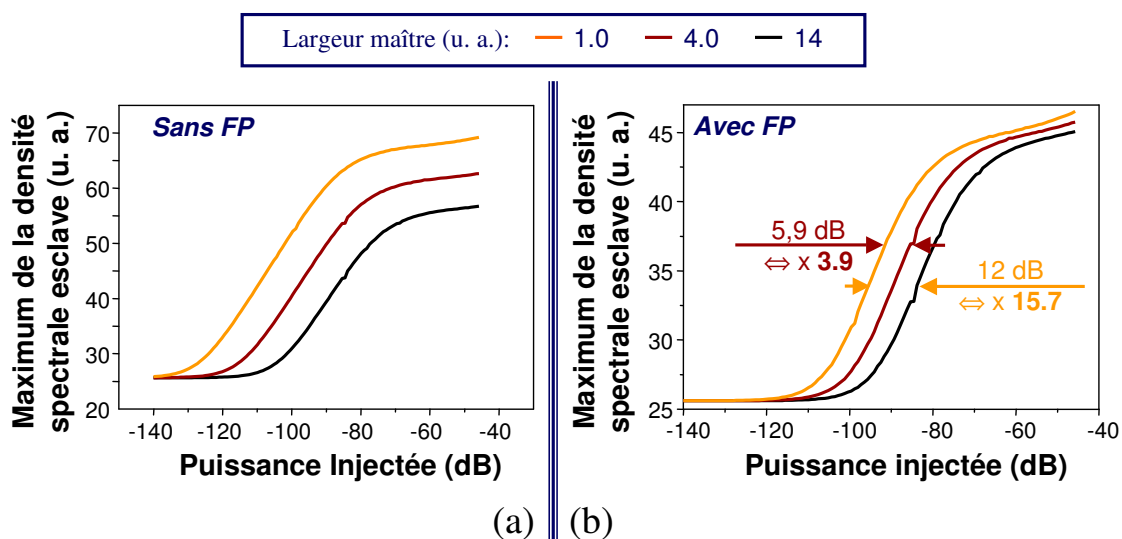


FIG. 5.9 – Influence de la fonction d'appareil de l'analyseur Fabry-Perot pour la détermination de faibles largeurs spectrales.

(a) : sans Fabry-Perot ; (b) : avec Fabry-Perot.

La figure 5.9 (b) montre que pour des rapports entre les largeurs de raie fixés à 4 et 14, cette méthode de mesure de largeurs de raie par injection optique nous donne des rapports de 3,9 et 15,7, ce qui donne donc d'assez bonnes estimations¹².

¹¹Pour l'analyseur Fabry-Perot, nous avons considéré une fonction d'appareil de forme Lorentzienne et de largeur à mi-hauteur égale à la résolution de l'interféromètre.

¹²On peut fitter avec la fonction d'Airy de façon parfaite et donc déduire le rapport de la largeur de raie.

5.2.5 Mesure de faibles puissances par injection optique

Comme le montre la figure 5.3 (cf page 61), l'observation directe du spectre optique du laser injecté permet de mettre en évidence la présence du signal maître jusqu'à des puissances de l'ordre de -90 dBm (soit de l'ordre du picowatt) et ce à température ambiante. GABET [23] a pu détecter, en associant le laser esclave dit *détecteur* à une détection synchrone, des puissances de -117 dBm (2 femtowatts). Le principe réside en la mesure de l'amplitude du battement entre le signal maître décalé en fréquence¹³ et le signal de l'esclave injecté. Nous modulons de plus l'injection dans le laser grâce à l'utilisation d'une roue dentée¹⁴. Pour son expérience, GABET utilisait une fréquence de rotation du chopper permettant une injection pendant 250 ms . Il détectait donc des paquets de 3900 photons¹⁵ par temps de détection à $1,55 \mu\text{m}$. Nous avons pu réduire ce nombre de photons à des paquets de 260 en augmentant la vitesse de rotation du chopper. Cette performance reste inégalée à notre connaissance à cette longueur d'onde et à température ambiante.

Nous avons par la suite réalisé la même expérience en remplaçant le laser esclave par un amplificateur à semi-conducteurs (SOA). Nous avons pu montrer que cette méthode de mesure de largeur spectrale restait valable à la condition que l'écart en longueur d'onde entre le laser de référence et le laser à tester soit faible : la mesure est valable pour un désaccord de 200 MHz mais ne l'est pas pour un désaccord de $1,6 \text{ THz}$ ¹⁶.

5.3 Transfert du bruit

Nous allons présenter dans ce paragraphe les résultats obtenus expérimentalement avec POËTTE dans le cadre de ses travaux de thèse et concernant les modifications du bruit d'intensité relatif (RIN) lors d'une injection optique. Pour cela, nous utiliserons un montage expérimental similaire à celui présenté à la figure 5.1 (cf page 59). Nous ajouterons juste un coupleur 50/50 en sortie de l'amplificateur optique 13 dBm afin de dupliquer le signal du laser injecté. La première sortie du coupleur sera analysée par un Fabry-Perot (comme sur la figure 5.1). La seconde sortie du coupleur sera envoyée sur le montage d'analyse du RIN, montage détaillé dans la référence [136]. Notons, de plus, que

¹³Nous utilisons un acousto-optique décalant la fréquence optique de 80 MHz .

¹⁴Communément appelée *chopper*.

¹⁵L'énergie E d'un signal s'exprime en effet suivant les relations :

$$\begin{aligned} E &= nb_photons \times hv \\ &= PT \end{aligned}$$

avec $nb_photons$ le nombre de photons, ν la fréquence optique, P la puissance et T le temps de mesure. Le nombre de photons se déduit donc par la relation :

$$nb_photons = \frac{PT}{h\nu} = \frac{PT\lambda}{hc}$$

¹⁶La valeur limite permettant un mesure valable doit encore être précisée. . .

toutes les mesures ont été réalisées à désaccord nul afin d'étudier l'évolution du bruit dans les régimes d'amplification et d'accrochage total.

Dans la littérature, de précédentes études [79, 80, 85, 87, 152–154] reportent une augmentation de la fréquence de relaxation du laser injecté ou de sa bande passante.

5.3.1 Injection directe

Nous avons dans un premier temps réalisée l'injection optique d'un de nos lasers à semi-conducteurs par la source TUNICS non optiquement amplifiée. La diode laser utilisée¹⁷ ayant une fréquence de relaxation trop élevée, le pic de relaxation n'est donc pas visible sur les courbes obtenues et présentées figure 5.10.

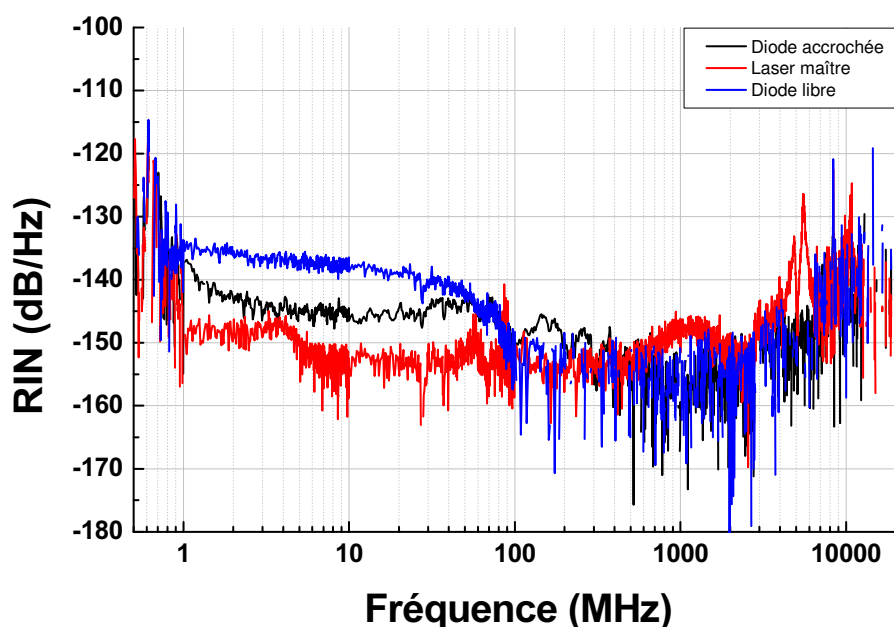


FIG. 5.10 – RIN d'une diode à semi-conducteurs injectée.

Nous observons en rouge sur cette figure le bruit d'intensité relatif du laser maître, relativement constant autour de -150 dB/Hz , et remarquons un pic de relaxation autour 1 GHz . Nous observons également en bleu le RIN du laser esclave pouvant se décomposer en deux parties : pour des fréquences inférieures à 100 MHz , le laser esclave présente un bruit légèrement décroissant (de -135 à -140 dB/Hz), puis pour les fréquences comprises entre 100 MHz et 10 GHz ¹⁸ le bruit du laser esclave devient relativement constant autour

¹⁷Afin de disposer de suffisamment de puissance optique pour la mesure du RIN, nous avons dû polariser le laser à 11,5 fois son courant de seuil.

¹⁸Cette valeur de 10 GHz correspond à la limite de bande passante du banc de mesure développé par POËTTE au laboratoire.

de -150 dB/Hz et devient donc similaire au bruit du laser maître¹⁹.

Lors de l'injection optique, nous avons réglé la puissance injectée de telle manière à ce que le laser esclave soit accroché totalement. Nous observons alors, toujours sur la figure 5.10, que le bruit du laser injecté peut de nouveau se décomposer en deux parties : pour les fréquences inférieures à 100 MHz , le RIN du laser injecté est inférieur à celui du laser seul mais est tout de même supérieur au niveau de bruit du laser maître. Pour les fréquences comprises entre 100 MHz et 10 GHz maintenant, le bruit du laser esclave accroché est similaire au bruit du laser esclave libre. Du fait de la valeur élevée de la fréquence de relaxation du laser esclave, il nous est impossible d'observer une quelconque modification de cette fréquence. Nous pouvons cependant faire l'hypothèse, à partir des simulations numériques réalisées par POËTTE [136], que la valeur de la fréquence de relaxation du laser injecté devrait légèrement augmenter.

5.3.2 Injection après amplification optique du laser maître

Afin de disposer de puissances plus importantes pour l'injection optique, nous avons par la suite utilisé un amplificateur optique à fibre à maintien de polarisation. Cet amplificateur a pour conséquence, vis-à-vis du RIN du laser maître, d'augmenter le niveau de bruit pour des fréquences inférieures à la centaine de méga-Hertz jusqu'à -125 dB/Hz . Le niveau de bruit revient ensuite à -150 dB/Hz comme en l'absence d'amplification. Nous avons ici utilisé une source laser DFB à semi-conducteurs commerciale²⁰ polarisée à 1,6 fois son courant de seuil. Ce laser présente en effet un pic de relaxation bien marqué entre 2 et 3 GHz. Son plancher de bruit basse fréquence se situe, quant à lui, entre -145 et -150 dB/Hz . Notons enfin la présence de perturbations liées aux conditions expérimentales²¹ autour de 2 et 100 MHz.

La figure 5.11 montre les bruits des lasers maître et esclave libre, respectivement en rouge et bleu, ainsi que les bruits d'intensité du laser injecté obtenus pour différentes puissances injectées.

Pour la plus faible puissance injectée, le laser esclave se trouve en régime d'amplification. Le RIN correspondant, en vert sur la figure, est similaire à celui du laser libre mais sans les perturbations évoquées précédemment. Pour les puissances injectées supérieures, le laser se trouve dans le régime d'accrochage total. Nous observons alors une diminution du plancher de bruit basse fréquence (pour atteindre les -155 dB/Hz) ainsi qu'une légère diminution de la valeur de la fréquence de relaxation du laser injecté.

Ce dernier point est en accord avec les simulations numériques. Notons cependant que celles-ci prédisaient une augmentation du plancher basse-fréquence ce qui n'a pas été ob-

¹⁹Mise à part au niveau du pic de relaxation du laser maître.

²⁰Il s'agit de laser du type «CQF935/5634.5» de la société JDSU.

²¹Autour de 2 MHz, le bruit supplémentaire observé semble correspondre à un battement entre le champ laser et l'émission spontanée alors que les perturbations observées autour de 100 MHz sont attribuables à une captation, par le circuit d'alimentation électrique de la diode laser, de canaux de radio-communication.

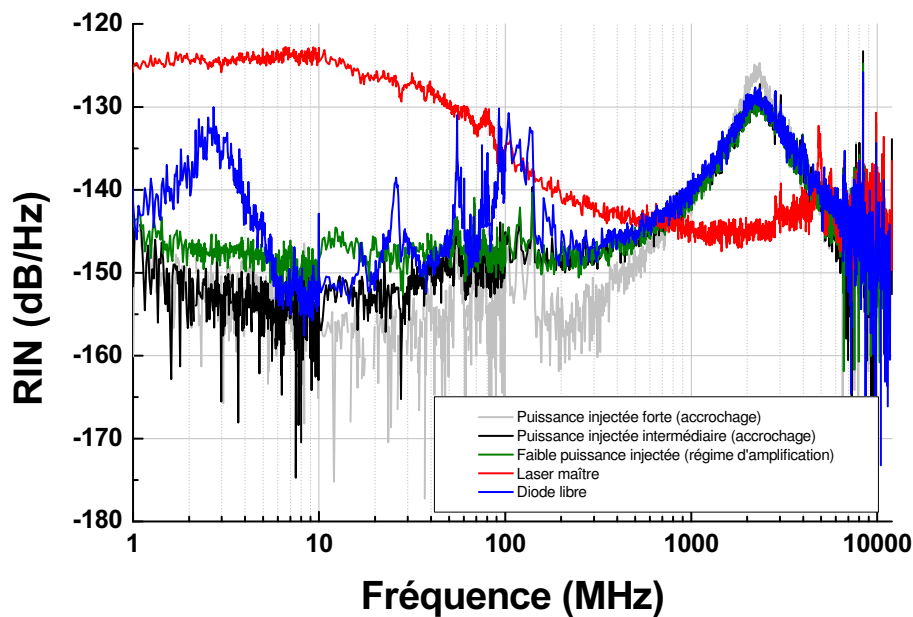


FIG. 5.11 – RIN du laser JDSU injecté.

servé expérimentalement. Pour de plus amples informations sur ces simulations, nous encourageons le lecteur à se reporter à la référence [136].

Dans ce chapitre, nous avons présenté des caractérisations de laser par injection optique.

Après avoir évoqué les paramètres directement mesurables par injection, nous nous sommes intéressés au transfert de la largeur de raie d'émission. Nous avons montré, tant expérimentalement que numériquement, que le laser maître transfère sa pureté (ou son impureté) spectrale à l'esclave. Nous avons introduit le concept de la fonction de Voigt pour décrire la forme de raie laser puis avons présenté deux méthodes de mesure liées à l'injection optique : celle de mesure de largeurs de raie puis celle de mesure de faibles puissances. Finalement, nous avons étudié la modification du bruit d'intensité relatif du laser esclave soumis à une injection optique. Nous avons ainsi pu mettre en évidence, pour certaines fréquences, une diminution du RIN du laser injecté.

Chapitre 6

Étude expérimentale d'un laser à semi-conducteurs optiquement injecté

Nous allons dans ce chapitre présenter la localisation des différents régimes de fonctionnement du laser injecté en fonction des paramètres de contrôle. Nous présenterons dans un premier temps la méthode retenue pour cette visualisation puis nous nous intéresserons au fonctionnement du laser injecté en fonction du nombre de modes longitudinaux présents dans son spectre sans injection.

6.1 Cartographies expérimentales

Nous avons présenté, au chapitre précédent, les différents régimes d'injection observables au cours d'expériences d'injection optique. À partir de 1997, BONDIOU [40] et SIMPSON [5] ont éprouvé le besoin de localiser ces différents régimes en fonction des paramètres de contrôle de l'injection optique. Depuis leurs travaux, il est d'usage de tracer, pour un taux de pompage donné du laser esclave, l'emplacement des régimes observés dans un plan défini par le désaccord et la puissance injectée. C'est le résultat obtenu que nous appelons *cartographie*.

Expérimentalement, le montage utilisé est présenté à la figure 6.1. Le laser maître est la source accordable TUNICS et le laser esclave une diode laser à semi-conducteurs montée sur le montage esclave et présentée au paragraphe 2.1.2 (page 22). La puissance injectée dans le laser esclave par le laser maître est ajustée grâce à un amplificateur optique à fibre, à maintien de polarisation et de puissance de saturation 18 dBm associé à un atténuateur optique variable également à maintien de polarisation. Il serait possible de modifier la puissance injectée P_i en jouant sur le taux de pompage de l'amplificateur mais nous ne pourrions, dans ce cas, garantir la conservation du rapport signal sur bruit du signal injecté, d'où le recours à l'utilisation de l'atténuateur variable optique. Rappelons égale-

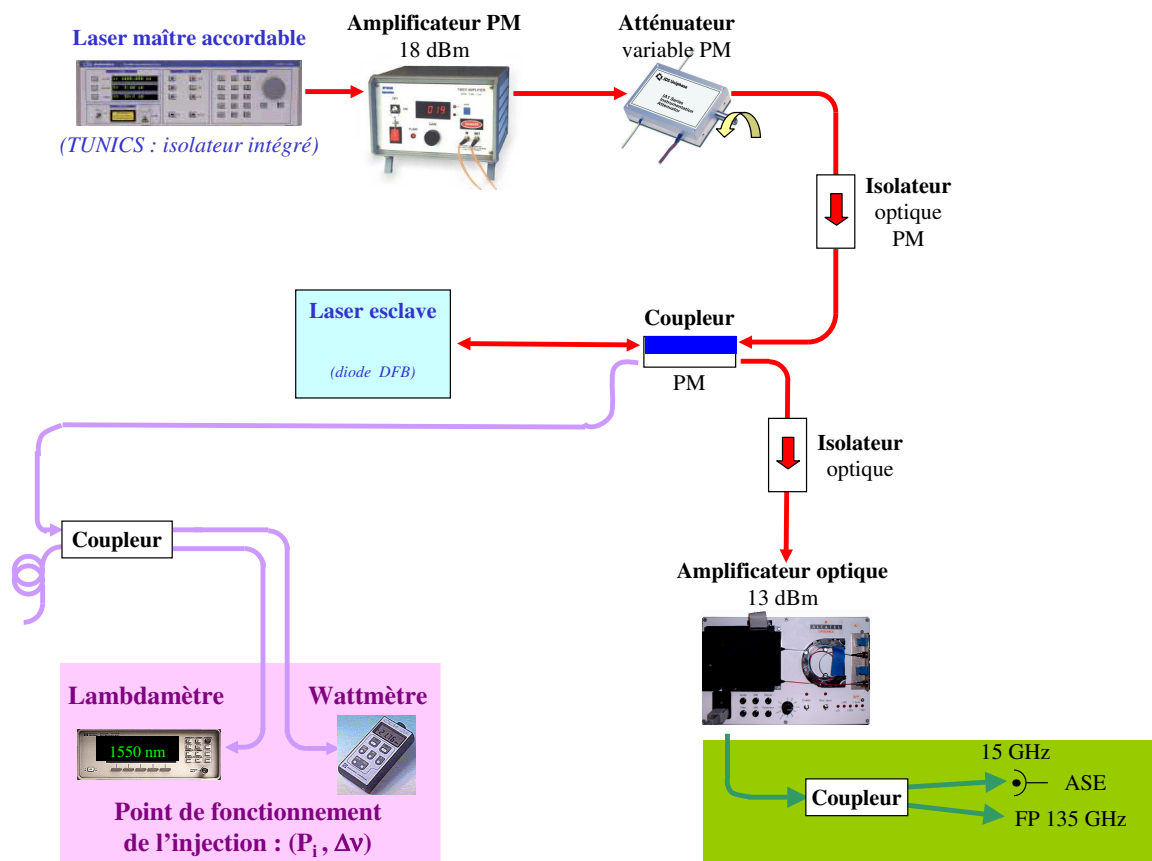


FIG. 6.1 – Montage expérimental pour la réalisation de cartographies.

ment que les fibres utilisées pour l'injection optique sont à maintien de polarisation (de type Panda) et ce en vue d'assurer une meilleure stabilité et reproductibilité des mesures effectuées.

Toujours sur la figure 6.1, nous remarquons qu'une partie du signal maître est prélevée grâce à un coupleur optique à maintien de polarisation puis analysée pour définir les deux paramètres de contrôle que sont la puissance injectée P_i et le désaccord $\Delta\nu$. Finalement, le signal issu du laser injecté est observé du point de vue des spectres optiques et micro-ondes par l'utilisation respective d'un analyseur de spectre Fabry-Perot d'ISL 135 GHz et d'un détecteur rapide de bande passante 15 GHz associé à un analyseur de spectre électrique (ASE).

Notons que la résolution de l'analyseur de spectre Fabry-Perot (environ 2 GHz) ne permet pas de voir une éventuelle contre-réaction optique, causée par l'optique de reprise, comme nous l'avons évoqué au chapitre 5.

Le principe utilisé pour réaliser une cartographie, à un taux de pompage donné, est le

suisant : nous commençons par fixer une puissance injectée très faible puis faisons varier le désaccord dans le sens croissant puis décroissant. Par observation des différents spectres caractéristiques, nous notons alors pour quelles valeurs des paramètres d'injection nous voyons apparaître les différents régimes de fonctionnement du laser injecté. Nous augmentons ensuite la puissance injectée et faisons de nouveau varier le désaccord.

Ce principe nous permet de faire ressortir la présence (ou non) de zones de bistabilité, c'est-à-dire de zones où pour de mêmes valeurs des paramètres de contrôle, le fonctionnement du laser esclave est différent suivant le point d'injection précédent.

Après avoir présenté le principe de réalisation de nos cartographies, nous allons maintenant présenter les résultats obtenus pour nos lasers. La majeure partie de ceux-ci concerneront un laser monomode. Nous évoquerons ensuite les résultats obtenus pour des lasers multimodes.

6.2 Laser monomode

Nous allons présenter ici les cartographies obtenues en les classant suivant le taux de pompage du laser esclave.

6.2.1 Taux de pompage faible

Dans un premier temps, nous allons polariser le laser esclave à un courant proche de son courant de seuil et cartographier son fonctionnement. La figure 6.2 montre la carte obtenue pour un taux de pompage de $r = 1,3$.

Nous remarquons que seulement deux régimes de fonctionnement sont possibles : le décrochage ou l'accrochage total. La zone blanche de décrochage correspond ici à une zone de fonctionnement bimode, c'est-à-dire d'amplification. Cette figure fait également apparaître une zone de bistabilité, pour des puissances d'injection comprises entre -22 et $+2$ *dBm* et pour des désaccords compris entre -80 et -10 *GHz*. Notons également que la cartographie obtenue n'est pas symétrique par rapport au désaccord nul. Cela est la conséquence d'un facteur de HENRY α_H non nul, comme cela a déjà été démontré dans la littérature [155,156].

On peut remarquer que pour de faibles puissances injectées, la zone d'accrochage n'est pas centrée sur le désaccord nul, mais est décalée vers les désaccords négatifs (entre -10 et -5 *GHz*). Cette observation avait déjà été effectuée au laboratoire [24,98].

Historiquement, l'observation de phénomènes bistables a été réalisée dès 1981 par KOBAYASHI [34] pour des lasers Fabry-Perot et dès 1985 par KAWAGUCHI [157] pour des lasers DFB et plus tard pour des lasers émettant par la surface (VCSEL pour Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) [158,159].

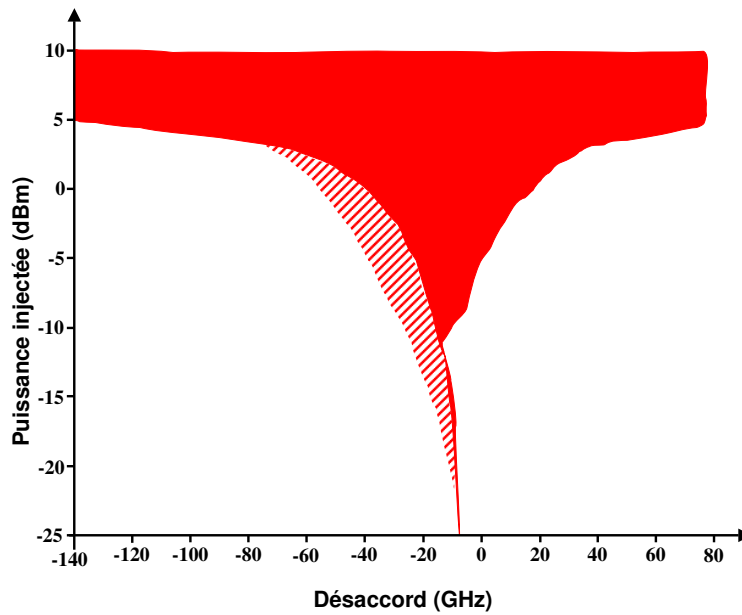


FIG. 6.2 – Cartographie expérimentale d'une puce laser à semi-conducteurs polarisée à 1,3 fois son courant de seuil.

En rouge : accrochage total ; en blanc : décrochage.

La partie hachurée correspond à une zone bistable : le laser n'est accroché que dans le cas des désaccords décroissants.

6.2.2 Taux de pompage «modéré»

Nous présentons maintenant sur la figure 6.3 les cartographies obtenues pour un taux de pompage de $r = 1,7$. Notons que sur cette figure, les traits noirs représentent des transitions brusques, c'est-à-dire des transitions caractérisées par une modification rapide et importante des spectres optique et micro-onde. La figure 6.3 (a) présente la cartographie du laser injecté obtenue pour un désaccord décroissant alors que la figure 6.3 (b) présente la cartographie obtenue pour un désaccord croissant.

Pour des puissances injectées inférieures à -36 dBm , seuls les régimes d'accrochage total et de mélange d'ondes simple sont présents, et ce sur une plage d'environ -5 à $+5 \text{ GHz}$. La courbe d'accrochage est, de plus, relativement symétrique autour du désaccord nul. Pour des niveaux de puissances supérieurs, la zone d'accrochage va se diviser en deux, laissant apparaître le début de la zone de relaxation appelée *creux de relaxation* [39]. Un point remarquable est que le «fond» de ce creux¹ est situé à une valeur de désaccord correspondant à la fréquence de relaxation du laser esclave injecté et permet donc de déterminer la valeur du coefficient de couplage phase-amplitude, comme l'ont montré BOUYER [66] ou encore GABET [23].

La partie de la cartographie située entre les puissances -35 et -5 dBm fait ensuite apparaître un nombre plus important de régimes de fonctionnement : tous les régimes présen-

¹Soit le point frontalier de plus basse puissance entre la zone d'accrochage total et la zone de relaxation.

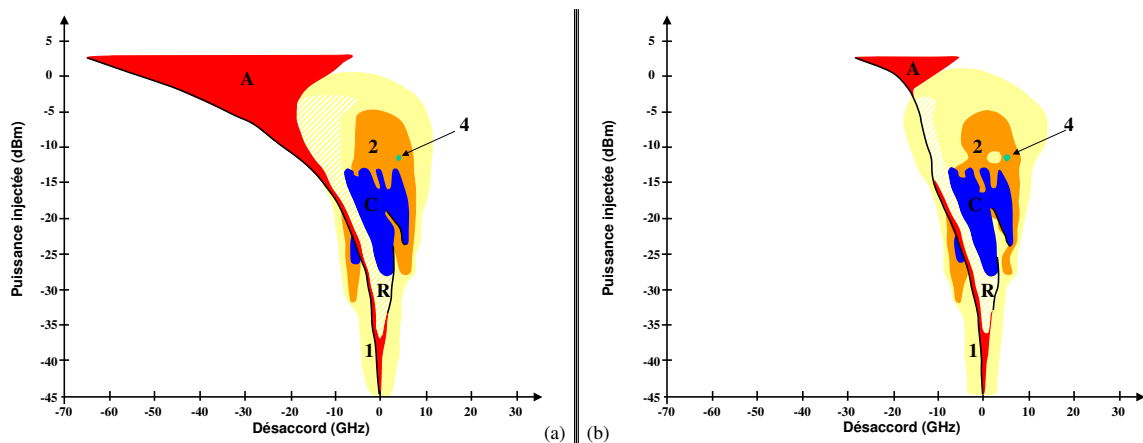


FIG. 6.3 – Cartographie expérimentale d'une puce laser à semi-conducteurs polarisée à 1,7 fois son courant de seuil.

(a) : désaccords décroissants ; (b) : désaccords croissants.

A : accrochage total, 1 : mélange d'ondes simple, 2 : mélange d'ondes double, 4 : mélange d'ondes quadruple, R : relaxation, C : chaos et en blanc : décrochage.

tés au paragraphe 4.2 sont présents. On observe donc des zones de relaxation, de chaos, de mélange d'ondes simple, double et même une zone de mélange d'ondes quadruple pour un désaccord de quelques GHz et une puissance injectée de -12 dBm.

Considérons maintenant uniquement la zone d'accrochage total pour de fortes puissances injectées, supérieures à -15 dBm. Pour des désaccords décroissants (figure 6.3 (a)), cette zone va se décaler continûment vers les désaccords de plus en plus négatifs avant de s'élargir pour atteindre une amplitude de 60 GHz pour une puissance injectée de $+3$ dBm. Ceci correspond ici à notre limite maximale de puissance. Pour des désaccords croissants maintenant (figure 6.3 (b)), la zone d'accrochage total va s'interrompre pour une puissance injectée d'environ -15 dBm, laissant place à une transition brusque entre un régime de mélange d'ondes simple et un régime de relaxation. Pour une puissance injectée d'environ -2 dBm, nous allons retrouver pour le laser injecté un régime d'accrochage total.

Notons de nouveau que la dissymétrie de la cartographie est liée au facteur de couplage phase-amplitude.

La comparaison des figures 6.3 (a) et (b) nous permet de mettre en évidence pour ce taux de pompage du laser esclave la présence d'une zone de bistabilité, comme pour le laser polarisé près de son seuil. Cependant, cette bistabilité n'est plus limitée au seul régime d'accrochage total mais concerne également les régimes de mélange d'ondes simple et de relaxation.

6.2.3 Taux de pompage moyen

Nous polarisons maintenant notre laser à semi-conducteurs à quatre fois son courant de seuil ($r = 4$). Les cartographies obtenues sont présentées sur la figure 6.4. Comme pour

le cas du taux de pompage modéré : les traits noirs représentent des transitions brusques, la figure 6.4 (a) présente la cartographie du laser injecté obtenue pour un désaccord décroissant et la figure 6.4 (b) présente la cartographie obtenue pour un désaccord croissant.

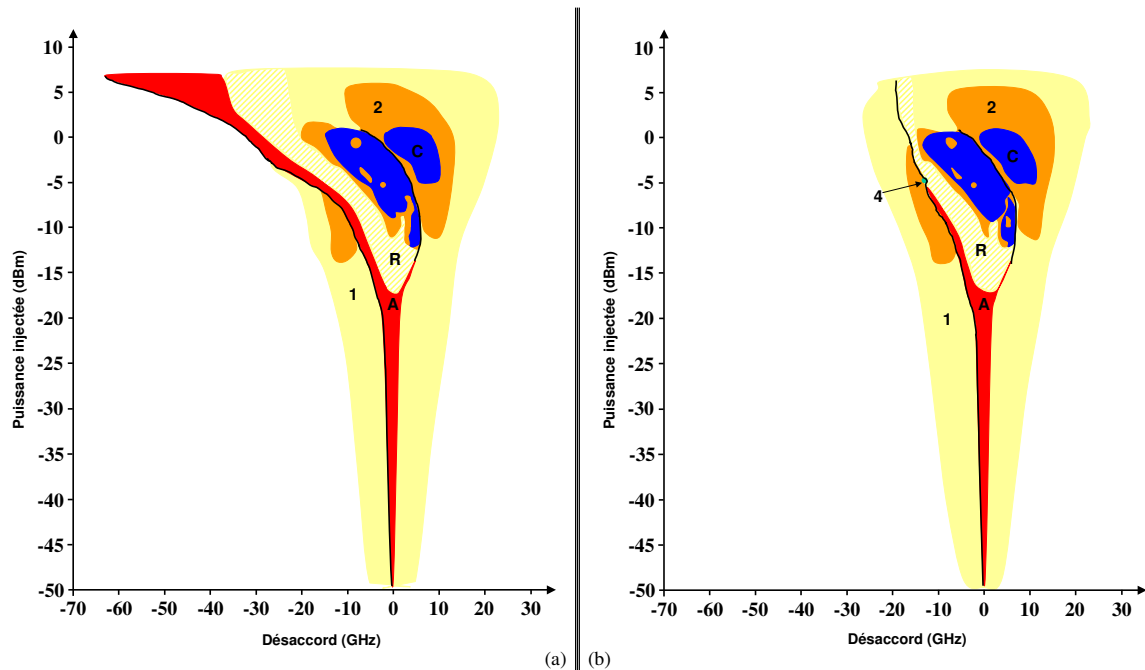


FIG. 6.4 – Cartographie expérimentale d'une puce laser à semi-conducteurs polarisée à 4 fois son courant de seuil.

(a) : désaccords décroissants ; (b) : désaccords croissants.

A : accrochage total, 1 : mélange d'ondes simple, 2 : mélange d'ondes double, 4 : mélange d'ondes quadruple, R : relaxation, C : chaos et en blanc : décrochage.

La cartographie 6.4 est assez similaire à celle obtenue dans le cas du taux de pompage modéré : les mêmes types de régimes de fonctionnement sont visibles à des positions semblables. Remarquons cependant les quelques points suivants :

- nous observons une zone de mélange d'ondes quadruple maintenant située à un désaccord d'environ -11 GHz et à une puissance de -5 dBm et dont la présence est bistable,
- dans le cas des désaccords croissants, nous n'observons plus qu'une seule zone d'accrochage total,
- le fond du creux de relaxation est atteint pour une puissance injectée de -17 dBm, et plus généralement, les différents régimes d'injection sont obtenus pour des puissances plus importantes.

Ces deux derniers points peuvent s'expliquer facilement : dans le cas présent, le laser est polarisé plus loin de son courant de seuil, son fonctionnement est donc plus « robuste » ce qui rend le laser moins sensible à l'injection optique d'un signal extérieur. Pour perturber le laser de manière à induire un comportement similaire, il nous faut donc injecter une

puissance plus importante que précédemment dans la cavité du laser esclave.

6.2.4 Influence de la polarisation

Nous allons ici étudier l'influence des polarisations respectives des deux lasers sur les cartographies réalisées. Jusqu'à maintenant, les lasers maître et esclave présentaient des vecteurs de polarisation colinéaires². Pour cette expérience, nous avons utilisé une fibre PM permettant de tourner la polarisation du champ de 90°. Ainsi, le laser esclave, fonctionnant naturellement suivant son mode TE va voir un champ injecté suivant son mode TM.

Dans ses travaux de thèse, GABET [23] a présenté une étude portant sur la position des frontières de la zone d'accrochage vis-à-vis de la polarisation du laser maître. Pour un faible taux de pompage ($r = 1,2$), il n'observe que peu d'influence par rapport à la polarisation maître : il observe seulement une modification des largeurs de la zone d'accrochage et de la zone de bistabilité. Pour un fort taux de pompage ($r = 4$) à l'inverse, il a montré que la zone d'accrochage sous injection orthogonale se décale vers les plus fortes puissances par rapport au cas de l'injection parallèle.

Dans notre étude, nous avons réalisé la cartographie complète du laser injecté sous polarisations croisées, cartographie réalisée suivant la même méthode que précédemment décrite au paragraphe 6.1.

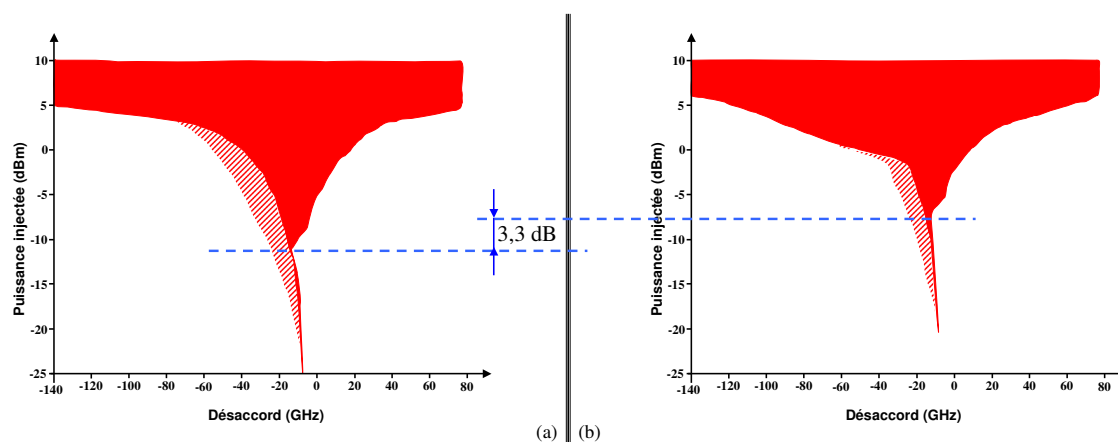


FIG. 6.5 – Cartographies expérimentales d'une puce laser à semi-conducteurs polarisée à 1,3 fois son courant de seuil.

(a) : injection parallèle ; (b) : injection orthogonale.

Les parties hachurées correspondent à des zones bistables : le laser n'est accroché que dans le cas des désaccords décroissants.

La figure 6.5 (b) présente le résultat obtenu lorsque le laser esclave est polarisé à 1,3 fois son courant de seuil. La figure 6.5 (a), quant à elle, rappelle le résultat obtenu dans le cas d'une injection parallèle. Le laser injecté suivant son mode TM présente un comporte-

²Les lasers fonctionnent suivant leurs modes TE.

ment tout à fait similaire (accrochage total ou régime d'amplification, zone bistable) que lorsqu'il est injecté suivant le mode TE. La seule différence est une translation vers les plus fortes puissances de la carte obtenue. Cette *pénalité* est ici de $3,3 \text{ dB}$, comme le montre la figure 6.5. Cette pénalité pourrait avoir pour origine une dépendance du gain à la polarisation, comme il a déjà été démontré [160].

Notons également le fait remarquable que le laser esclave a conservé un fonctionnement suivant son mode de polarisation TE et n'a donc pas adopté la polarisation TM du maître.

Nous avons effectué la même étude en polarisant notre laser plus loin de son seuil : le taux de pompage est maintenant de $r = 4$. La figure 6.6 regroupe les résultats obtenus.

Sur cette figure, la colonne de gauche présente les cartes obtenues pour une injection parallèle pendant que la colonne de droite présente celles obtenues pour une injection orthogonale. La première ligne correspond aux désaccords décroissants et la seconde aux désaccords croissants.

Comme dans le cas précédent du laser polarisé à un courant proche de son courant de seuil, les cartographies obtenues sont similaires : elles sont juste translattées vers les plus fortes puissances. La pénalité mesurée ici est maintenant de 10 dB : elle augmente car le laser étant polarisé à un taux plus important, le fonctionnement du laser esclave est plus robuste vis-à-vis des perturbations extérieures.

On remarque de nouveau que le laser injecté conserve son mode de polarisation TE.

En résumé, une polarisation pour le laser maître différente de celle du laser esclave aura pour conséquence d'introduire une pénalité qui sera d'autant plus importante que le laser esclave est polarisé loin de son courant de seuil. Dans la mesure du possible, il est donc souhaitable de toujours aligner les polarisations maître et esclave dans le but de pouvoir observer le plus de régimes de fonctionnement possibles : par exemple, pour $r = 4$ en polarisations croisées, il nous est impossible d'atteindre les zones de bistabilités qui sont observables en injection parallèle.

6.2.5 Influence de la largeur de raie du laser maître

Nous avons également réalisé le même type de cartographie mais cette fois-ci en utilisant différents lasers maîtres et présentant des largeurs de raie différentes. Comme vis-à-vis de la polarisation, nous avons observé l'apparition d'une pénalité suivant la largeur de raie du laser maître.

Les résultats obtenus sont regroupés dans le tableau 6.1.

Ces résultats montrent que plus le laser maître est fin spectralement, plus il lui sera facile de perturber le fonctionnement du laser esclave. Nous retrouvons ici le résultat, obtenu dans le cadre de l'injection de faibles signaux, ayant abouti à l'élaboration de la

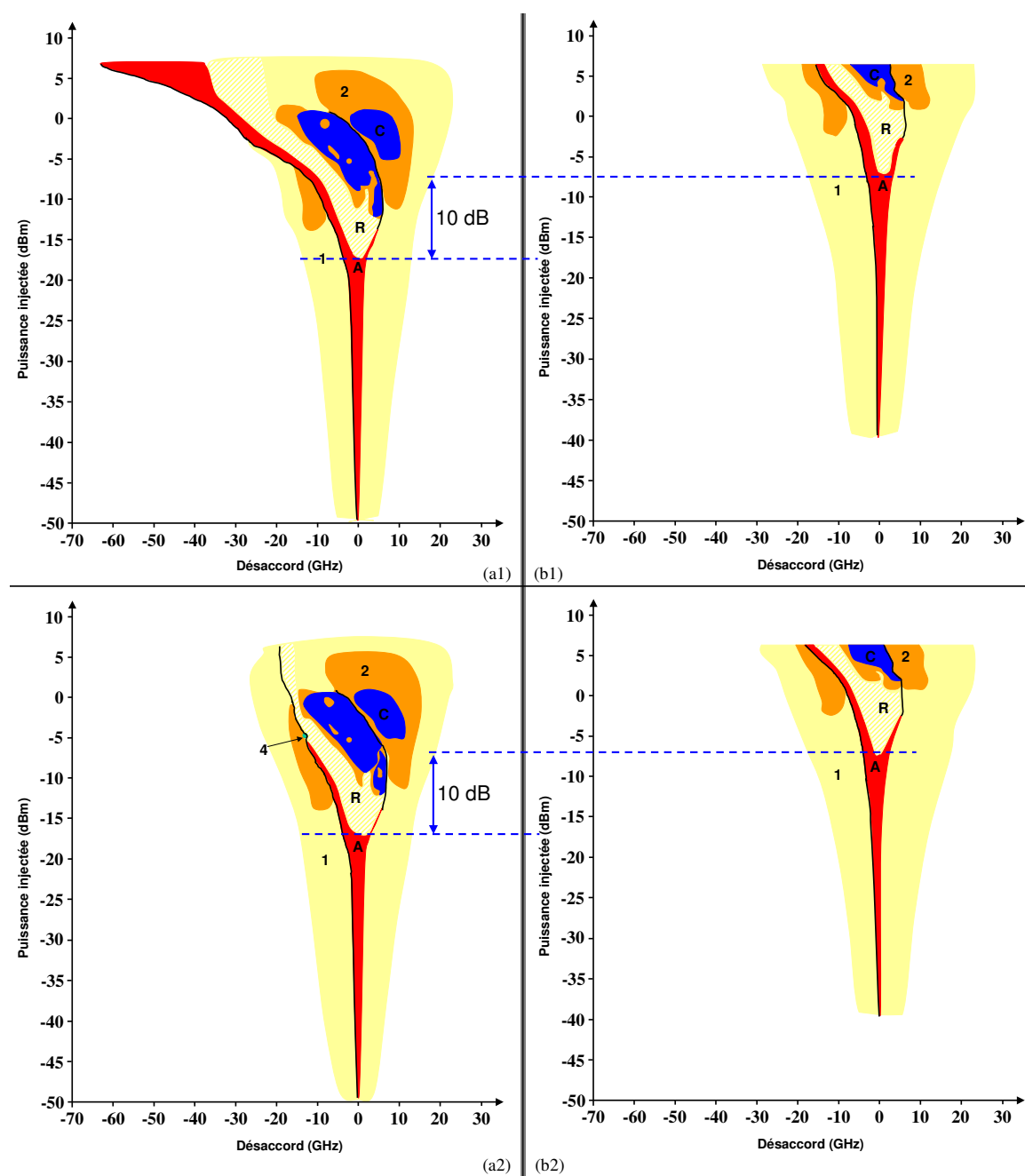


FIG. 6.6 – Cartographies expérimentales d'une puce laser à semi-conducteurs polarisée à 4 fois son courant de seuil.

Colonne de gauche : injection parallèle ; colonne de droite : injection orthogonale.

Première ligne, désaccords décroissants ; deuxième ligne, désaccords croissants.

TAB. 6.1 – Pénalité mesurée en fonction de la largeur de raie du laser maître.

FWHM _{maître}	Pénalité (dB)
125 kHz (TUNICS)	0 (référence)
33 MHz (laser à semi-conducteurs)	0,3
80 MHz (laser à semi-conducteurs)	1,2

méthode de mesure de largeur de raie optique et étant présenté au chapitre 5.

Finalement, le meilleur moyen pour modifier le fonctionnement d'un laser optiquement injecté est donc d'utiliser un laser maître fin spectralement et présentant une polarisation alignée suivant celle du laser esclave.

6.3 Laser multimode

Le but de ce paragraphe est de présenter le comportement d'un laser multimode optiquement injecté. Nous étant limités au cours de cette thèse à étudier les lasers monomodes, nous allons présenter quelques résultats obtenus par d'autres expérimentateurs du laboratoire.

Dans un premier temps, nous considererons le cas du laser bimode avant de présenter dans un second temps des cartographies réalisées avec un laser fortement multimode.

6.3.1 Laser bimode

Nous commencerons donc par envisager le cas d'un laser bimode.

La figure 6.7 montre le spectre optique, observé grâce à un analyseur de spectre optique de résolution $0,07 \text{ nm}$, du laser esclave libre. On y observe les deux pics lasers espacés d'environ 4 nm et un SMSR associé à ces modes d'environ 10 dB .

Jean-François HAYAU [161] a pu montrer que les régimes de fonctionnement du laser esclave étaient, dans ce cas, différents de ceux présentés au paragraphe 4.2. Il a en effet distingué les régimes de mélange d'ondes avec amplification d'un, deux ou trois modes secondaires et a cartographié les zones d'accrochage avec amplification ou au contraire extinction d'un ou plusieurs modes secondaires.

Nous n'entrerons pas dans les détails de la différenciation de ces nouveaux régimes, de plus amples informations étant disponibles dans la référence [161]. Nous nous contenterons de présenter succinctement les cartographies réalisées par HAYAU.

La figure 6.8 présente la carte obtenue dans le cas des désaccords décroissants. Nous observons, pour un désaccord nul et une puissance injectée d'environ -30 dBm , la présence d'une zone d'accrochage total présentant un creux de relaxation, comme pour un laser monomode. Pour de plus fortes puissances, nous atteignons des zones de nature plus complexe : mélange d'ondes et chaos. La particularité liée au caractère bimode du

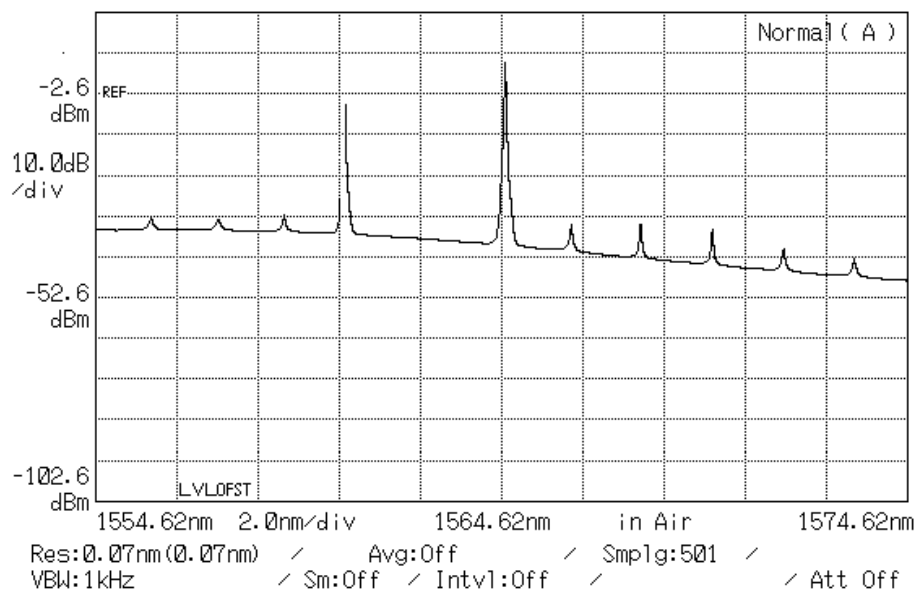


FIG. 6.7 – Spectre optique du laser esclave bimode libre.

laser esclave ne devient visible que pour des puissances supérieures à -5 dBm ou dans le cas d'un désaccord supérieur à $+100 \text{ GHz}$.

- Dans le premier cas (désaccord faible et $P_i > -5 \text{ dBm}$), le laser fonctionne dans des régimes d'amplification ou d'accrochage.
- Autour de $+500 \text{ GHz}$ de désaccord³, nous obtenons des zones de fonctionnement plus riches et étendues : nous observons une grande plage d'accrochage possible, des zones de mélange d'ondes simple et double ou encore des zones de chaos. Dans ce cas, l'accrochage et les interactions non-linéaires de mélange d'ondes ont lieu avec le mode secondaire du laser et non plus avec le mode principal.
- Finalement, nous remarquons qu'il est possible de réaliser l'amplification d'un ou trois modes secondaires sur une plage de presque 400 GHz du moment que la puissance injectée est supérieure à 0 dBm .

La figure 6.9 quant à elle présente la cartographie du laser obtenue dans le cas des désaccords croissants. Nous remarquons que cette carte est en grande partie similaire à celle présentée à la figure 6.8 : les seules différences visibles se situent autour du désaccord nul et pour les fortes puissances injectées ($P_i > -5 \text{ dBm}$). Le laser ne fonctionne maintenant plus qu'en amplification ou mélange d'ondes et ne présente plus de zones d'accrochage.

³Ce qui correspond à un écart en longueur d'onde de 4 nm , écart présent entre les deux modes lasers comme nous l'avons vu à la figure 6.7.

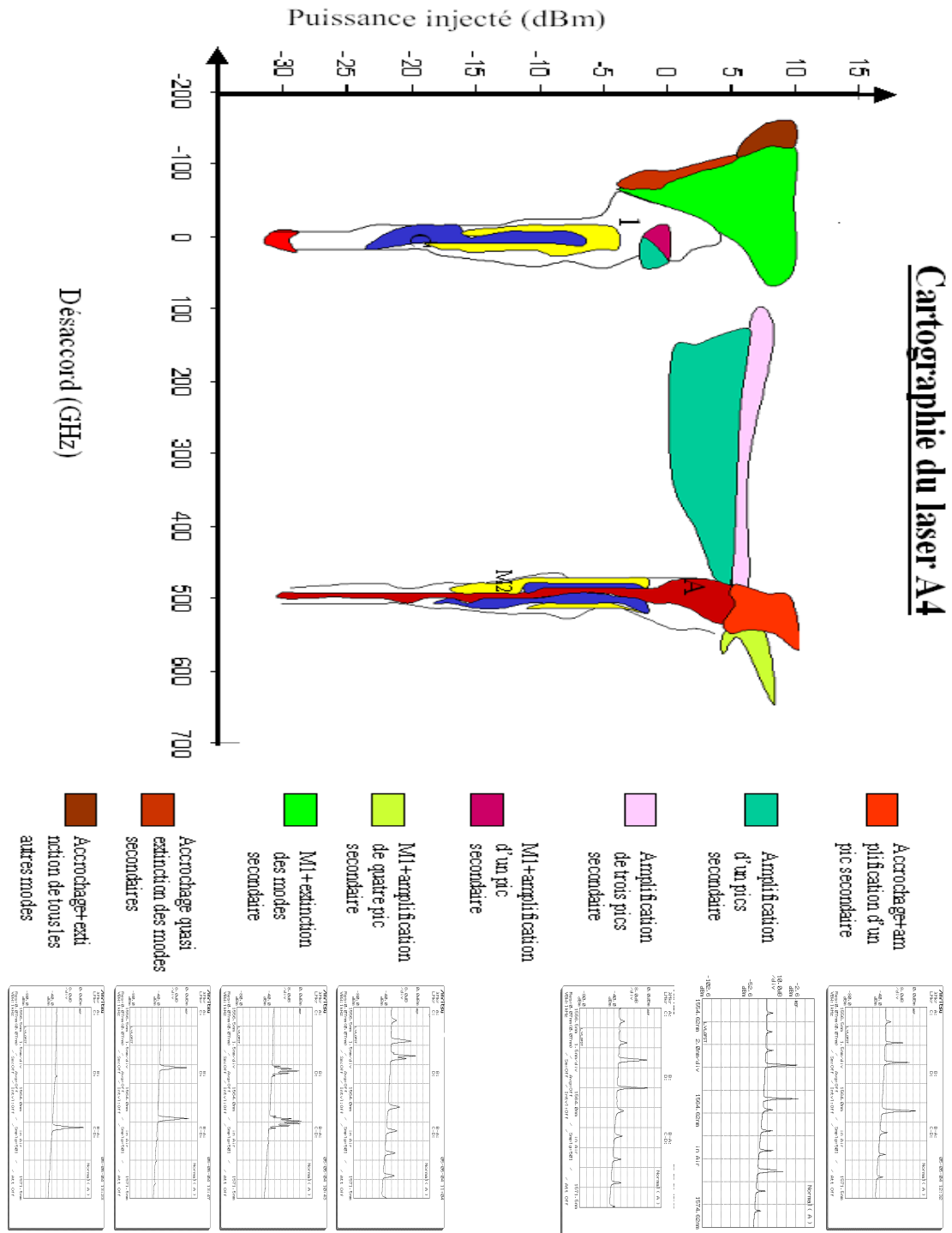


FIG. 6.8 – Cartographie expérimentale d'une puce laser à semi-conducteurs bimode polarisée à 4 fois son courant de seuil.

Désaccords décroissants.

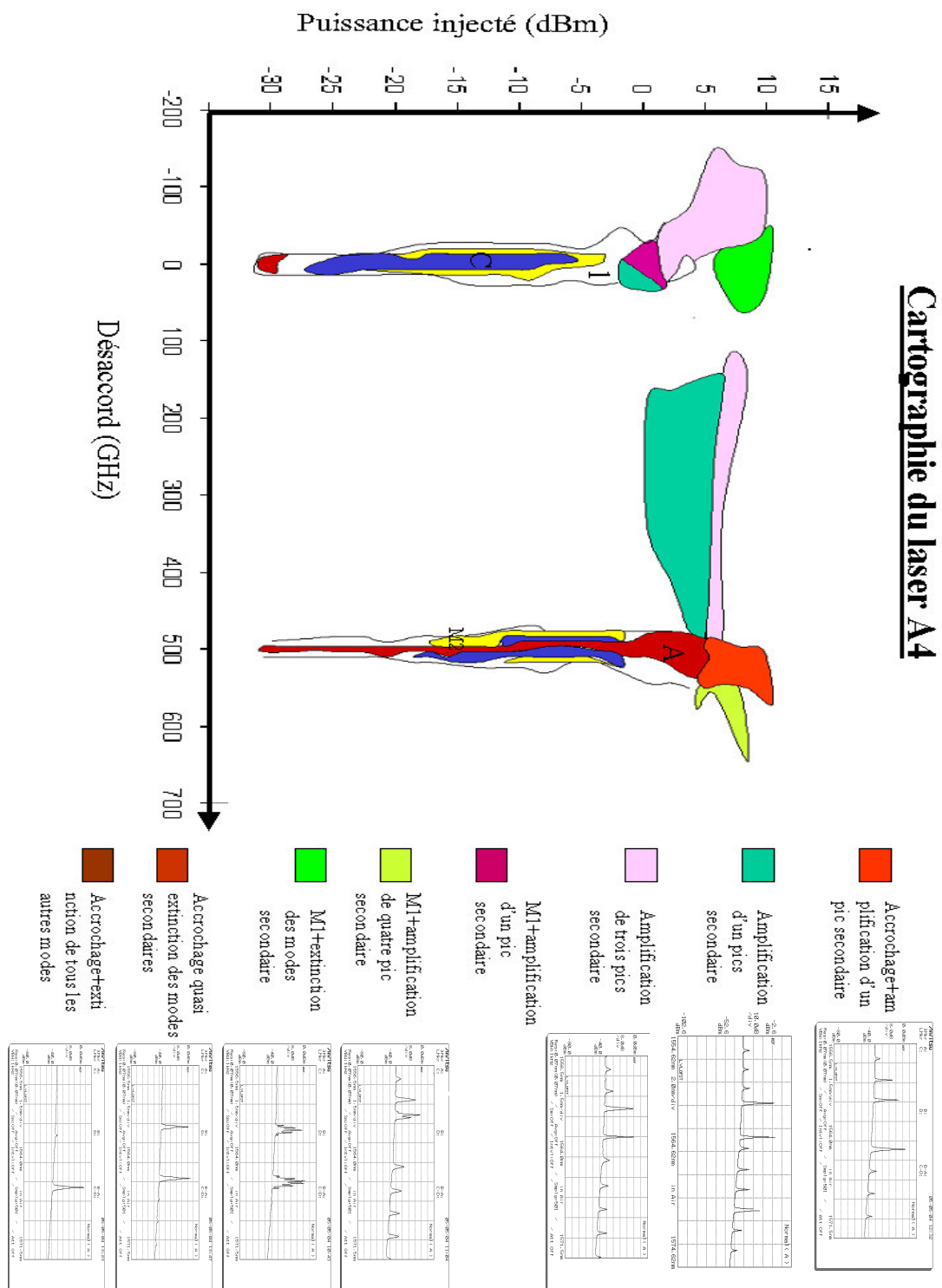


FIG. 6.9 – Cartographie expérimentale d’une puce laser à semi-conducteurs bimode polarisée à 4 fois son courant de seuil.

Désaccords croissants.

6.3.2 Laser fortement multimode

Nous allons maintenant présenter des cartographies obtenues pour des lasers fortement multimodes. Ces cartes ont été réalisées dans le cadre des travaux de thèse de Céline GUIGNARD [98]. Le laser esclave utilisé est alors, dans ce cas, constitué d'un laser à semi-conducteurs contre-réactionné par un réseau de Bragg photo-inscrit dans une fibre optique micro-lentillée [162] réalisée au laboratoire, au sein du Centre Commun Lannionnais d'Optique (CCLO).

Comme dans le cas du laser bimode évoqué au paragraphe précédent, le laser multimode optiquement injecté présente des régimes de fonctionnement différents de ceux présentés au paragraphe 4.2. GUIGNARD définit en effet les régimes de quasi-accrochage, quasi-extinction ou encore de transfert de pureté (*cf* paragraphe 9.2.2 de la référence [98]).

Les cartographies obtenues sont alors visibles aux figures 6.10 et 6.11. Sur ces figures, la valeur du désaccord est calculée en considérant le mode esclave le plus puissant :

$$\Delta\nu = \nu_M - \nu_{E,mode\ le\ plus\ puissant}$$

La figure 6.10 présente la carte obtenue pour une injection optique en face arrière⁴ et pour un taux de polarisation du laser esclave de $r = 1,5$. On peut, dans un premier temps, remarquer que pour une puissance injectée supérieure à $+4\ dBm$, le laser esclave est accroché totalement sur toute la plage de désaccord de la cartographie (-200 à $+80\ GHz$). Pour des puissances plus faibles, la zone d'accrochage se divise en sous-parties formant un peigne de fréquences correspondant aux modes longitudinaux du laser esclave libre. Notons qu'il est possible d'observer des régimes de chaos autour de chaque modes lasers pour des puissances injectées comprises entre -10 et $-4\ dBm$.

La figure 6.11, quant à elle, présente la cartographie obtenue toujours pour une injection en face arrière mais maintenant pour un taux de pompage de $r = 4$. Comme pour la carte précédente, nous remarquons que l'esclave est toujours accroché pour des puissances injectées maintenant supérieures à $+15\ dBm$. Pour des puissances inférieures, nous retrouvons le peigne de fréquences correspondant aux différents modes du laser esclave. Nous remarquons cependant que le régime majoritairement présent est le chaos. De plus, et à l'inverse du cas du laser monomode, le laser injecté présente une richesse plus importante de régimes de fonctionnement possibles lorsqu'il est polarisé à un courant proche de son courant de seuil.

Pour de plus amples informations concernant l'influence d'une injection optique dans un laser multimode fonctionnant en régime statique ou de blocage de modes, le lecteur pourra se reporter à la référence [98].

⁴Le signal est alors injecté directement dans le matériau semi-conducteurs et non via la fibre micro-lentillées.

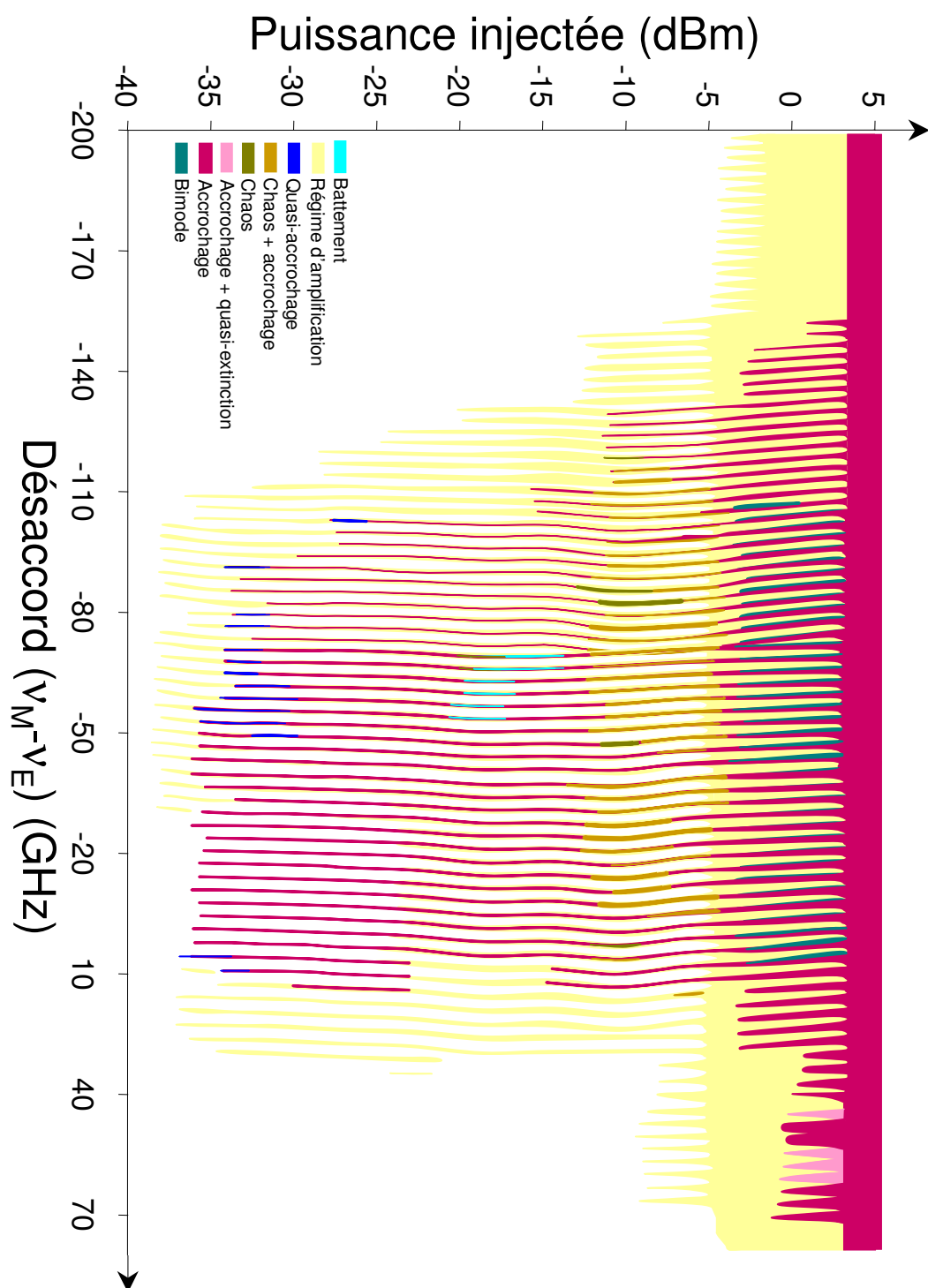


FIG. 6.10 – Cartographie expérimentale de l'injection optique en face arrière d'un laser à semi-conducteurs multimode et polarisé à 1,5 fois son seuil.

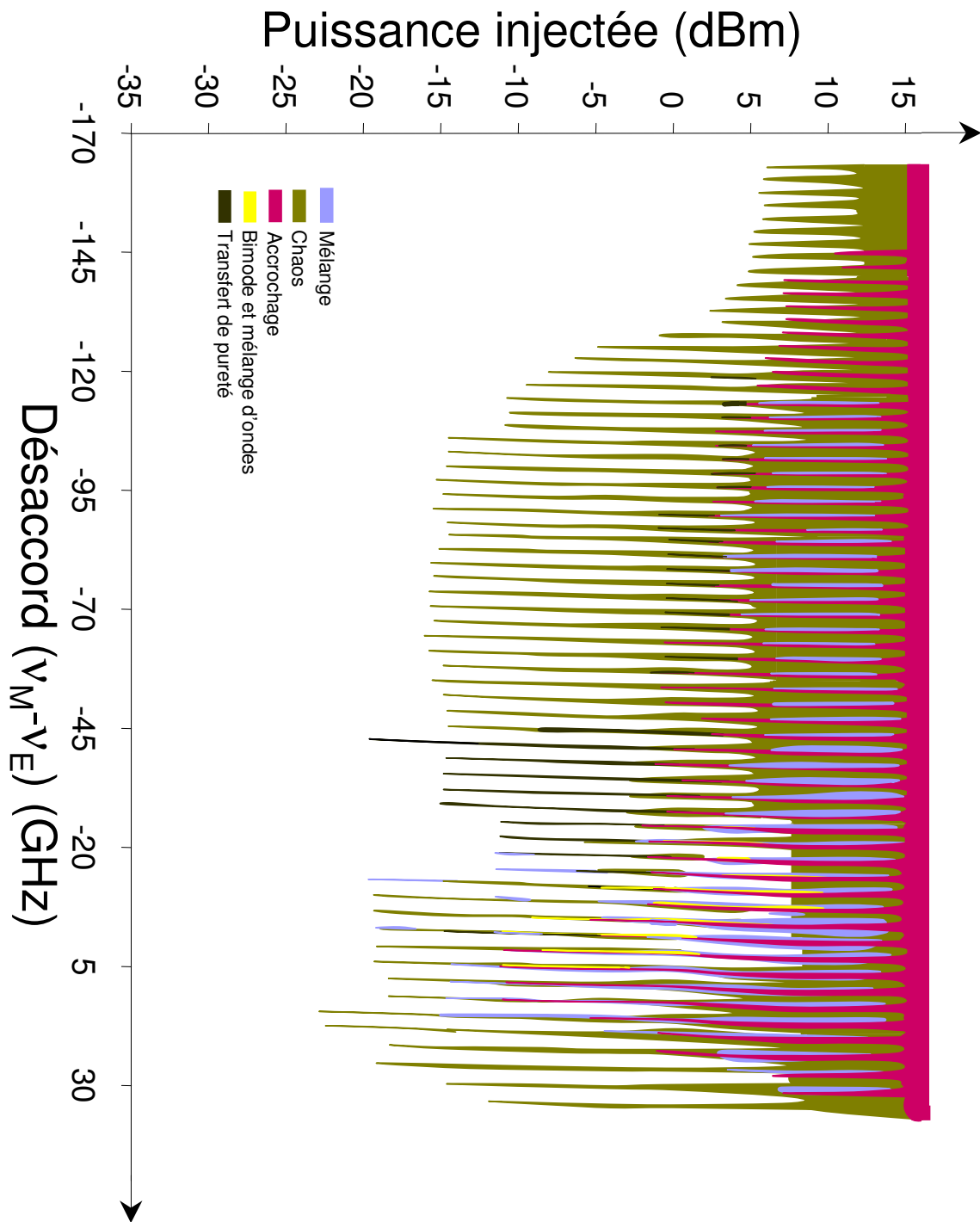


FIG. 6.11 – Cartographie expérimentale de l'injection optique en face arrière d'un laser à semi-conducteurs multimode et polarisé à 4 fois son seuil.

6.4 Mise en évidence de la multi-excitabilité

La notion d'excitabilité a historiquement été développée en biologie pour décrire la transmission de l'influx nerveux dans les cellules [163]. En optique, un tel phénomène a pu être observé ou simulé, par exemple, dans des lasers composés d'absorbants saturables [164, 165], des lasers soumis à contre-réaction optique [166–168] ou à injection optique [167, 169].

Ce régime d'excitabilité se caractérise par l'apparition de pics de puissance répartis aléatoirement dans le temps. Ces apparitions, possibles à proximité d'un point de fonctionnement de type «*nœud-col*»⁵, sont liées à la présence de bruit dans le système : celui-ci va déstabiliser le fonctionnement du laser et faire «voyager» le point représentatif du système dans l'espace des phases (plan $(I - \Delta n)$ par exemple) avant de revenir sur le point stable. Ce «voyage» se déroule en effet en deux temps : le point représentatif du système va tout d'abord s'écarter du point de fonctionnement (car il se trouve dans le bassin de répulsion) puis il va revenir sur le point initial (car revenu dans le bassin d'attraction). Cela a donc pour conséquence l'émission d'un pic de puissance.

Notons qu'il est possible de définir un ordre d'excitabilité : pour des émissions de pics isolés, on parle d'excitabilité (d'ordre 1) ; pour des émissions de doublets d'impulsions, on parle alors de multi-excitabilité d'ordre 2 ; pour des triplets, d'ordre 3 ; *etc.*

Le cas du laser à semi-conducteurs injecté a été étudié notamment par WIECZOREK *et al.* de manière numérique [167, 172–176]. Ceux-ci ont pu mettre en évidence la présence de multi-excitabilité «naturelle»⁶ dans ce type de système. Nous n'avons pas cependant connaissance d'observation expérimentale de multi-excitabilité pour un laser optiquement injecté.

Nous allons donc maintenant présenter les résultats obtenus avec l'aide de PÉRAUD [177]. Nous avons en effet récemment mis en évidence la présence de multi-excitabilité dans un laser à semi-conducteurs optiquement injecté. Cette observation a été réalisée avec le laser B2, polarisé à 1,5 fois son courant de seuil.

Un exemple d'acquisition temporelle de multi-excitabilité est présentée à la figure 6.12 où l'on peut voir l'apparition aléatoire de pics de puissance ponctuer le régime de fonctionnement continu du laser.

La figure 6.13 présente différentes sortes d'impulsions observables dans ce régime de multi-excitabilité.

Les figures (a1) et (b1) montrent des impulsions isolées, caractéristiques du régime d'ordre 1.

⁵Pour plus d'informations, nous encourageons le lecteur à consulter les références [170, 171]. Pour simplifier, disons que ce type de point de fonctionnement est caractérisé par les propriétés suivantes :

1. ce point est stable,
2. son voisinage se divise en deux parties : la première fait partie du bassin d'attraction du point considéré ; la seconde, au contraire, fait partie du bassin de répulsion.

⁶Précédemment, il fallait appliquer une perturbation extérieur pour générer l'apparition d'impulsions.

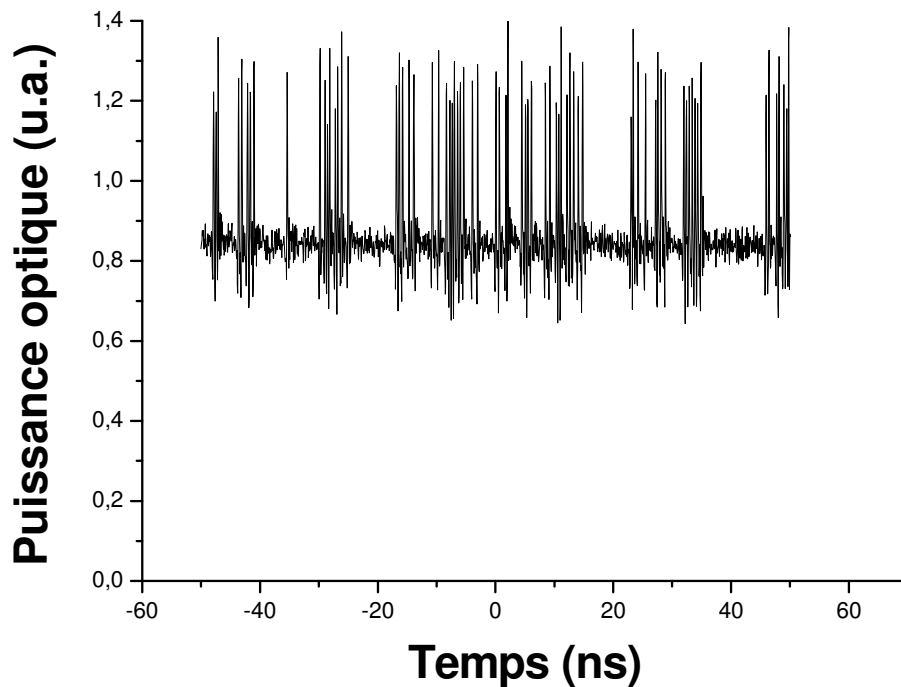


FIG. 6.12 – Exemple d'acquisition temporelle dans le régime de multi-excitabilité.

Les figures (a2) et (b2) présentent des doublets d'impulsions (ordre 2) et la figure (a3) un triplet d'impulsions (ordre 3). Finalement, la figure (b3) montre un groupe d'une dizaine d'impulsions.

La figure 6.14, quant à elle, présente la cartographie de la zone d'accrochage totale du laser (en rouge) ainsi que les zones de multi-excitabilité (hachuré). Notons que, pour plus de simplicité, les zones de dynamique plus complexe (mélange d'ondes, chaos...) n'ont pas été reportées sur cette figure, bien que cependant observables expérimentalement. Notons également que les différentes zones de multi-excitabilité (suivant leurs ordres) n'ont pas été différenciées sur cette cartographie : ces zones se répartissent suivant des valeurs de désaccord et puissance injectée très proches les unes des autres.

Nous avons ici reporté les premiers résultats de caractérisation du régime de multi-excitabilité observé dans notre laser à semi-conducteurs optiquement injecté. Cette étude est toujours en cours afin de caractériser plus finement ce régime de fonctionnement, notamment du point de vue de la statistique d'apparition des impulsions.

Ce chapitre regroupe les résultats expérimentaux obtenus lors de l'injection d'un signal optique dans le laser esclave.

Après avoir présenté la méthode pour réaliser des cartographies de fonctionnement du la-

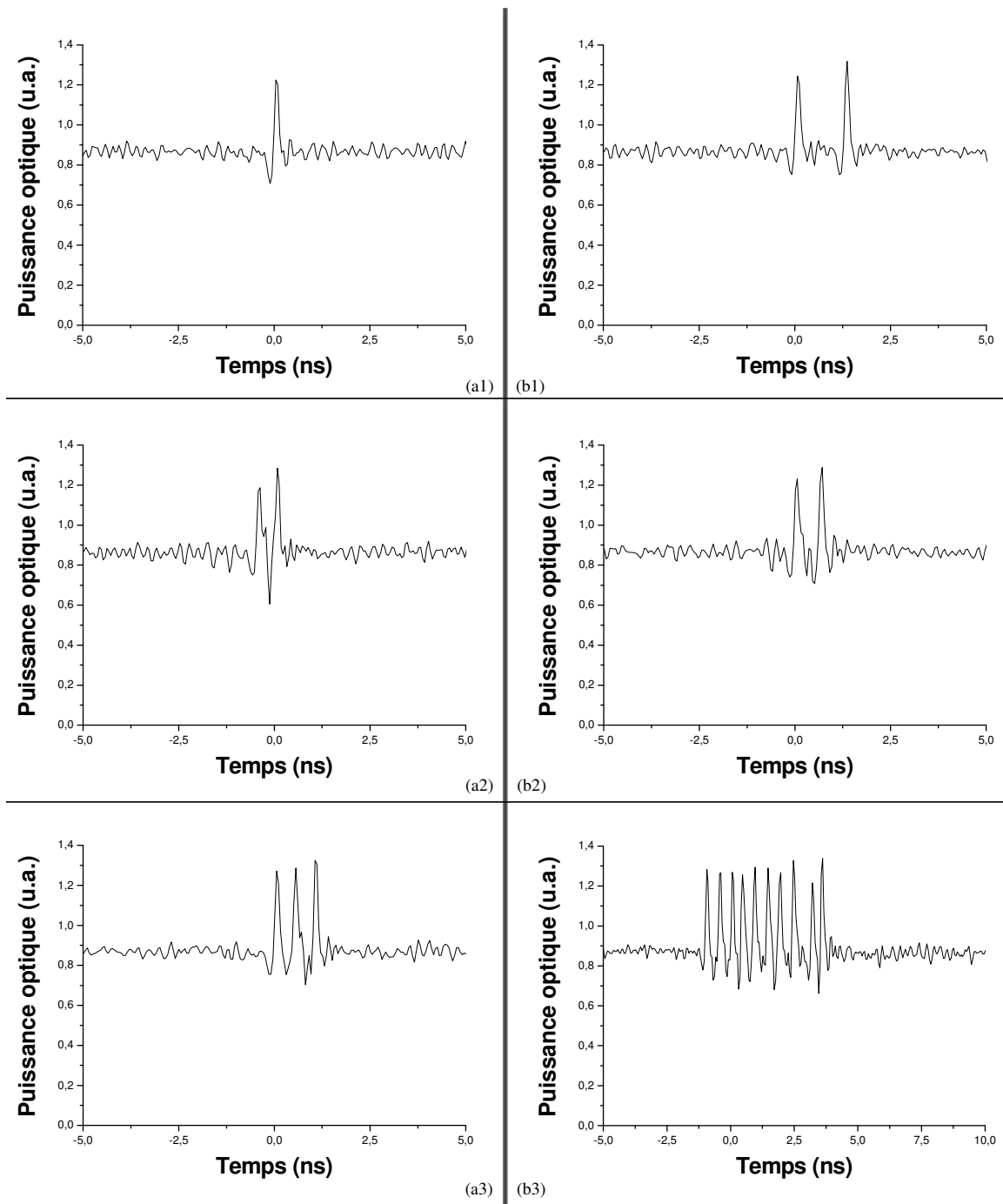


FIG. 6.13 – Exemple d'impulsions observables dans le régime de multi-excitabilité.

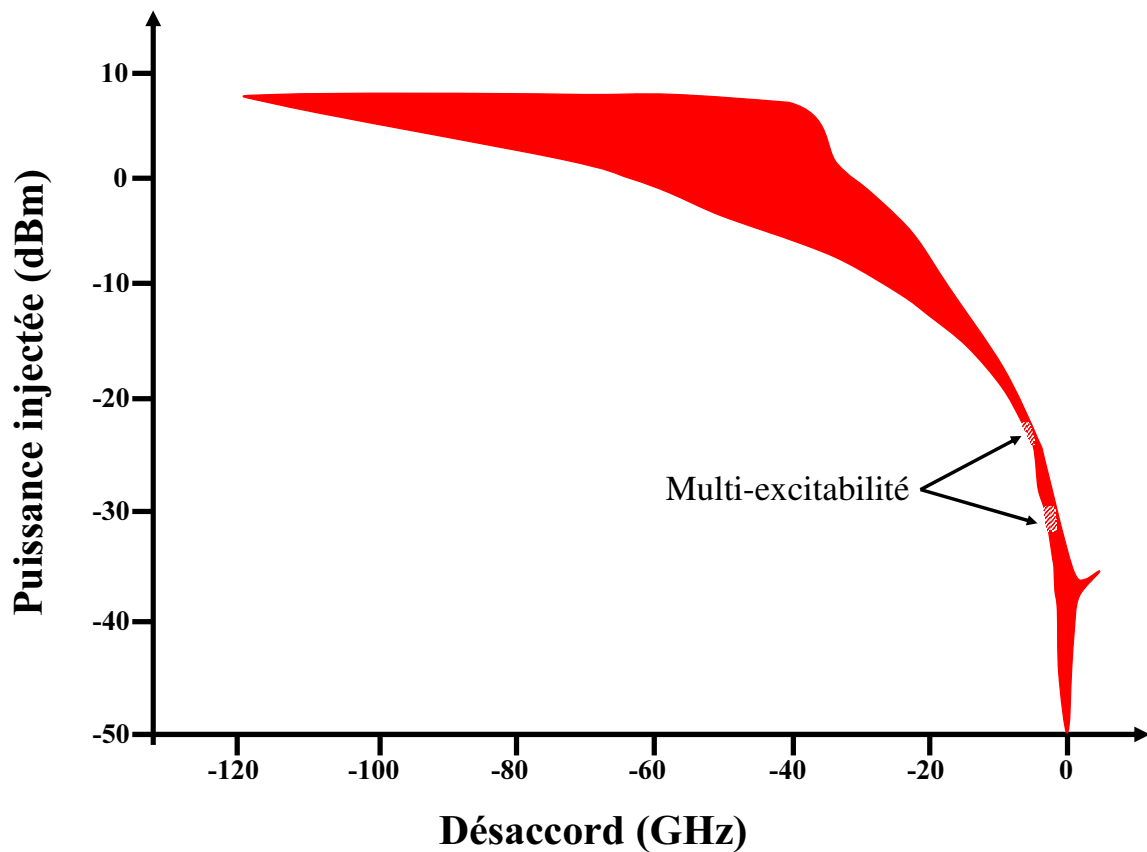


FIG. 6.14 – Cartographie des zones d'accrochage total et de multi-excitabilité du laser B2 polarisé à 1,5 fois son courant de seuil.

ser injecté, nous avons étudié le fonctionnement d'un laser monomode en fonction de son taux de pompage. Nous avons, de plus, mis en évidence la pénalité liée aux polarisations relatives du maître et de l'esclave. Nous avons ensuite rappelé les résultats déjà obtenus au laboratoire pour des lasers multimodes.

Finalement, nous avons présenté une première étude du régime de multi-excitabilité dans le laser injecté.

Chapitre 7

Simulation numérique d'un laser à semi-conducteurs optiquement injecté

Le but de ce chapitre est de présenter les résultats numériques obtenus lors de la simulation d'un laser monomode à semi-conducteurs injecté. Après avoir décrit le modèle utilisé, nous présenterons les cartographies numériques ainsi réalisées et nous les comparerons avec les cartographies expérimentales du chapitre précédent. Pour finir, nous utiliserons le modèle afin d'étudier la dynamique temporelle du laser injecté.

7.1 Système d'équations utilisé

Pour décrire le fonctionnement d'un laser à semi-conducteurs injecté, nous allons adapter le système d'équations (3-2) (page 32) pour prendre en compte le champ optique E_{inj} injecté dans la cavité du laser esclave, suivant la méthode proposée par AGRAWAL [137]. Nous obtenons alors le système (7-1) :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2\tau_c} \left[g^d \frac{\Delta n + 1/n_{sp}}{1 + \epsilon_c I} - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] E + \frac{i\alpha_H}{2\tau_c} \left[g^d \left(\Delta n + 1/n_{sp} \right) - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] E + F_E(t) + \kappa E_{inj} \quad (7-1a)$$

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{1}{\tau_e} \left[j_b - \Delta n - \tau_e G_N \frac{\Delta n + 1/n_{sp}}{1 + \epsilon_c I} I \right] + F_N(t) \quad (7-1b)$$

Par rapport au laser libre, ce système contient seulement en plus le terme du champ injecté E_{inj} pouvant se mettre sous la forme $E_{inj} = \sqrt{I_{inj}} e^{i\omega_{inj}t}$. κ représente le taux de couplage entre les deux lasers. Comme dans le cas du laser seul, nous négligerons le coefficient ϵ_c de compression du gain.

7.2 Solutions stationnaires

Les solutions stationnaires du système d'équations décrivant le laser injecté peuvent être déterminées en réalisant une analyse linéaire de la stabilité. Cela amène à la résolution d'une équation transcendante, dite équation d'ADLER [27] appliquée au laser à semi-conducteurs injecté, et qui s'écrit sous la forme :

$$\Delta\nu = \kappa \sqrt{\frac{I_{inj}}{I}} \sqrt{1 + \alpha_H^2} \sin(2\pi\Delta\nu t - \arctan \alpha_H) \quad (7-2)$$

Dans le plan (Désaccord - Puissance injectée), les solutions de cette équation sont situées à l'intérieur de la zone formée par les courbes d'équations (7-3a) et (7-3b) :

$$\Delta\nu_- = -\kappa \sqrt{\frac{I_{inj}}{I}} \sqrt{1 + \alpha_H^2} \quad (\text{désaccords négatifs}) \quad (7-3a)$$

$$\Delta\nu_+ = +\kappa \sqrt{\frac{I_{inj}}{I}} \sqrt{1 + \alpha_H^2} \quad (\text{désaccords positifs}) \quad (7-3b)$$

Les solutions de ces équations sont visibles à la figure 7.1 pour deux taux de pompage distincts.

Nous pouvons, dans un premier temps, remarquer que ces frontières sont qualitativement similaires à celles obtenues expérimentalement (*cf* figures 6.2 et 6.4, respectivement pages 76 et 78). Nous reviendrons à la comparaison avec l'expérience après avoir présenté les cartographies numériques réalisées.

Notons de plus qu'il est possible d'aller plus loin par une analyse petit signal et qu'il est possible de retrouver la fréquence de relaxation et l'amortissement du laser en présence d'une injection optique. Il est également possible de faire une analyse en terme de bifurcation. Le lecteur pourra, par exemple, se reporter aux articles de WIECZOREK et KRAUSKOPF [156, 175, 178, 179].

7.3 Cartographies numériques

Nous allons ici présenter les cartographies numériques obtenues à partir de l'intégration du système d'équations (7-1). Pour pouvoir les comparer aux cartographies expérimentales du chapitre 6, nous allons procéder à la résolution du système de manière analogue au protocole expérimental : pour une puissance injectée donnée, nous fixons un désaccord très négatif, réalisons la résolution numérique, augmentons le désaccord puis résolvons de nouveau le système et ainsi de suite. Arrivé à la limite supérieure fixée pour les désaccords, nous re-calculons les solutions en diminuant ce paramètre. Une fois arrivé à la valeur initiale du désaccord, nous augmentons la puissance injectée puis recommençons les calculs tels que nous venons de le décrire.

L'étude des variations temporelles de la puissance émise nous permet alors, notamment

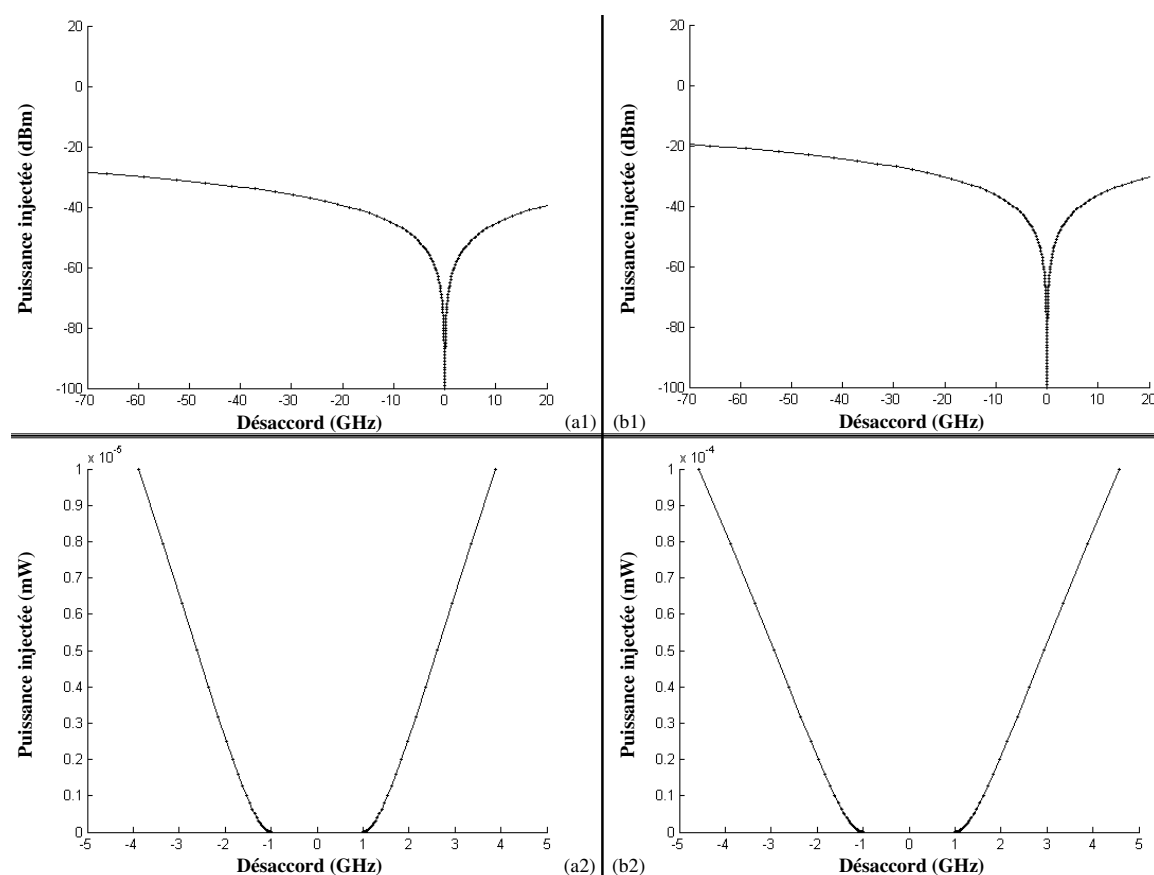


FIG. 7.1 – Frontières analytiques de la zone d'accrochage total du laser injecté.

Colonne de gauche : Taux de pompage normalisé $j_b = 0,3$; Colonne de droite : $j_b = 3^1$
 Première ligne : Puissance injectée en dBm; Seconde ligne : Puissance injectée en mW

par analyse spectrale du signal grâce à la réalisation d'une transformée de Fourier rapide (FFT pour *Fast Fourier Transform*), de distinguer les différents régimes de fonctionnement du laser injecté.

Rappelons que les valeurs des paramètres physiques des lasers utilisés sont données au tableau 3.1 (cf page 36).

7.3.1 Taux de pompage faible

Nous avons dans un premier temps simulé le comportement du laser B2 soumis à une injection optique et pour un taux de polarisation faible de $r = 1,3$ (soit $j_b = 0,3$). La cartographie obtenue est présentée à la figure 7.2.

Comme sur la figure 6.2, représentant les résultats expérimentaux, nous n'observons ici que deux régimes possibles de fonctionnement : le laser esclave est soit décroché, soit accroché totalement.

¹Rappelons ici que $j_b = r - 1$, comme nous l'avons vu à l'annexe B.

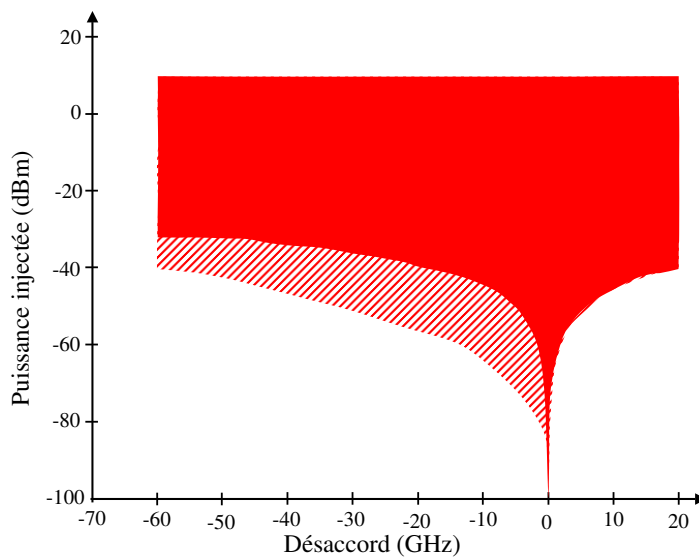


FIG. 7.2 – Cartographie numérique d'une puce laser à semi-conducteurs polarisée à 1,3 fois son courant de seuil.

La partie hachurée correspond à une zone bistable : le laser n'est accroché que dans le cas des désaccords décroissants.

Nous mettons également en évidence, grâce à cette cartographie, le comportement bistable du laser injecté. En effet, dans la partie hachurée, le laser n'est accroché que dans le cas des désaccords décroissants.

Notons de plus une différence importante entre l'expérience et la simulation : nous observons un décalage d'environ 35 dB entre les cartographies 6.2 et 7.2. Ce décalage peut avoir deux origines :

1. des pertes de couplages non prises en compte et qui seraient liées à une désadaptation entre le diamètre de mode du laser et celui de l'optique d'injection. Notons cependant que cette explication pourrait permettre d'expliquer un décalage de quelques décibels, mais en aucun cas cette valeur de 35 dB ;
2. le fait que le modèle numérique est basé sur le formalisme de l'onde plane monochromatique, donc de largeur de raie infiniment fine. Or, nous avons vu au chapitre 6, l'impact de la largeur de raie du laser maître sur le fonctionnement du laser esclave (paragraphe 6.2.5 page 80). Notons cependant que dans nos simulations, la raie du laser maître présente une certaine largeur du fait du bruit numérique lié au fait que le calcul est effectué en précision finie.

Enfin, nous pouvons remarquer que la cartographie numérique ici obtenue est centrée sur le désaccord nul, ce qui n'était pas le cas de la cartographie expérimentale. L'écart observé² sur la carte 6.2 doit donc avoir pour origine un phénomène physique non pris en

²Notons que ce décalage avait déjà été observé au laboratoire [23,24].

compte dans le modèle. Malheureusement, nous n'avons pas pu déterminer lequel...

7.3.2 Taux de pompage moyen

Nous simulons maintenant le laser B2 pour un taux de polarisation de $r = 4$ (soit $j_b = 3$). La figure 7.3 montre alors les cartographies obtenues. Sur cette figure 7.3, les différents régimes sont représentés suivant les mêmes couleurs qu'aux figures 6.3 et 6.4 (cf pages 77 et 78).

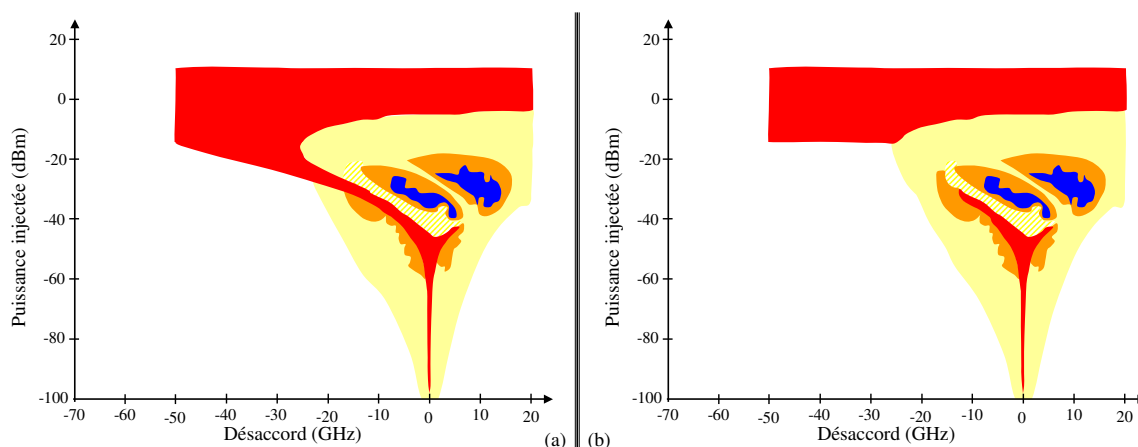


FIG. 7.3 – Cartographies numériques d'une puce laser à semi-conducteurs polarisée à 4 fois son courant de seuil.

(a) : désaccords décroissants ; (b) : désaccords croissants

Si nous ne considérons, dans un premier temps, que la zone d'accrochage total du laser injecté, nous observons ici une forme similaire à celle présentée aux cartographies 6.4 : la zone d'accrochage est centrée autour du désaccord nul puis va se séparer en deux branches, faisant ainsi apparaître le creux de relaxation du laser injecté. Comme nous l'avons observé expérimentalement, la branche d'accrochage dans les désaccords positifs va disparaître alors que celle située dans les désaccords négatifs va se poursuivre pour les plus fortes puissances injectées. La comparaison des figures 6.4 (a) et 6.4 (b) montre également clairement le caractère bistable de cette partie de la zone d'accrochage total, ce qui n'avait pas été montré numériquement jusqu'à maintenant. Ces résultats ont récemment fait l'objet de communications : [180, 181].

Finalement, pour les fortes puissances injectées, le laser esclave est accroché quel que soit le désaccord. Ce résultat a déjà été obtenu en simulation [15, 182] mais n'a, jusqu'à présent, à notre connaissance, jamais été observé expérimentalement du fait des puissances nécessaires trop importantes.

Considérons maintenant les autres régimes de la cartographie.

Les zones de mélange d'ondes sont localisées à des endroits similaires à ceux observés expérimentalement. Notons cependant l'absence de zone de mélange d'ondes quadruple

sur les cartes 7.3.

Enfin, les zones de chaos sont également situées aux mêmes endroits, seule la localisation des frontières diffère légèrement.

Notons une fois de plus que la différence majeure entre l'expérience et la simulation réside dans les valeurs des puissances injectées. Nous observons maintenant un décalage, lié au modèle «monochromatique» utilisé, d'environ 30 dB entre les cartographies 6.4 et 7.3. Sur la cartographie 7.3, le niveau maximal de puissance pouvant être injectée expérimentalement se situe donc environ à -20 dBm. Au delà de cette limite, les résultats numériques ne peuvent alors pas être confrontés à l'expérience.

Pour finir, l'annexe D regroupe les cartographies expérimentales et numériques d'un laser monomode à semi-conducteurs optiquement injecté afin d'en faire une comparaison plus aisée.

De même, l'annexe E présente la superposition des frontières analytiques de la zone d'accrochage totale définies par les équations du système (7-3) sur les cartographies numériques 7.2 et 7.3.

7.4 Dynamique temporelle

Nous allons maintenant étudier la dynamique temporelle des différents régimes de fonctionnement du laser injecté. Nous présenterons donc dans ce paragraphe des relevés numériques temporels correspondant aux régimes expérimentaux présentés au chapitre 4 et qui avaient alors été caractérisés par leurs spectres optique et micro-onde.

Pour cela, nous considérerons un laser à semi-conducteurs polarisé au-dessus de son seuil et ayant atteint son état stationnaire³. Puis nous lui injecterons un signal optique et étudierons sa réponse.

7.4.1 Accrochage total

Nous injectons ici un signal permettant de faire fonctionner le laser injecté dans le régime d'accrochage total. Les figures 7.4 (a1) et (b1) montrent les dynamiques temporelles respectivement de la puissance émise et de la densité de porteurs normalisée.

La réponse temporelle de la puissance émise est similaire à la réponse d'un laser à un échelon de pompage (cf figure 3.7 page 41) : nous observons en effet un régime d'oscillations de relaxation amorties conduisant à l'état stationnaire caractérisé par une puissance émise légèrement supérieure à celle de l'esclave libre⁴.

En parallèle, vis-à-vis de la densité de porteurs normalisée, nous observons de nouveau

³Le laser émet donc une intensité $I_s = \frac{n_{sp}}{\tau_c G_N} \times j_b$ et sa densité de porteurs normalisée Δn_s est égale à 0, comme nous l'avons vu au chapitre 3.

⁴Ici, la puissance passe de 4,05 mW à 4,08 mW soit une augmentation de 0,7%.

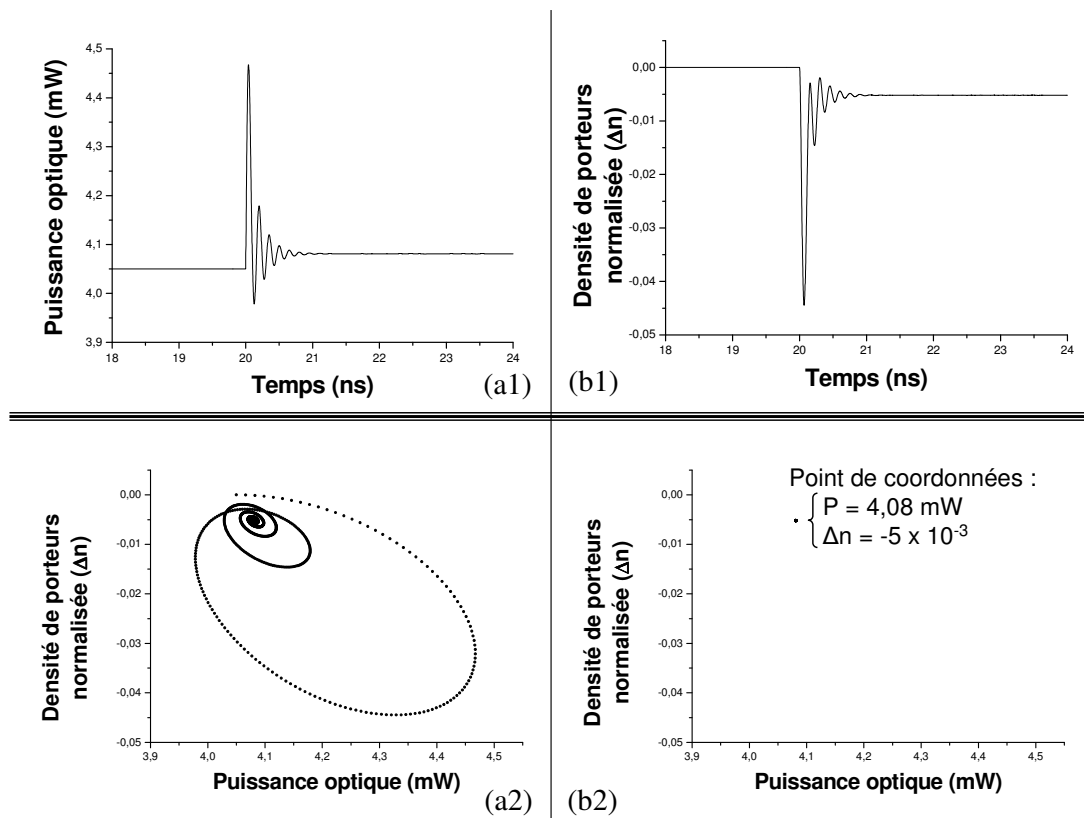


FIG. 7.4 – Dynamiques temporelles dans le régime d'accrochage total.

(a1) : Puissance optique émise en fonction du temps ; (b1) : Densité de porteurs en fonction du temps.

(a2) : Densité de porteurs en fonction de la puissance émise ; (b2) : attracteur du système.

Taux de pompage normalisé : $j_b = 3$

une dynamique oscillatoire depuis la densité du laser libre ($\Delta n_s = 0$) vers l'état stationnaire caractérisé par une densité légèrement inférieure : $\Delta n = -5 \times 10^{-3}$. Notons ici que cette forme de courbe est un résultat bien connu dans les amplificateurs à semi-conducteurs soumis à injection d'un signal optique [183, 184].

Les figures 7.4 (a2) et (b2) montrent, quant à elles, les évolutions de la densité de porteurs en fonction de la puissance optique émise. La figure 7.4 (a2) présente la dynamique temporelle du régime transitoire : les oscillations de ce régime visibles aux figures (a1) et (b1) sont ici représentées par des tours de spirales, comme nous l'avons déjà vu sur la figure 3.8. La figure (b2), quant à elle, présente l'*attracteur* lié au point d'injection considéré : il s'agit du tracé de la densité de porteurs en fonction de la puissance optique émise une fois passé le régime transitoire. Dans le plan ($P - \Delta n$), l'attracteur est donc le point de coordonnées :

$$\begin{cases} P = 4,08 \text{ mW} \\ \Delta n = -5 \times 10^{-3} \end{cases} \quad (7-4)$$

7.4.2 Relaxation

Nous considérons maintenant le régime de relaxation du laser injecté. Les dynamiques temporelles correspondantes sont visibles sur la figure 7.5.

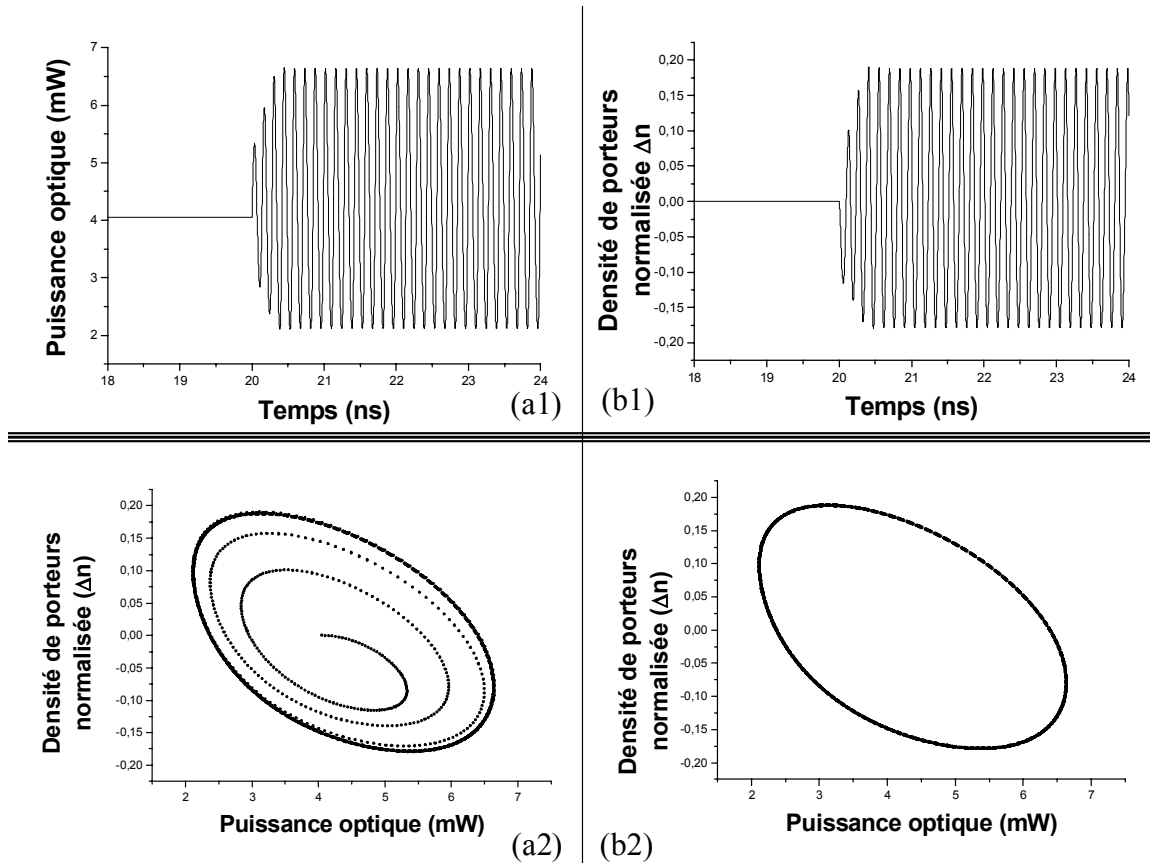


FIG. 7.5 – Dynamiques temporelles dans le régime de relaxation.

(a1) : Puissance optique émise en fonction du temps ; (b1) : Densité de porteurs en fonction du temps.

(a2) : Densité de porteurs en fonction de la puissance émise ; (b2) : attracteur du système.

Taux de pompage normalisé : $j_b = 3$

La puissance émise et la densité de porteurs (figures 7.5 (a1) et (b1)) présentent, après le régime transitoire, une oscillation régulière à une fréquence d'environ 7 GHz. Remarquons de plus que pendant le régime transitoire, les amplitudes des signaux restent inférieures à celles du régime stationnaire.

La figure (a2) montre dans le plan ($P - \Delta n$) la dynamique précédemment décrite. Nous partons du point de coordonnées $I = 4,05 \text{ mW}$ et $\Delta n = 0$, pour ensuite aller tendre vers l'attracteur elliptique présenté à la figure (b2). Notons qu'un attracteur elliptique est appelé un «*cycle limite*». Sa première modélisation mathématique résulte des travaux de VAN DER POL [26, 185, 186] sur le fonctionnement d'une triode montée en oscillateur. Remarquons de plus que le passage d'une zone d'accrochage total à la zone de relaxation (d'un

point fixe à un cycle limite), est ici la conséquence du passage sur une bifurcation de Hopf *sur-critique* (qu'on appelle également bifurcation de Hopf *super-critique*) [170,187].

Enfin, nous avons remarqué que pendant le régime transitoire, les amplitudes mises en jeu étaient inférieures à celles du régime établi. Cette constatation est également visible sur la figure (a2) : nous allons tendre vers le cycle limite par l'«intérieur».

7.4.3 Mélange d'ondes

Mélange simple

Nous fixons maintenant les paramètres de l'injection optique pour nous situer dans une zone de mélange d'onde simple. Les résultats obtenus sont présentés à la figure 7.6.

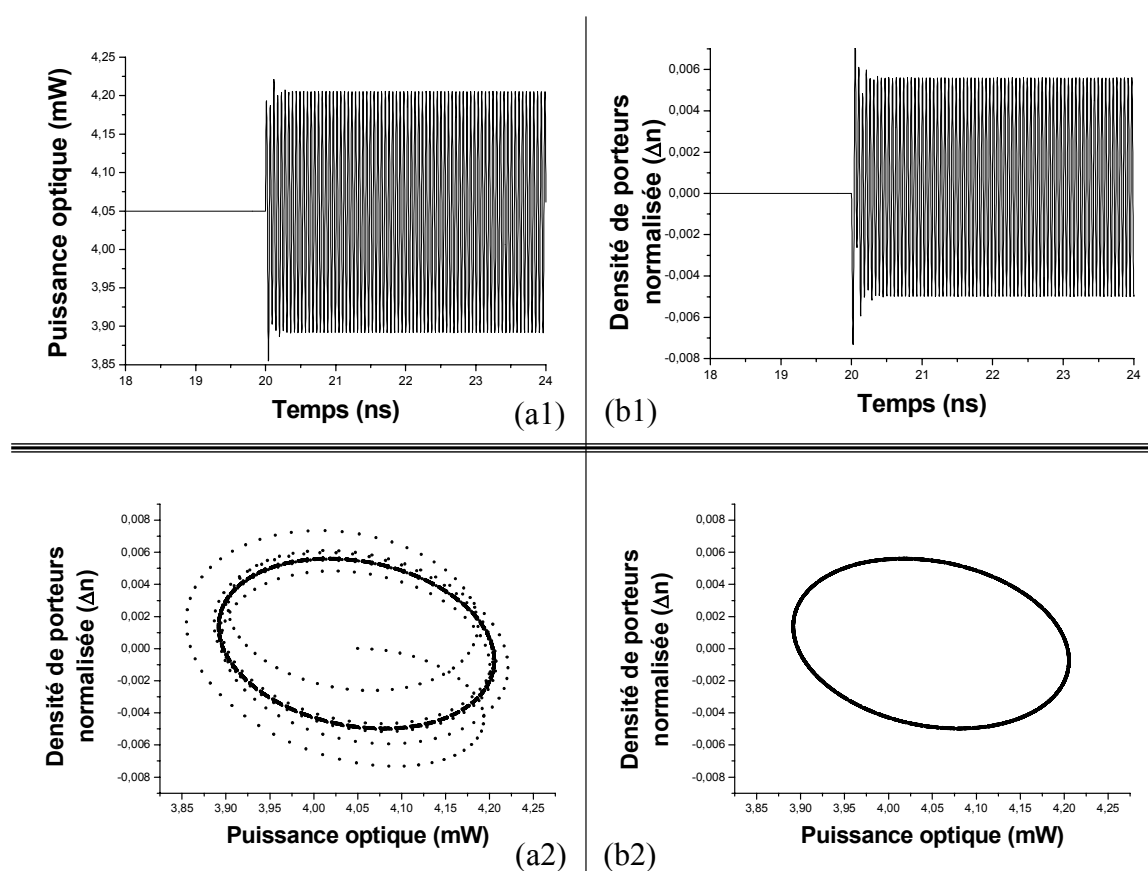


FIG. 7.6 – Dynamiques temporelles dans le régime de mélange d'ondes simple.

(a1) : Puissance optique émise en fonction du temps ; (b1) : Densité de porteurs en fonction du temps.

(a2) : Densité de porteurs en fonction de la puissance émise ; (b2) : attracteur du système.

Taux de pompage normalisé : $j_b = 3$

Les évolutions de la puissance émise et de la densité de porteurs (figures 7.6 (a1) et (b1)) sont similaires à celles du régime de relaxation. Remarquons cependant deux différences :

1. la fréquence d'oscillation est ici égale au désaccord,

2. les amplitudes du régime transitoire sont supérieures à celles du régime établi.

Ce dernier point est également visible sur la figure (a2) : au départ, nous allons «sortir» du cycle limite pour ensuite revenir y converger par l'«extérieur».

Mélange double

Nous considérons maintenant le cas du mélange double. Les résultats obtenus sont présentés à la figure 7.7.

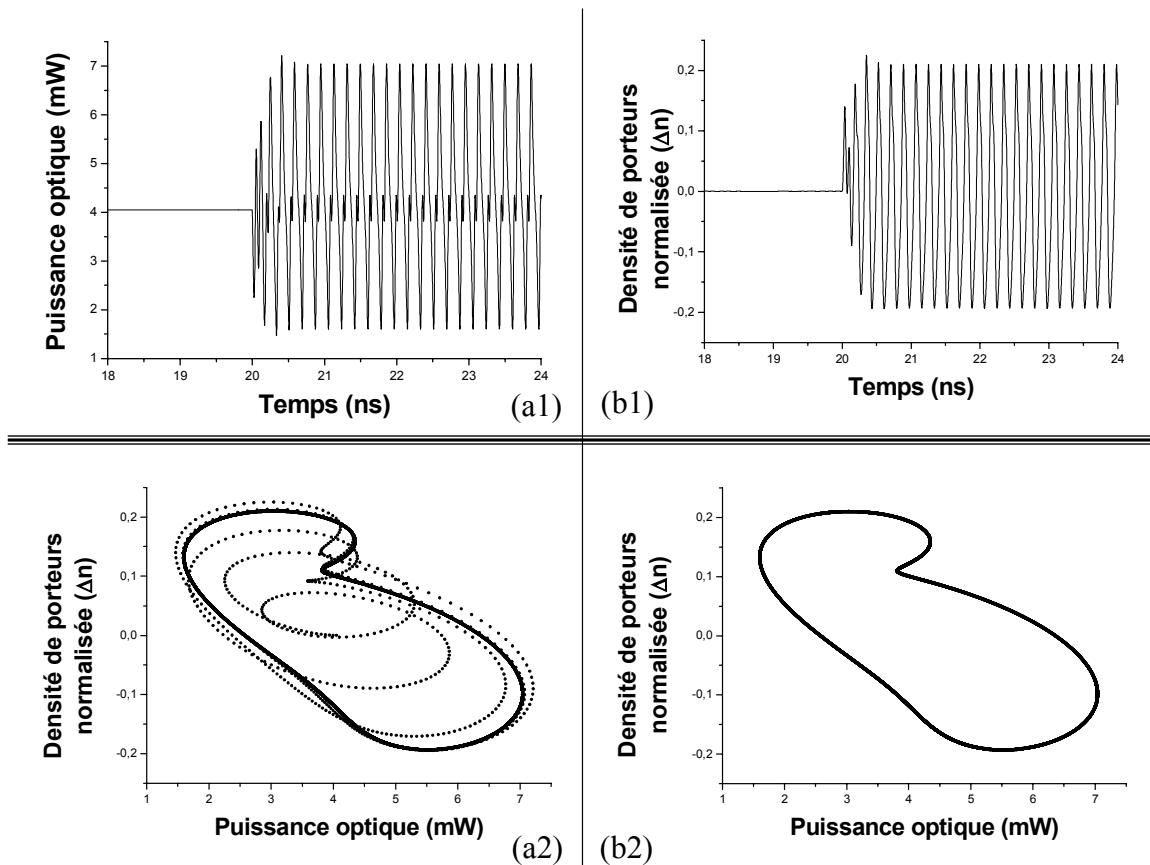


FIG. 7.7 – Dynamiques temporelles dans le régime de mélange d'ondes double.

(a1) : Puissance optique émise en fonction du temps ; (b1) : Densité de porteurs en fonction du temps.

(a2) : Densité de porteurs en fonction de la puissance émise ; (b2) : attracteur du système.

Taux de pompage normalisé : $j_b = 3$

Les figures (a1) et (b1) présentent de nouveaux les dynamiques temporelles respectivement de la puissance émise et de la densité de porteurs. Cette dernière évolue de manière oscillatoire comme nous l'avons déjà vu pour le mélange d'ondes simple. La différence majeure avec le régime simple est visible sur la figure 7.8 qui représente la dynamique de la figure 7.7 (a1) mais sur une échelle temporelle plus réduite. On y remarque l'apparition d'un motif élémentaire constitué de deux pics successifs (un de forte puissance et un de

faible puissance), qui se répète dans le temps. Cela est la conséquence d'une bifurcation de type *doublément de période* (aussi appelée bifurcation *sous-harmonique*) [170, 171, 188]. Dans un cas comme celui-ci, nous dirons que la puissance optique est caractérisée par une période «2», à la différence, par exemple, du mélange simple pour lequel nous emploierons le terme de période «1».

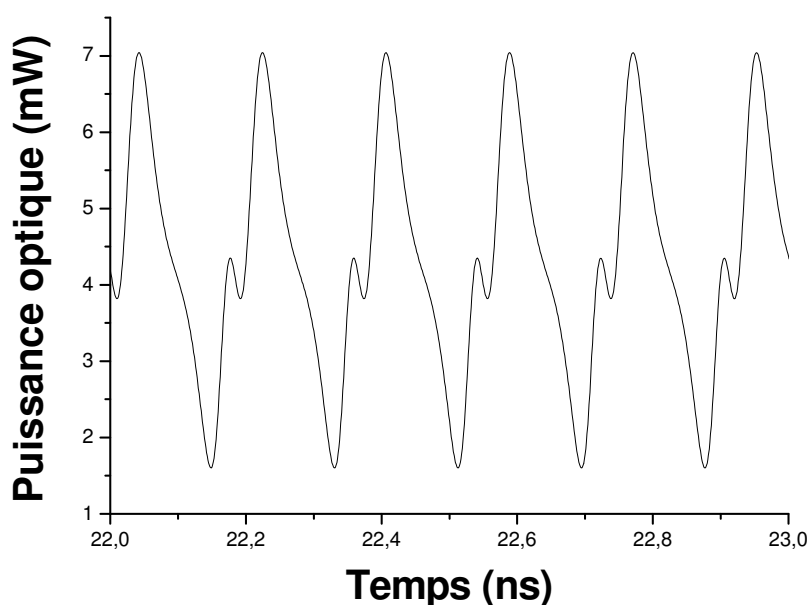


FIG. 7.8 – Puissance optique émise en fonction du temps dans le régime de mélange d'ondes double.

$$\text{Taux de pompage normalisé : } j_b = 3$$

Les figures 7.7 (b1) et (b2) maintenant montrent la dynamique du régime transitoire dans le plan $(P - \Delta n)$ ainsi que l'attracteur du système au point d'injection considéré. Sur ce dernier, nous remarquons la présence d'un point anguleux de coordonnées $(P = 3,8 \text{ mW} ; \Delta n = 0,11)$. Ce point est directement lié à la présence des deux pics dans le motif élémentaire de la puissance optique émise et est caractéristique d'un doublement de période dans le système [188].

Mélanges d'ordres supérieurs

Nous allons maintenant présenter des régimes de mélange d'ondes d'ordres supérieurs à deux et qui ne sont pas observables expérimentalement à cause de la résolution de nos appareils de mesure. Afin de permettre une comparaison entre expérience et simulation, nous n'avons pas fait figurer ces régimes sur les cartographies du paragraphe précédent. Cependant, une étude complémentaire devrait à l'avenir permettre d'affiner les

cartographies numériques en précisant la localisation de ces régimes d'ordres supérieurs. Nous avons vu, au paragraphe précédent, que le mélange simple ou la relaxation étaient caractérisés par une puissance optique et une densité de porteurs évoluant de manière oscillatoire et suivant une période «1». Le mélange double, quant à lui, présente une période «2» pour la puissance et une période «1» pour la densité de porteurs.

Mélange «M3/2»

Nous avons observé, grâce à nos simulations, un régime que nous noterons «M3/2», caractérisé par une période «3» pour la puissance optique et une période «2» pour la densité de porteurs, comme nous pouvons le voir sur la figure 7.9.

Les dynamiques temporelles plus globales de ce régime sont présentées à la figure 7.10 où l'on peut également voir l'attracteur du système (figure (b2)). Celui-ci a ici la particularité de présenter deux points anguleux mais également une *intersection*, la courbe étant en effet composée de deux boucles concentriques⁵.

Notons qu'un triplement de période de ce type est prévu par la théorie des systèmes dynamiques [187] et dont l'observation expérimentale a déjà été reportée pour un laser à semi-conducteurs injecté par ERIKSSON [189] ou GAVRIELIDES [190]. Cependant, avec les définitions présentées au chapitre 4 des différents régimes de fonctionnement du laser injecté, le régime de triplement de période observé par ERIKSSON et LINDBERG [189] se définit comme du mélange d'ondes double.

Mélange «M5/2»

De la même manière, nous avons obtenu un régime caractérisé par une période «5» pour la puissance optique et une période «2» pour la densité de porteurs. Les dynamiques temporelles sont présentées sur les figures 7.11 et 7.12.

Nous pouvons remarquer en observant l'attracteur de ce régime (figure 7.12 (b2)) qu'il présente, comme pour le régime «M3/2», deux boucles mais maintenant quatre points anguleux et sept intersections.

Mélange «M5/4»

Finissons la description des régimes multi-ondes par le régime «M5/4» caractérisé par une période «5» vis-à-vis de la puissance optique et d'une période «4» pour la densité de porteurs. Les courbes caractéristiques sont présentées sur les figures 7.13 et 7.14.

L'attracteur de ce régime (figure 7.14 (b2)) est ici caractérisé par deux double-boucles, «seulement» deux points anguleux mais neuf intersections !

Pour finir, notons que les régimes «M5/2» et «M5/4» n'ont, jusqu'à présent, jamais été observé expérimentalement. Cependant, l'observation par SIMPSON d'un triplement de période associé au théorème de SARKOVSKII [191]⁶, prévoit l'existence d'un régime de période «5» pour le laser injecté.

⁵On peut ici faire une analogie avec un élastique qui aurait été replié en deux sur lui-même.

⁶Le lecteur pourra également se reporter à la référence [192].

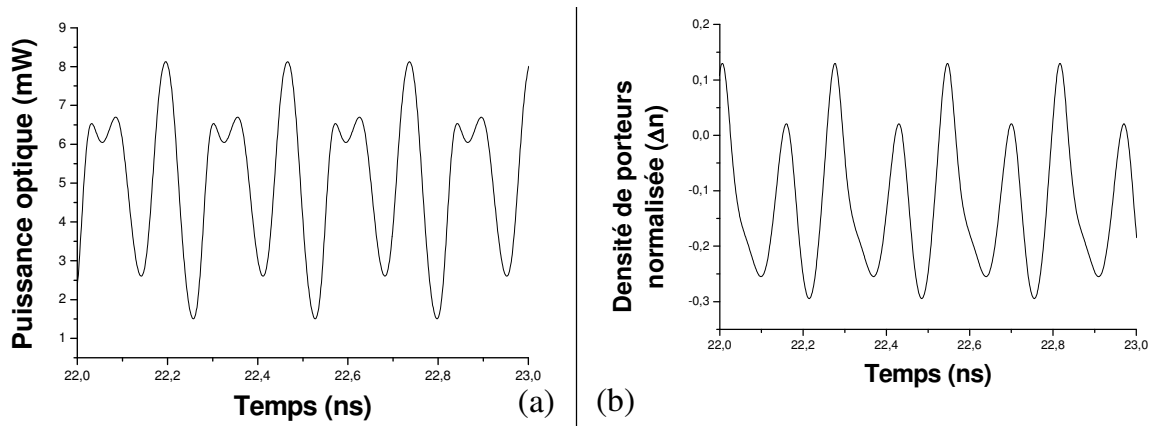


FIG. 7.9 – Puissance optique émise et densité de porteurs normalisée en fonction du temps dans le régime de mélange d’ondes M3/2.

(a) : puissance optique ; (b) : densité de porteurs.
Taux de pompage normalisé : $j_b = 3$

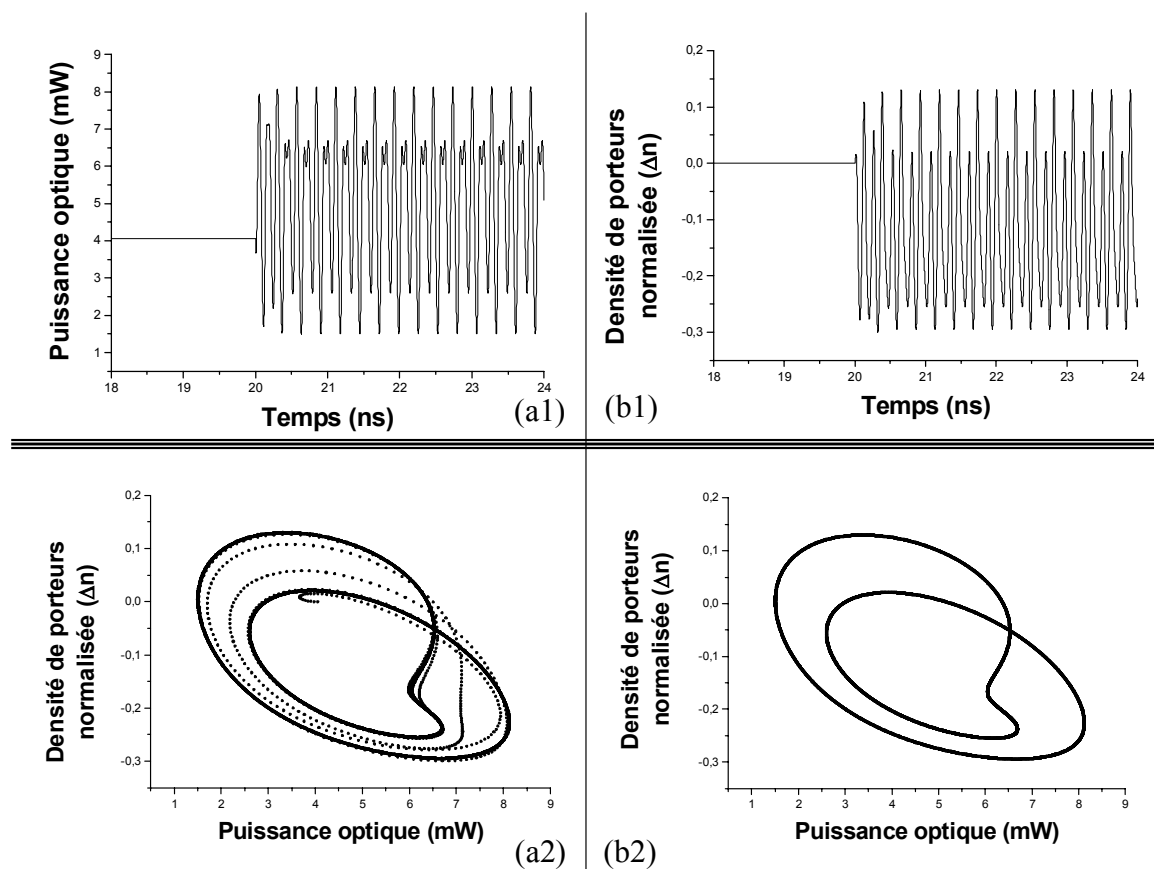


FIG. 7.10 – Dynamiques temporelles dans le régime de mélange d’ondes M3/2.

(a1) : Puissance optique émise en fonction du temps ; (b1) : Densité de porteurs en fonction du temps.
(a2) : Densité de porteurs en fonction de la puissance émise ; (b2) : attracteur du système.
Taux de pompage normalisé : $j_b = 3$

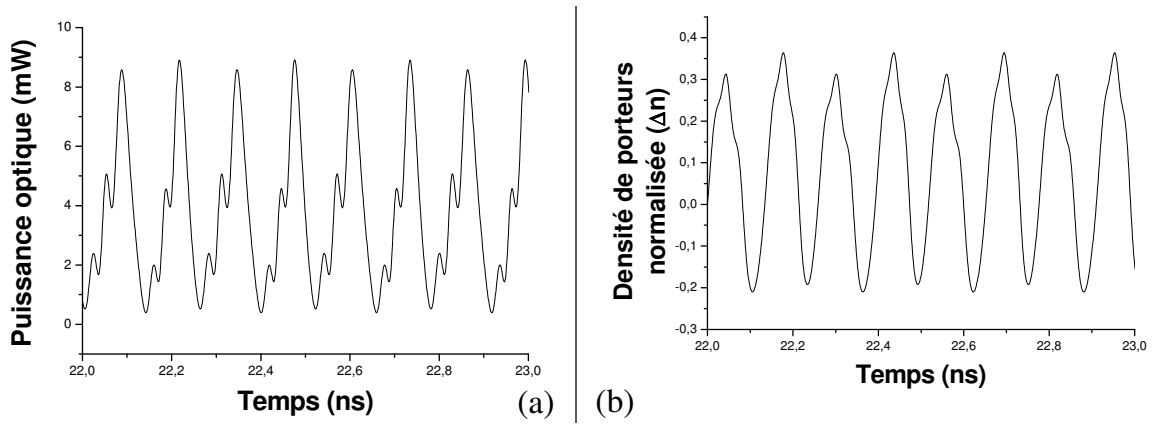


FIG. 7.11 – Puissance optique émise et densité de porteurs normalisée en fonction du temps dans le régime de mélange d’ondes M5/2.

(a) : puissance optique ; (b) : densité de porteurs.
 Taux de pompage normalisé : $j_b = 3$

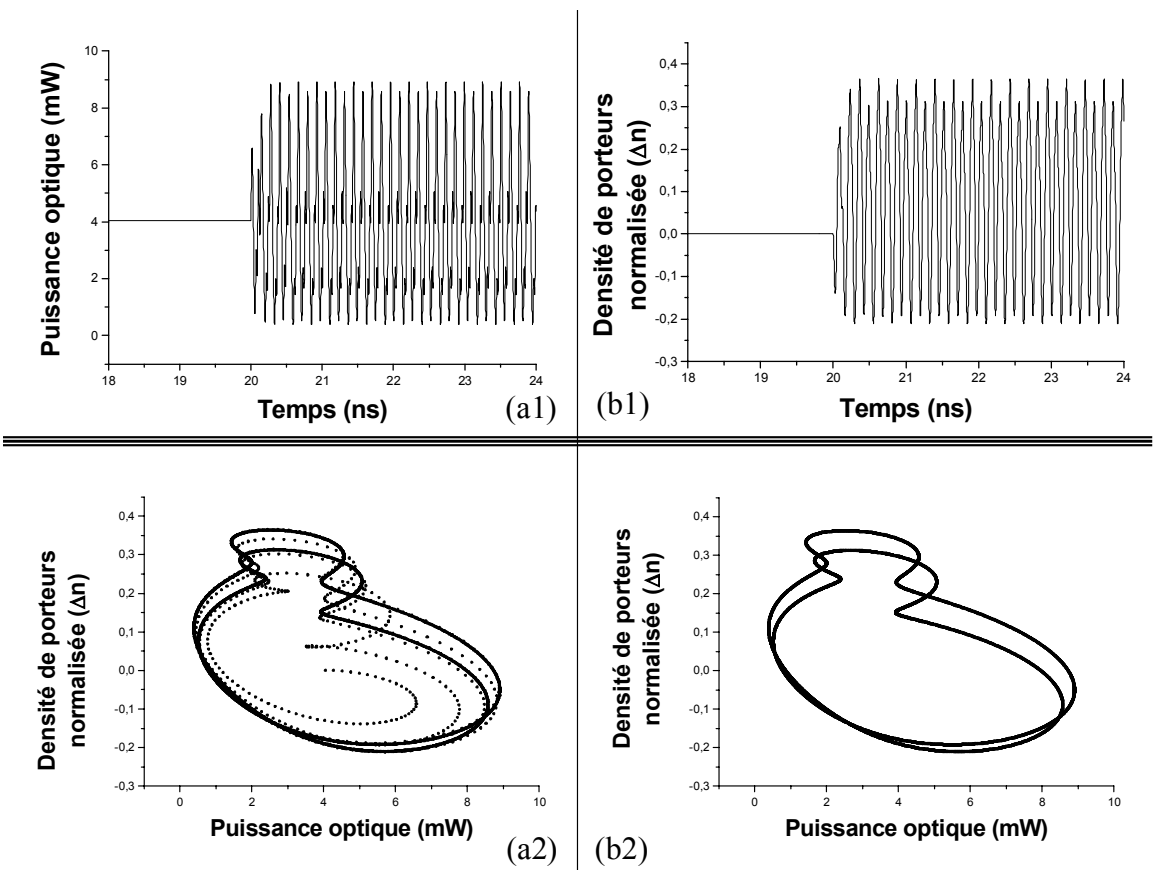


FIG. 7.12 – Dynamiques temporelles dans le régime de mélange d’ondes M5/2.

(a1) : Puissance optique émise en fonction du temps ; (b1) : Densité de porteurs en fonction du temps.
 (a2) : Densité de porteurs en fonction de la puissance émise ; (b2) : attracteur du système.
 Taux de pompage normalisé : $j_b = 3$

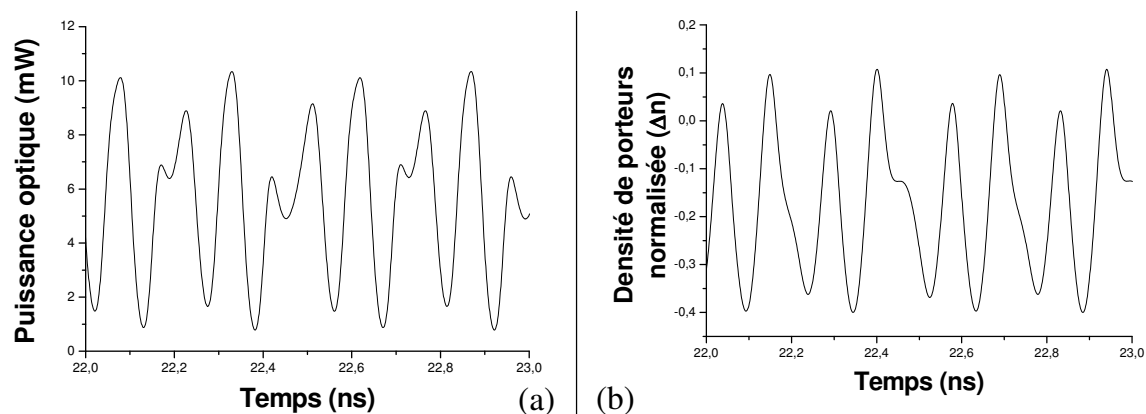


FIG. 7.13 – Puissance optique émise et densité de porteurs normalisée en fonction du temps dans le régime de mélange d’ondes M5/4.

(a) : puissance optique ; (b) : densité de porteurs.

Taux de pompage normalisé : $j_b = 3$

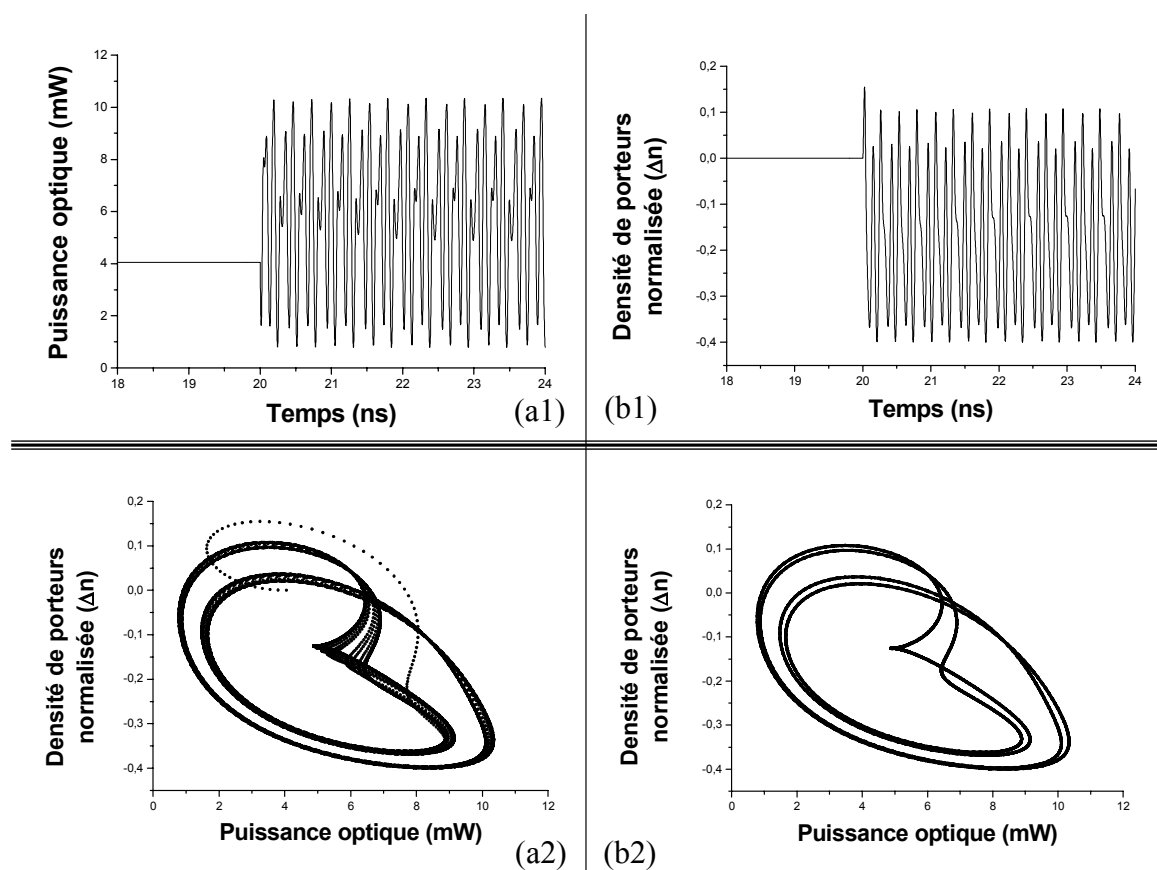


FIG. 7.14 – Dynamiques temporelles dans le régime de mélange d’ondes M5/4.

(a1) : Puissance optique émise en fonction du temps ; (b1) : Densité de porteurs en fonction du temps.

(a2) : Densité de porteurs en fonction de la puissance émise ; (b2) : attracteur du système.

Taux de pompage normalisé : $j_b = 3$

7.4.4 Chaos

Enfin, nous étudions maintenant la dynamique temporelle du régime de chaos. Nous ne présenterons dans ce paragraphe qu'un exemple obtenu pour un point d'injection donné : en changeant ce point d'injection dans une zone de chaos, les résultats obtenus seraient qualitativement similaires. Les dynamiques temporelles du régime de chaos sont présentées sur la figure 7.15.

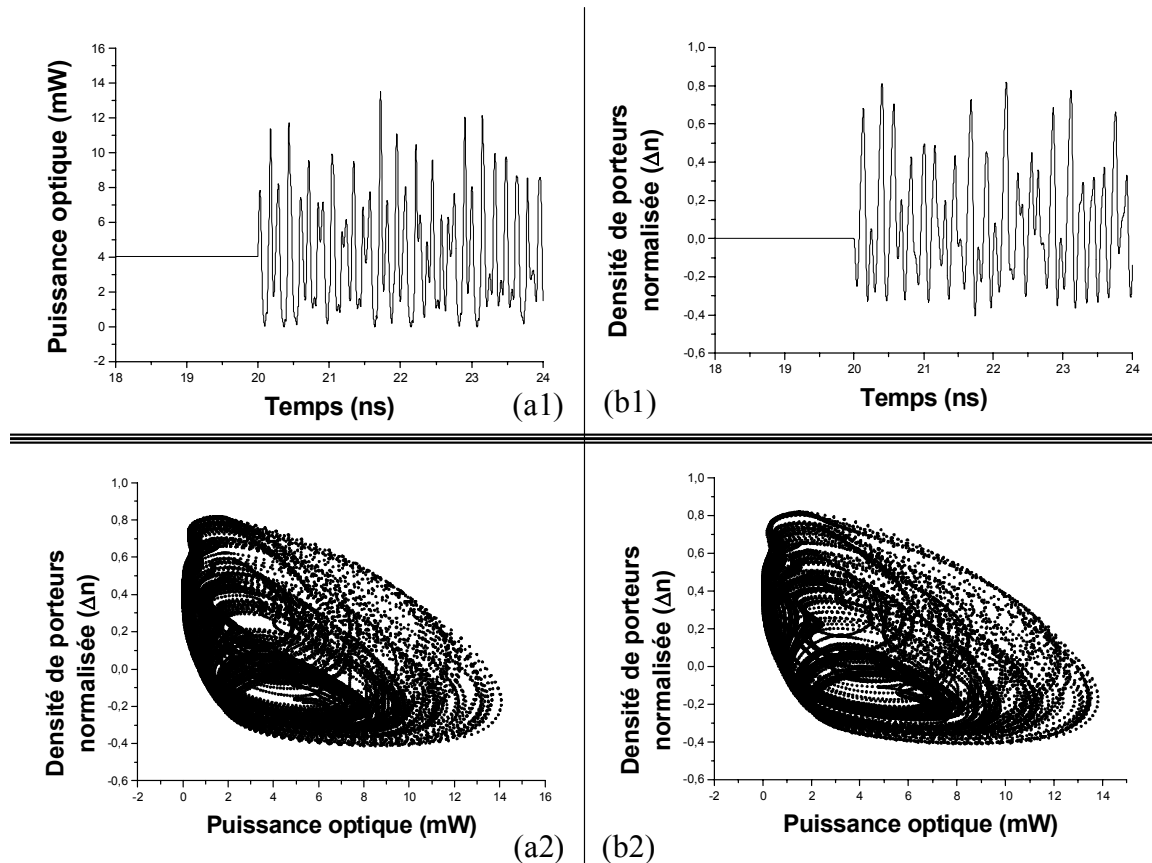


FIG. 7.15 – Dynamiques temporelles dans le régime de chaos.

(a1) : Puissance optique émise en fonction du temps ; (b1) : Densité de porteurs en fonction du temps.

(a2) : Densité de porteurs en fonction de la puissance émise ; (b2) : attracteur du système.

Taux de pompage normalisé : $j_b = 3$

Les figures 7.15 (a1) et (b1) montrent qu'une fois l'injection optique réalisée, la puissance optique émise et la densité de porteurs normalisée évoluent de manière pseudo-aléatoire et sont donc difficiles à décrire. Cela est confirmé tant par le tracé de la densité de porteurs en fonction de la puissance optique émise (figure (a2)) que par celui de l'attracteur (figure (b2)) qui ne fait pas ressortir une figure géométrique «simple». Nous pouvons cependant y deviner un grand nombre de boucles ou double-boucles comme celles pré-

sentées à la figure 7.14 (b2), ce qui est en accord avec une *route vers le chaos*⁷ de type *cascade sous-harmonique directe* [188] et qui a déjà été observé pour un laser injecté [4, 18, 20].

Notons pour finir qu'un nuage de points représentant l'attracteur est caractéristique d'un régime de chaos. Ce régime est alors caractérisé par un attracteur étrange dont la dimension est un nombre non entier [188].

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats des simulations numériques obtenus lors de l'injection d'un signal optique dans un laser monomode à semi-conducteurs. Après avoir décrit le système d'équations utilisé, nous avons présenté les cartographies obtenues numériquement pour un laser à semi-conducteurs optiquement injecté et les avons comparées aux cartographies expérimentales.

Enfin, nous avons utilisé les simulations pour étudier la dynamique temporelle du laser injecté dans ses différents régimes de fonctionnement et avons ainsi pu caractériser ces régimes en terme d'attracteur dans le plan Puissance optique émise - Densité de porteurs normalisée.

⁷On parle de route vers le chaos pour décrire l'enchaînement des bifurcations permettant d'obtenir le régime de chaos [188].

Troisième partie

**Injection optique par un signal non
continu**

CETTE PARTIE a pour but de présenter l'étude d'une cascade de deux injections, que l'on appellera aussi par abus de langage double injection. Ici, le laser optiquement injecté présenté dans la partie II fait office de laser maître pour une seconde injection optique. Suivant le mode de fonctionnement de ce laser, de nombreux cas peuvent être envisagés.

Nous commencerons dans un premier temps par décrire le principe de ce type de synchronisation et présenterons les moyens et méthodes utilisés pour réaliser cette étude.

Dans un second temps, nous exposerons les résultats expérimentaux obtenus et nous discuterons notamment de l'influence des valeurs des fréquences de relaxation des deux lasers utilisés.

Enfin, nous comparerons ces résultats avec ceux obtenus numériquement et étudierons les dynamiques temporelles respectives des deux lasers à semi-conducteurs.

Chapitre 8

Introduction à la double injection optique

Le but de ce chapitre est de présenter une double injection optique. Nous commencerons par exposer le principe d'une telle expérience puis nous décrirons les moyens utilisés pour mener à bien l'étude d'un tel système.

8.1 Principe d'une double injection optique

Comme nous venons de l'évoquer, une injection optique double est constituée de deux injections optiques successives : le premier laser injecté va servir de laser maître lors de la seconde injection optique, comme illustré par la figure 8.1. On utilisera alors les termes de lasers *maître*, *transmetteur* et *récepteur*.

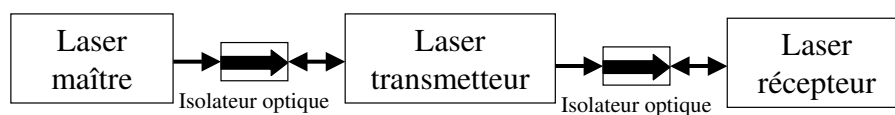


FIG. 8.1 – Principe d'une injection optique double.

Ce type d'expérience admet donc six paramètres de contrôle (trois pour chaque injection optique), que sont les puissances injectées, les désaccords et les taux de pompage des lasers. Comme nous l'avons vu au paragraphe 6.2.4 (cf page 79), nous pourrions ajouter les polarisations respectives des lasers mais nous nous contenterons dans la suite de réaliser des injections dites parallèles (champs électriques colinéaires pour les deux lasers). Notons enfin que le désaccord entre le laser *transmetteur* et le laser *récepteur* est calculé suivant la formule (8-1).

$$\Delta\nu = \nu_{\text{transmetteur libre}} - \nu_{\text{récepteur libre}} \quad (8-1)$$

Il n'est en effet pas possible de garder la précédente définition car dans le cas où le laser transmetteur fonctionne en régime chaotique, celui-ci présente une plage de fréquences optiques de fonctionnement et non plus une fréquence discrète.

8.2 Moyens d'étude

L'étude du signal provenant du laser récepteur peut être réalisée, comme nous l'avons vu au chapitre 6, grâce à un analyseur de spectre optique Fabry-Perot et grâce à un analyseur de spectre électrique associé à un détecteur rapide de bande passante $BP_{\text{détecteur}} = 15 \text{ GHz}$. Nous avons cependant besoin, pour nos expériences de synchronisation, de mesurer temporellement l'évolution des puissances optiques émises par le transmetteur et par le récepteur. Nous utilisons pour cela un oscilloscope à échantillonnage «temps-réel» de bande passante $BP_{\text{oscilloscope}} = 5 \text{ GHz}$ ¹.

Nous utilisons les spectres optiques et électriques pour connaître les régimes de fonctionnement des lasers transmetteur et récepteur.

Dans nos expériences de synchronisation de chaos, c'est-à-dire lorsque les deux lasers fonctionnent en régime chaotique, nous avons en plus besoin des deux traces temporelles des puissances émises par les lasers afin d'en effectuer la comparaison et d'estimer leur ressemblance. Pour la comparaison, nous avons utilisé l'indice de corrélation I_c défini par : $I_c = \max_{\tau} (r_{\tau})$ où r_{τ} est le coefficient de Pearson [193,194] défini par :

$$r_{\tau} = \frac{\sum_{t_i} [x_{i,\tau} - \langle x_{i,\tau} \rangle] [y_{i,\tau} - \langle y_{i,\tau} \rangle]}{\sqrt{\sum_{t_i} [x_{i,\tau} - \langle x_{i,\tau} \rangle]^2} \times \sqrt{\sum_{t_i} [y_{i,\tau} - \langle y_{i,\tau} \rangle]^2}} \quad (8-2)$$

$$\text{avec } x_{i,\tau} = P_{\text{transmetteur-injecté}}(t_i + \tau) \quad (8-3)$$

$$y_{i,\tau} = P_{\text{récepteur}}(t_i + \tau) \quad (8-4)$$

Dans l'expression (8-2), les $x_{i,\tau}$ (respectivement $y_{i,\tau}$) représentent la puissance optique, échantillonnée tous les temps t_i et décalée d'un temps τ , qui est émise par le laser transmetteur (respectivement récepteur). Leurs valeurs moyennes sont notées $\langle x_{i,\tau} \rangle$ (respectivement $\langle y_{i,\tau} \rangle$).

Quand les points de mesure évoluent de manière tout à fait similaire² alors r_{τ} vaut +1 et l'on se trouve dans le cas de *complète corrélation positive*³. Si au contraire les signaux

¹Nous utilisons un WAVEMASTER 8500 de la société LECROY qui nous permet de réaliser des acquisitions par pas de 50 ps et de durée maximale de 200 μs, soit des acquisitions maximales de 4 000 000 points.

²Cela peut se représenter dans le plan en traçant $y_i = f(x_i)$. On obtient alors une droite de pente positive. C'est par exemple le cas de deux signaux sinusoïdaux en phase.

³Dans le cas où le tracé de $y_i = f(x_i)$ fait apparaître une droite de pente négative, on se trouve alors dans le cas de la *complète corrélation négative* et $r_{\tau} = -1$. Le cas de deux signaux sinusoïdaux en opposition de phase en est un exemple.

étudiés évoluent de manière indépendante, ils sont dits *non-corrélés* et $r_\tau \approx 0$.

L'indice de corrélation I_c utilisé varie donc ici entre 0 (non-corrélation) et +1 (complète corrélation positive).

Le temps τ_0 pour lequel $I_c = r_{\tau_0}$ correspond à un temps de synchronisation pouvant se décomposer en deux : $\Delta\tau_1$ correspondant au temps de parcours de l'onde électromagnétique entre les deux lasers⁴ et $\Delta\tau_2$ correspondant à un éventuel temps de réponse du système pour obtenir la synchronisation.

Ce dernier paramètre a déjà été étudié dans des systèmes où le laser maître est contre-réactionné optiquement [15,16,118,195–199]. LIU *et al.* [197,198] ont notamment pu mettre en évidence deux types de régime dans de tels systèmes : la synchronisation «*totale*», où $E_{\text{esclave}} = E_{\text{maître}}$, et le régime «*dirigé*», où $E_{\text{esclave}} \propto E_{\text{maître}}$ ⁵. Ils ont également montré que la valeur du temps de synchronisation τ_0 différait alors, ce qui pouvait permettre de différencier ces deux régimes.

Notons enfin que dans de tels systèmes, il a été possible d'observer le phénomène d'anticipation de chaos, c'est-à-dire un régime où $\Delta\tau_2 < 0$ [16,196].

Nous avons ensuite réalisé l'expérience présentée sur la figure 8.2. Nous produisons, grâce à une injection optique, un signal chaotique au niveau du laser esclave. Ce signal est ensuite divisé en deux grâce à un coupleur. Chaque voie⁶ est ensuite envoyée sur un détecteur optique de même modèle puis observé sur l'oscilloscope.

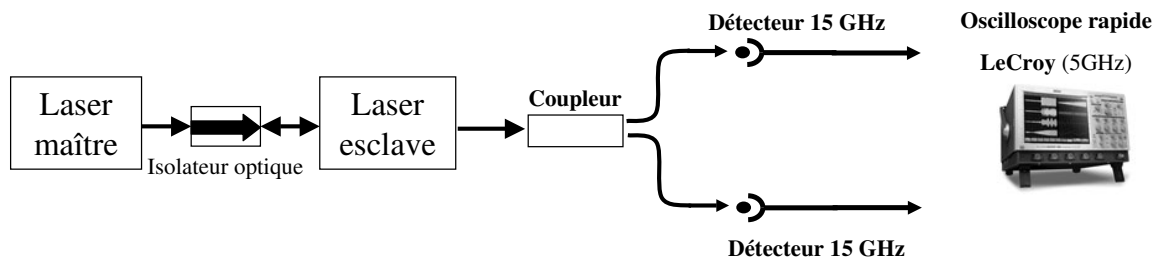


FIG. 8.2 – Montage expérimental.

Influence du nombre de points sur l'indice de corrélation I_c .

Nous avons alors étudié l'évolution de l'indice de corrélation I_c en fonction du nombre de points enregistrés. Le résultat obtenu est présenté à la figure 8.3.

Cette figure montre que l'indice de corrélation déduit des acquisitions est peu dépendant du nombre de points enregistrés : tous les indices obtenus sont situés dans une fourchette de largeur inférieure à 2,5 %. Dans la suite, nous pourrions donc choisir le nombre de points à acquérir afin d'optimiser le temps de mesure sans altérer les résultats.

⁴Si les lasers sont séparés d'une distance D dans un milieu d'indice optique n , alors $\Delta\tau_1 = \frac{nD}{c}$.

⁵Le lecteur pourra également consulter la référence [200].

⁶Notons que nous avons ajouté sur une des deux voies un atténuateur variable optique afin d'égaliser les puissances incidentes sur chaque détecteur.

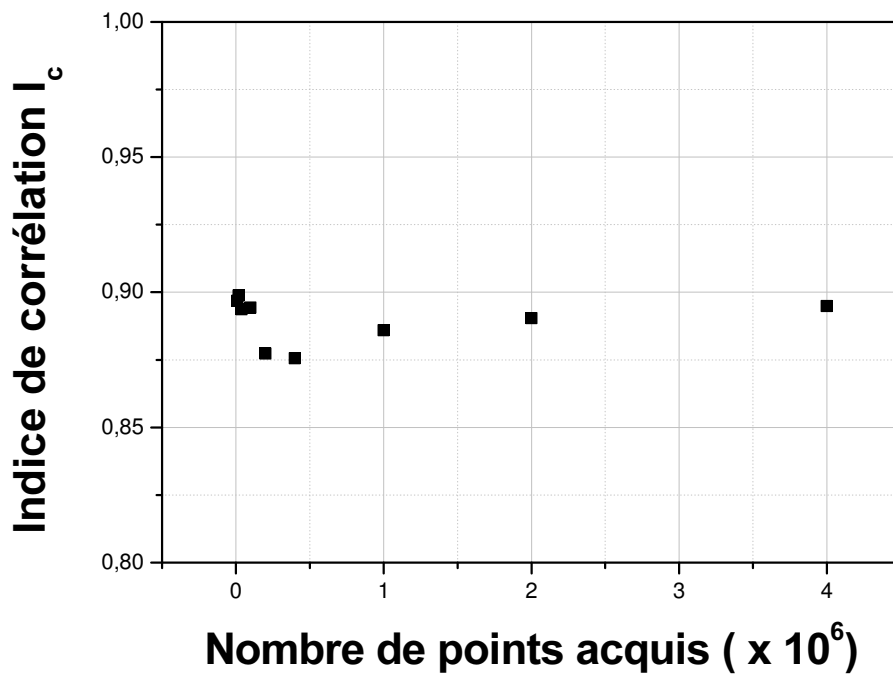


FIG. 8.3 – Influence du nombre de points sur la valeur de l'indice de corrélation.

Analyse, par deux branches de détection distinctes, de l'évolution temporelle de la puissance émise par un laser esclave chaotique.

Nous pouvons de plus remarquer que les indices de corrélation obtenus ne sont pas de 100 %, bien que les signaux initiaux soient identiques. Cela est dû à un ajout de bruit électronique différent au niveau de chaque détecteur, mais également peut-être à un traitement par l'oscilloscope légèrement différent entre les deux voies d'acquisition.

Nous avons, dans ce chapitre, présenté rapidement le principe de la double injection optique et avons décrit les moyens d'analyse retenus pour, dans un premier temps, localiser les zones de transfert de chaos puis, dans un second temps, comparer le chaos émis par le laser esclave avec celui injecté.

Chapitre 9

Étude expérimentale de la cascade de deux injections optiques entre lasers à semi-conducteurs

Nous allons présenter, dans ce chapitre, l'aspect expérimental de la double injection optique entre lasers à semi-conducteurs.

Nous commencerons donc par décrire le montage utilisé avant de présenter les différents résultats obtenus.

9.1 Montage expérimental

Le montage expérimental utilisé pour réaliser les expériences de double injection optique est présenté à la figure 9.1.

Nous retrouvons dans la partie haute de cette figure le montage permettant la première injection optique (*cf* figure 6.1 page 74). Les seules différences sont l'utilisation d'un circulateur optique à maintien de polarisation à la place du coupleur optique et l'absence d'amplificateur à fibre dopée erbium. Ce dernier point nécessite donc de minimiser au mieux les pertes d'injection et de connectiques afin de pouvoir obtenir le régime souhaité au niveau du laser transmetteur.

Ensuite, nous séparons le signal en deux grâce à un coupleur. La première voie sert à l'analyse du signal par un analyseur de spectre optique Fabry-Perot et un oscilloscope rapide, comme nous l'avons vu au chapitre précédent. La seconde voie va être optiquement amplifiée avant d'être injectée¹ dans le laser récepteur puis analysée de la même manière que le signal issu du laser transmetteur.

¹la puissance injectée est fixée grâce à un atténuateur variable optique et contrôlée par un mesureur de puissance.

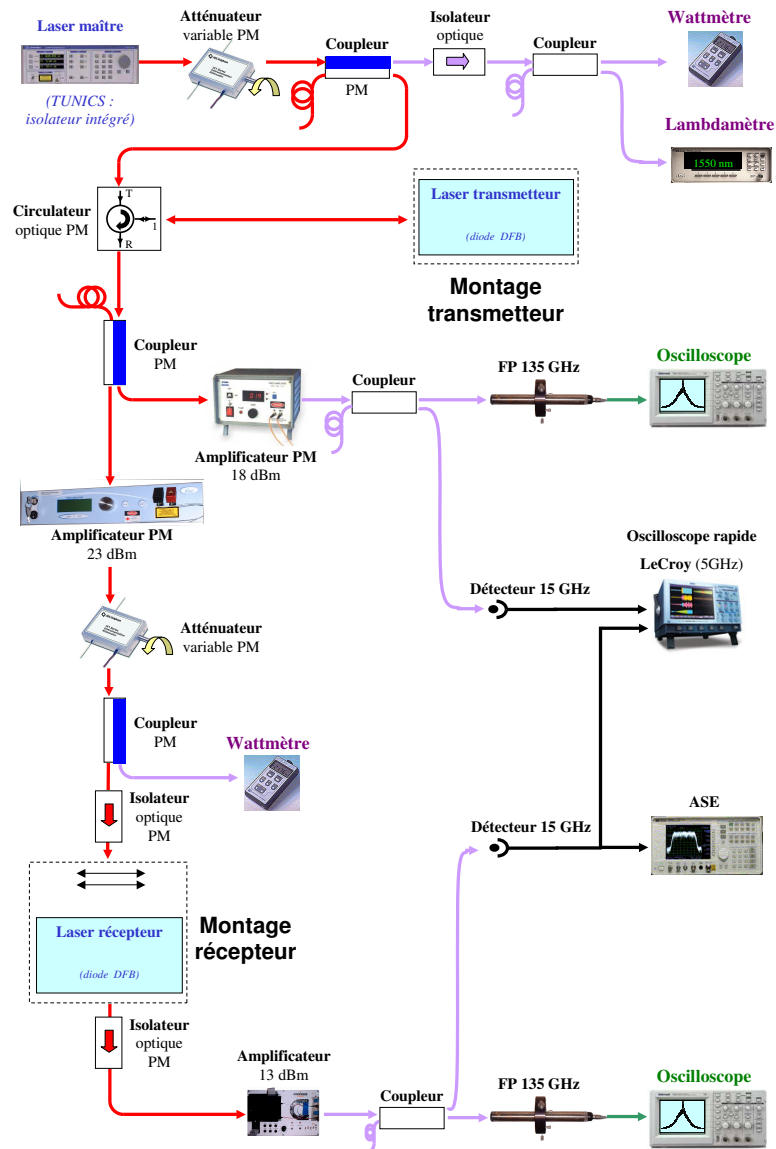


FIG. 9.1 – Montage expérimental pour les expériences de double injection optique.

9.2 Synchronisation généralisée

Nous avons réalisé l’injection du laser récepteur par le laser transmetteur fonctionnant en régime de relaxation.

Pour tous les désaccords étudiés, nous avons observé la transmission de ce régime de fonctionnement au laser récepteur. La figure 9.2 présente les limites de la zone de transmission observée.

Pour des puissances inférieures à celles symbolisées par la courbe noire, le spectre optique du laser récepteur n’est pas modifié par l’injection du régime de relaxation. Pour

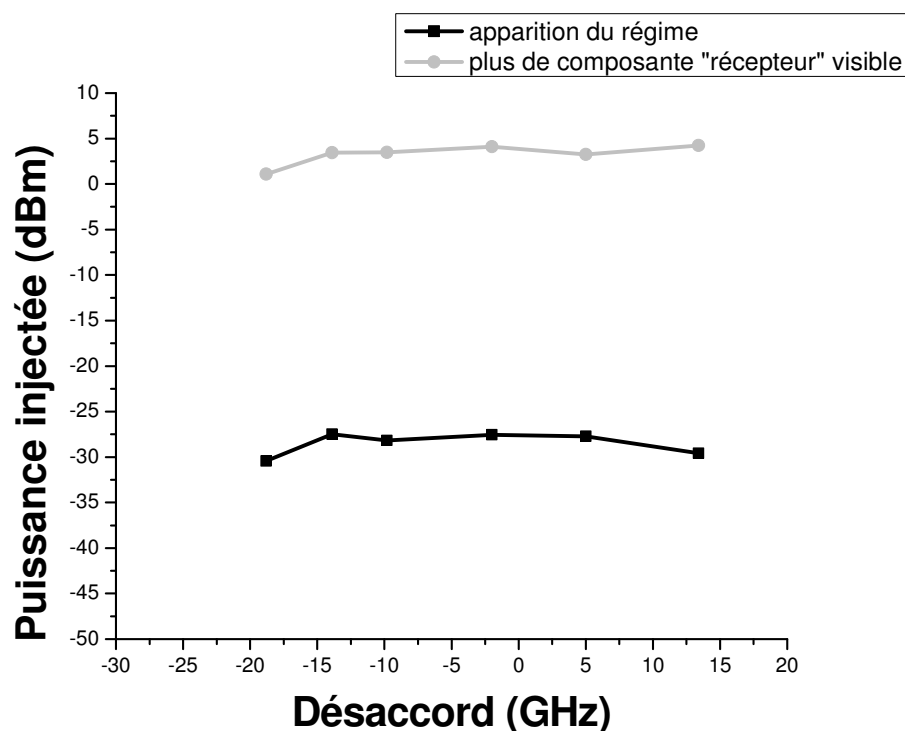


FIG. 9.2 – Limites de la zone de transmission du régime de relaxation.

des puissances supérieures au contraire, le spectre est modifié par l'injection optique. La courbe grise quant à elle indique la limite au-dessus de laquelle le spectre optique du laser récepteur devient identique à celui du transmetteur et n'admet plus ensuite de modification.

Nous mettons donc ici en évidence la possibilité de transmettre le régime de relaxation au laser récepteur.

Les régimes de mélange d'ondes étant relativement comparables à celui de la relaxation, il est naturel de vouloir généraliser ce résultat de synchronisation à ces autres régimes de fonctionnement. Nous avons réalisé le même type de mesure que celles présentées à la figure 9.2 mais cette fois-ci en injectant un régime de mélange d'onde simple. Nous avons alors obtenu des résultats qualitativement similaires.

En résumé, la transmission de régime multi-longueurs d'onde (relaxation ou mélange d'onde) est donc possible dans notre configuration.

9.3 Synchronisation du régime de multi-excitabilité

Après avoir observé le régime de multi-excitabilité pour le laser optiquement injecté, nous avons tout naturellement essayé de réaliser une synchronisation pour ce type de

régime.

Pour cette expérience, le laser transmetteur fonctionnait sur un point de multi-excitabilité dont, rappelons-le, la cartographie est présentée sur la figure 6.14 (cf page 92).

Nous avons alors pu observer la transmission du régime de multi-excitabilité. Cependant, contrairement aux résultats présentés au paragraphe précédent, cette transmission n'a été visible que sur une très petite zone caractérisée par les paramètres suivants :

$$\begin{cases} \Delta\nu_{t-r} \in [-2,3 \text{ GHz} ; -1,4 \text{ GHz}] \\ P_{inj,t-r} \in [3 \text{ dBm} ; 7 \text{ dBm}] \end{cases} \quad (9-1)$$

Cette étude est actuellement toujours en cours, notamment pour déterminer le degré de ressemblance associé à cette transmission de multi-excitabilité.

9.4 Transmission de chaos

Nous avons ici, dans un premier temps, fixé les paramètres de contrôle de la première injection optique afin que le laser transmetteur fonctionne en régime chaotique. Nous observons alors le comportement du laser récepteur pour différents désaccords et puissances injectées.

Un exemple de transmission de chaos est visible sur la figure 9.3 qui présente l'évolution de la densité spectrale de puissance optique du laser récepteur en fonction de la puissance injectée, et ce pour un désaccord constant d'environ -18 GHz .

Nous pouvons remarquer sur cette figure 9.3 que pour une puissance injectée dans le laser récepteur inférieure à -20 dBm , ce dernier conserve un mode de fonctionnement continu. On remarque cependant que la fréquence d'émission du laser diminue tout comme le maximum de puissance émise. Ce dernier point s'explique facilement par une redistribution de la puissance disponible sur une gamme de fréquences et non plus sur une fréquence discrète.

Pour des puissances injectées supérieures, le laser récepteur ne présente alors plus qu'un seul mode de fonctionnement possible : le chaos.

Cette transmission de chaos a été cartographiée, notamment par GUIGNARD [201]. La carte obtenue est présentée à la figure 9.4 où la zone de transmission de chaos est superposée à la cartographie du laser récepteur obtenue pour une injection «continue»².

Nous voyons sur cette figure que la zone où le laser récepteur fonctionne chaotiquement s'étend sur toute la zone de mélange d'ondes simple (dans le cas d'une injection «continue») et englobe les zones d'accrochage et de mélange double. La transmission de chaos se fait donc sur toutes les zones d'interaction possible liées à une injection optique.

²On parlera dans la suite d'injection «continue» pour désigner une injection optique par un signal continu telle que présentée dans la partie II.

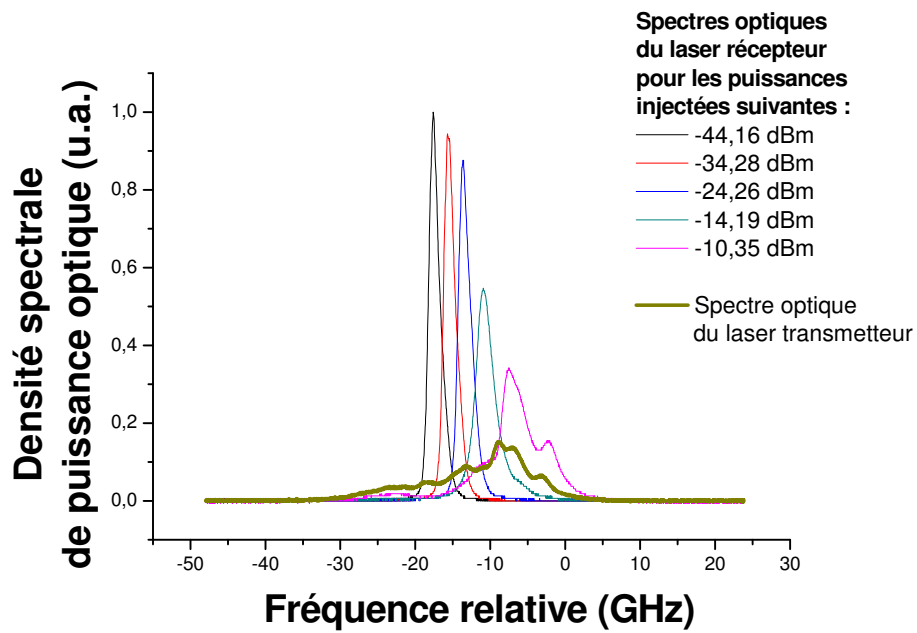


FIG. 9.3 – Mise en évidence expérimentale de la transmission de chaos.

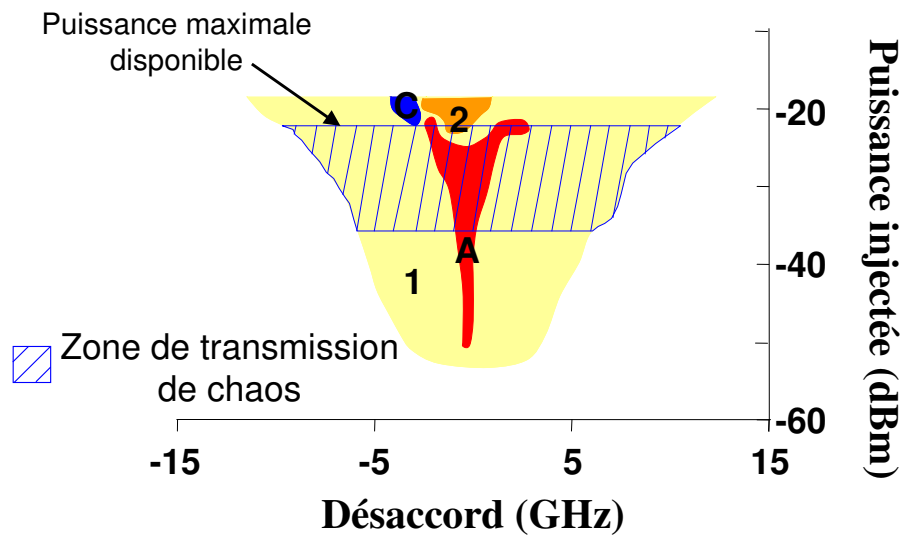


FIG. 9.4 – Cartographie de la zone de transmission de chaos.

9.5 Synchronisation de chaos

Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser à la ressemblance des chaos émis par le transmetteur et par le laser récepteur. Nous calculons donc l'indice de corrélation I_c entre les deux signaux temporels acquis à l'oscilloscope, comme présenté au chapitre précédent.

Nous allons, dans un premier temps, présenter des résultats obtenus avec GUIGNARD. Commençons par caractériser le signal chaotique émis par le laser transmetteur. La figure 9.5 présente les spectres optique et micro-onde obtenus pour le point d'injection suivant :

$$\begin{cases} \Delta\nu_{m-t} = -2 \text{ GHz} \\ P_{inj,m-t} = -19 \text{ dBm} \end{cases} \quad (9-2)$$

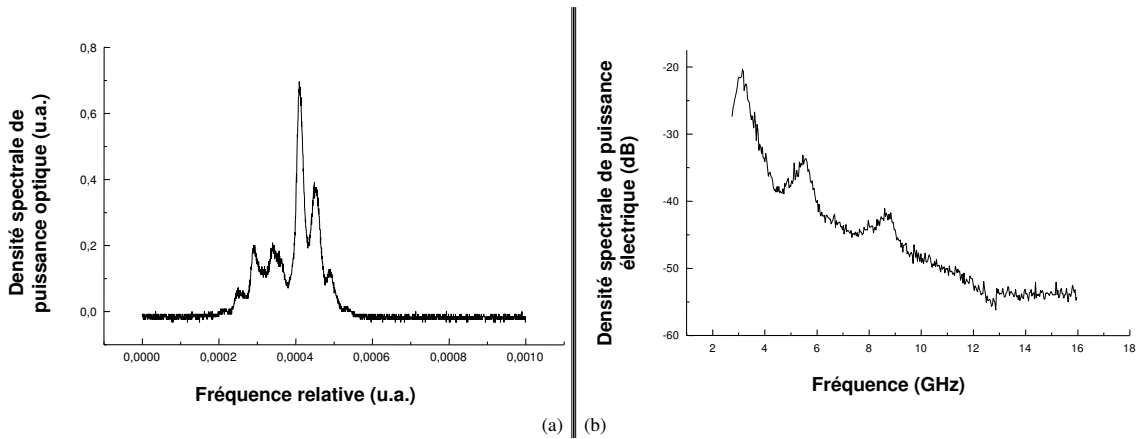


FIG. 9.5 – Spectres caractéristiques du laser transmetteur au point d'injection caractérisé par le système (9-2).

(a) : spectre optique ; (b) : spectre micro-onde.

Notons que pour pouvoir accorder nos lasers en longueur d'onde³, le laser transmetteur a ici été polarisé à un taux de pompage $r_t \approx 1,7$ pendant que le laser récepteur était lui polarisé plus proche de son seuil, à $r_r \approx 1,3$.

La figure 6.3 (cf page 77) nous permet de vérifier que le point d'injection (9-2) est bien situé dans une zone de chaos.

Nous avons alors fixé le désaccord entre le transmetteur et le laser récepteur à $\Delta\nu_{t-r} = 0 \text{ GHz}$ puis avons fait varier la puissance injectée. L'évolution de l'indice de corrélation correspondant est alors visible à la figure 9.6.

Pour de faibles puissances injectées, l'indice de corrélation est proche de 0. Cela signifie donc que les signaux issus des deux lasers ne sont pas corrélés, ce qui est en accord avec la

³Il ne s'agit pas ici des lasers A5 et B2 mais de deux lasers à semi-conducteurs de même type. Les études de la partie II, et notamment les cartographies, restent donc valables. Seules les frontières des cartographies peuvent varier légèrement.

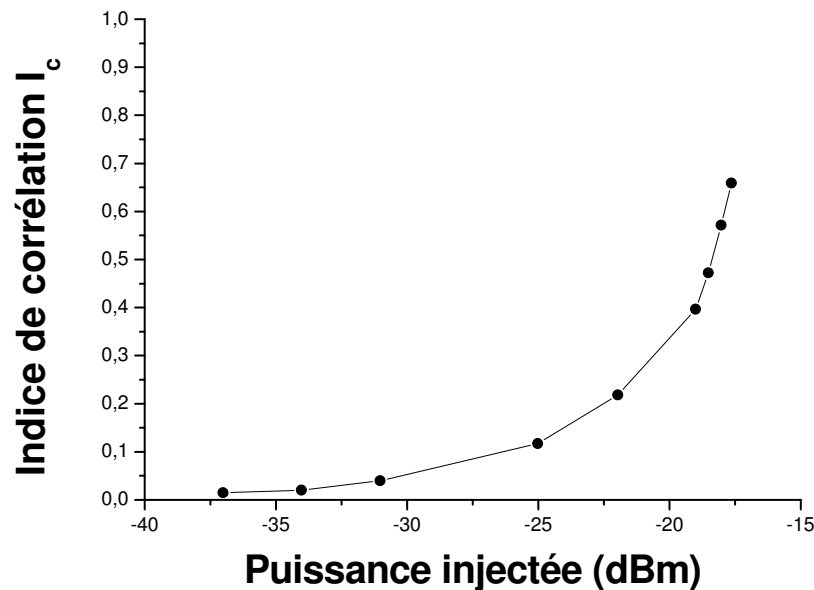


FIG. 9.6 – Indice de corrélation en fonction de la puissance injectée et pour un désaccord nul.

Chaos généré par une injection caractérisée par le système (9-2).

Notons de plus que lors de cette expérience, la puissance maximale disponible n'était que de -18 dBm du fait de l'utilisation d'optique de reprise non optimale⁴.

carte 9.4 : le laser transmetteur fonctionne chaotiquement alors que le laser récepteur n'est pas encore perturbé et fonctionne donc toujours de manière continue.

Avec l'augmentation de la puissance injectée, nous observons une croissance de l'indice de corrélation, ce qui correspond pour le laser récepteur à une transition vers un régime de fonctionnement chaotique. Cette augmentation est rapide : I_c passe de 10 à 70 % en seulement 10 dB.

Finalement, les 70 % de corrélation sont atteints pour une puissance injectée de -18 dBm.

Nous présentons maintenant les résultats obtenus avec les lasers A5 et B2.

Le laser transmetteur A5 est alors utilisé au point d'injection suivant :

$$\begin{cases} \Delta\nu_{m-t} = +5,1 \text{ GHz} \\ P_{inj,m-t} = -10 \text{ dBm} \\ r_t = \frac{I}{I_{th}} = 2,02 \end{cases} \quad (9-3)$$

Les spectres optique et micro-onde associés à ce point d'injection sont alors visibles sur la figure 9.7.

Comme précédemment, nous avons fixé le désaccord entre les laser transmetteur et

⁴Celles-ci ont été changées par la suite.

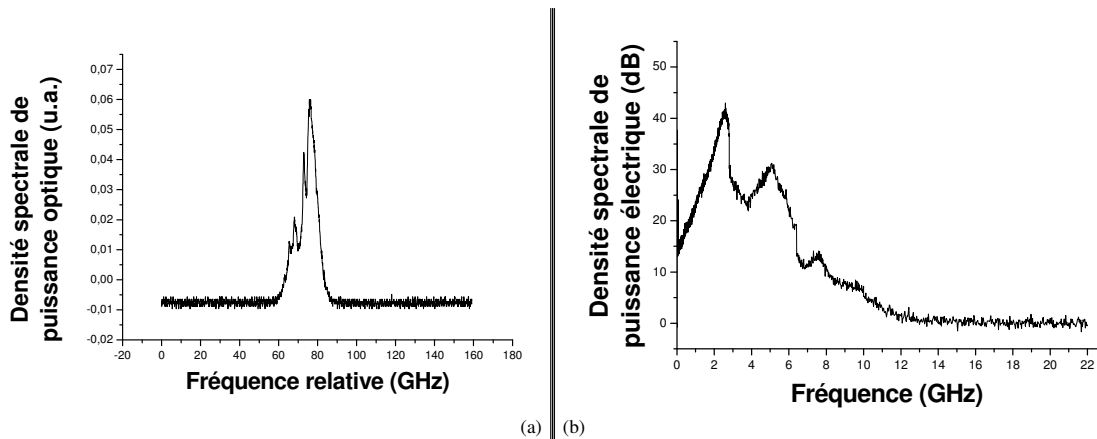


FIG. 9.7 – Spectres caractéristiques du laser transmetteur au point d’injection caractérisé par le système (9-3).

(a) : spectre optique ; (b) : spectre micro-onde.

récepteur (à $-11,4 \text{ GHz}$) puis avons fait varier la puissance injectée. Notons ici que le laser récepteur est polarisé à 2,8 fois son courant de seuil.

L’évolution de l’indice de corrélation correspondant est alors visible sur la figure 9.8.

Nous observons de nouveau, pour de faibles puissances injectées, un indice de corrélation proche de zéro⁵.

En faisant croître la puissance injectée dans le récepteur, nous observons sur la figure 9.8 une augmentation de I_c . Celle-ci est moins rapide que précédemment : I_c passe de 10 à 70 % en 16 dB. Nous atteignons cependant les 70 % de corrélation pour une puissance injectée légèrement inférieure au cas précédent : $P_{inj} = -22 \text{ dBm}$.

Finalement, nous obtenons 96 % de corrélation, ce qui correspond à une quasi-parfaite similarité, entre les signaux transmetteur et récepteur pour une puissance injectée de -8 dBm .

Pour finir, cette très forte similarité est confirmée et illustrée sur les figures 9.9 et 9.10.

La figure 9.9 présente la superposition des spectres optiques des deux lasers ainsi que des spectres micro-ondes. Dans le premier cas (figure (a)), la similarité est presque totale⁶. Dans le second (figure (b)), la similarité est légèrement moins bonne mais il est à noter, dans ce cas, l’absence de normalisation des densités spectrales de puissance électrique.

La figure 9.10, quant à elle, présente la comparaison des dynamiques temporelles des deux lasers.

Sur la figure (a), nous avons tracé un échantillon de la variation temporelle de la puissance optique émise par chacun des deux lasers⁷. Nous observons, à un facteur d’échelle près,

⁵Comme dans le cas précédent, les signaux ne sont pas corrélés, ce qui est en accord avec la figure 9.4 mettant en évidence les régimes de fonctionnement différents pour les deux lasers.

⁶Notons que les densités spectrales de puissance optique ont été normalisées.

⁷Nous avons décalé la trace temporelle du laser récepteur afin d’annuler le temps de synchronisation $\Delta\tau$ et avons modifié les valeurs moyennes des signaux dans le but de pouvoir facilement effectuer la comparaison.

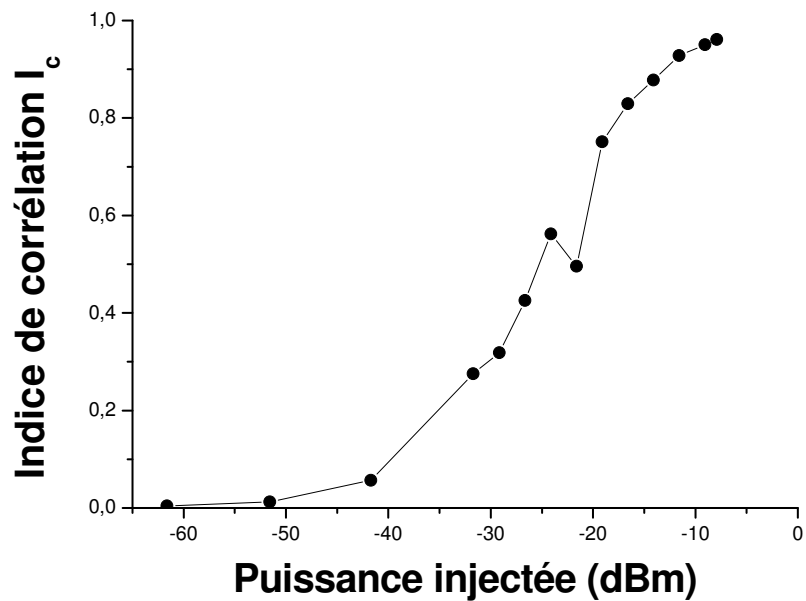


FIG. 9.8 – Indice de corrélation en fonction de la puissance injectée et pour un désaccord de $-11,4$ GHz.

Chaos généré par une injection caractérisée par le système (9-3).

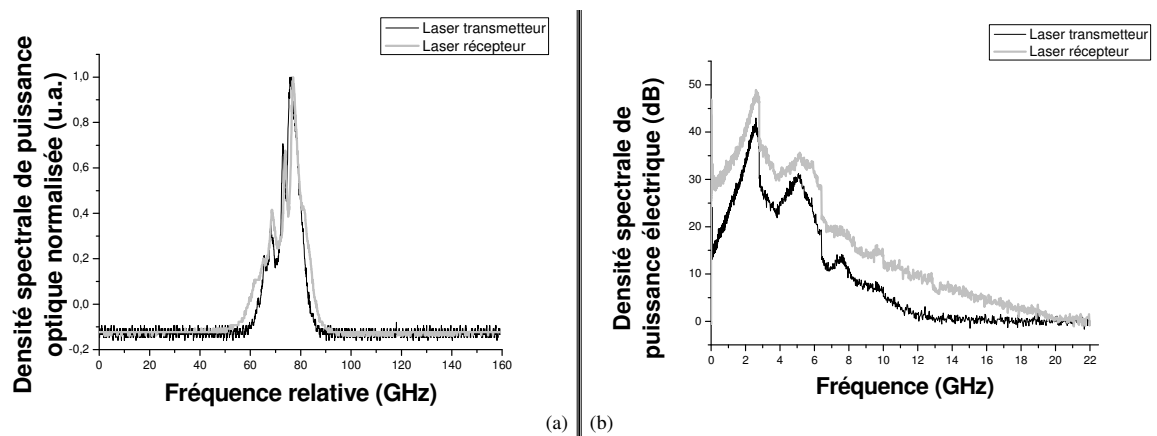


FIG. 9.9 – Comparaison des spectres caractéristiques des lasers transmetteur et récepteur.

(a) : spectres optiques ; (b) : spectres micro-onde.

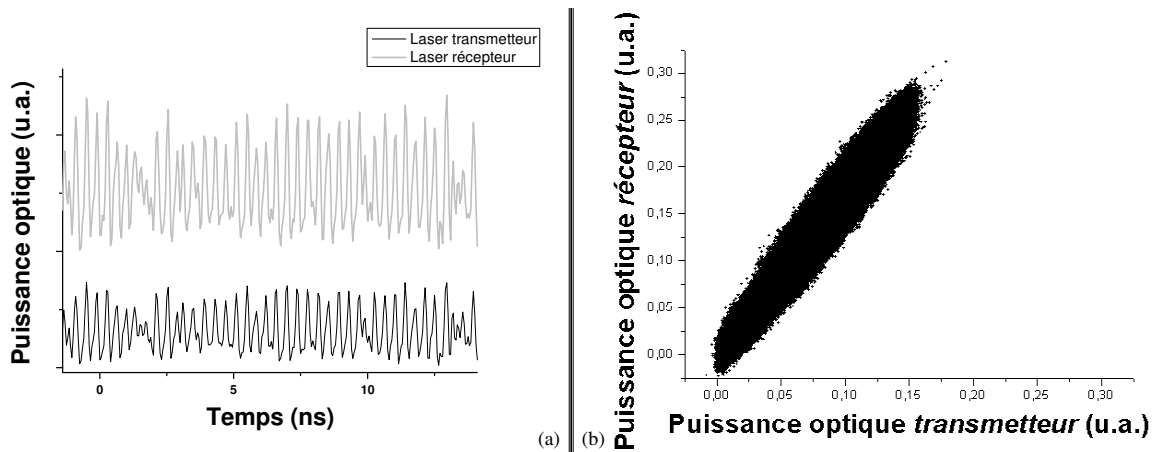


FIG. 9.10 – Comparaison des dynamiques temporelles des lasers transmetteur et récepteur.
 (a) : traces temporelles ; (b) : dynamique du laser récepteur en fonction de celle du transmetteur.

des évolutions similaires pour nos deux lasers. Ceci est confirmé sur la figure 9.10 (b) où est tracée l'évolution de la puissance émise par le récepteur en fonction de la puissance émise par le laser transmetteur⁸. La figure obtenue fait apparaître une droite de pente positive, au bruit de mesure près, confirmant la même dynamique pour les deux lasers.

La figure 9.11 maintenant présente la variation de l'indice de corrélation pour différentes valeurs du désaccord entre les lasers transmetteur et récepteur ($\Delta\nu_{t-r} = -18,1 \text{ GHz}$; $-13,1 \text{ GHz}$; $-9,8 \text{ GHz}$; $-5,1 \text{ GHz}$; $-1,7 \text{ GHz}$ et $+3,6 \text{ GHz}$). Ces différentes valeurs sont obtenues en modifiant légèrement la température et le courant de polarisation du laser récepteur.

Comme nous avons pu le voir précédemment, l'indice I_c augmente avec la puissance injectée. Cette augmentation est assez rapide une fois une certaine valeur seuil franchie. On peut également remarquer, pour un désaccord de $-5,1 \text{ GHz}$, un comportement plutôt singulier : l'indice de corrélation augmente (jusqu'à -10 dBm de puissance injectée) avant de diminuer sur une plage de 5 dB . Ensuite, I_c va de nouveau augmenter avec la puissance. Notons que ce type de décroissance était déjà observé pour un désaccord de $-11,4 \text{ GHz}$ (cf figure 9.8). Dans ce cas cependant, la décroissance n'est visible que pour un seul point de mesure. On peut donc s'interroger sur la validité de ce point. Nous verrons par la suite dans notre étude numérique qu'il n'en est rien.

Nous avons ensuite étudié l'influence du sens de variation de la puissance injectée sur l'indice de corrélation I_c . Les résultats obtenus sont regroupés à la figure 9.12.

Si nous ne considérons dans un premier temps que les désaccords positifs (figures (a3),

⁸Ici aussi, la trace temporelle du laser récepteur a été temporellement décalée. Nous traçons donc sur la figure 9.10 (b) :

$$P_E(t + \tau_0) = f(P_M(t))$$

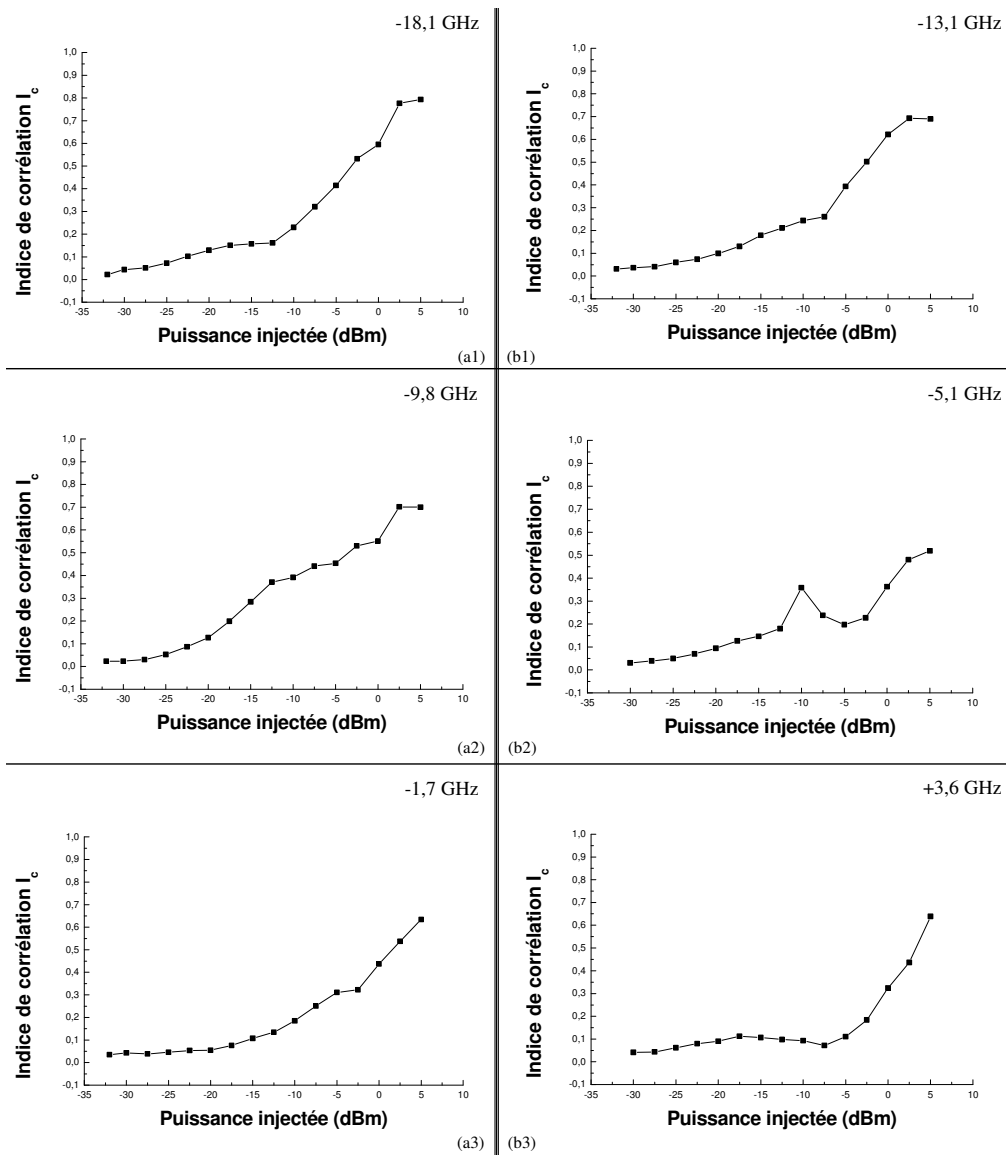


FIG. 9.11 – Indice de corrélation en fonction de la puissance injectée pour différentes valeurs de désaccord.

(a1) : $\Delta v_{t-r} = -18,1$ GHz; (b1) : $\Delta v_{t-r} = -13,1$ GHz

(a2) : $\Delta v_{t-r} = -9,8$ GHz; (b2) : $\Delta v_{t-r} = -5,1$ GHz

(a3) : $\Delta v_{t-r} = -1,7$ GHz; (b3) : $\Delta v_{t-r} = +3,6$ GHz

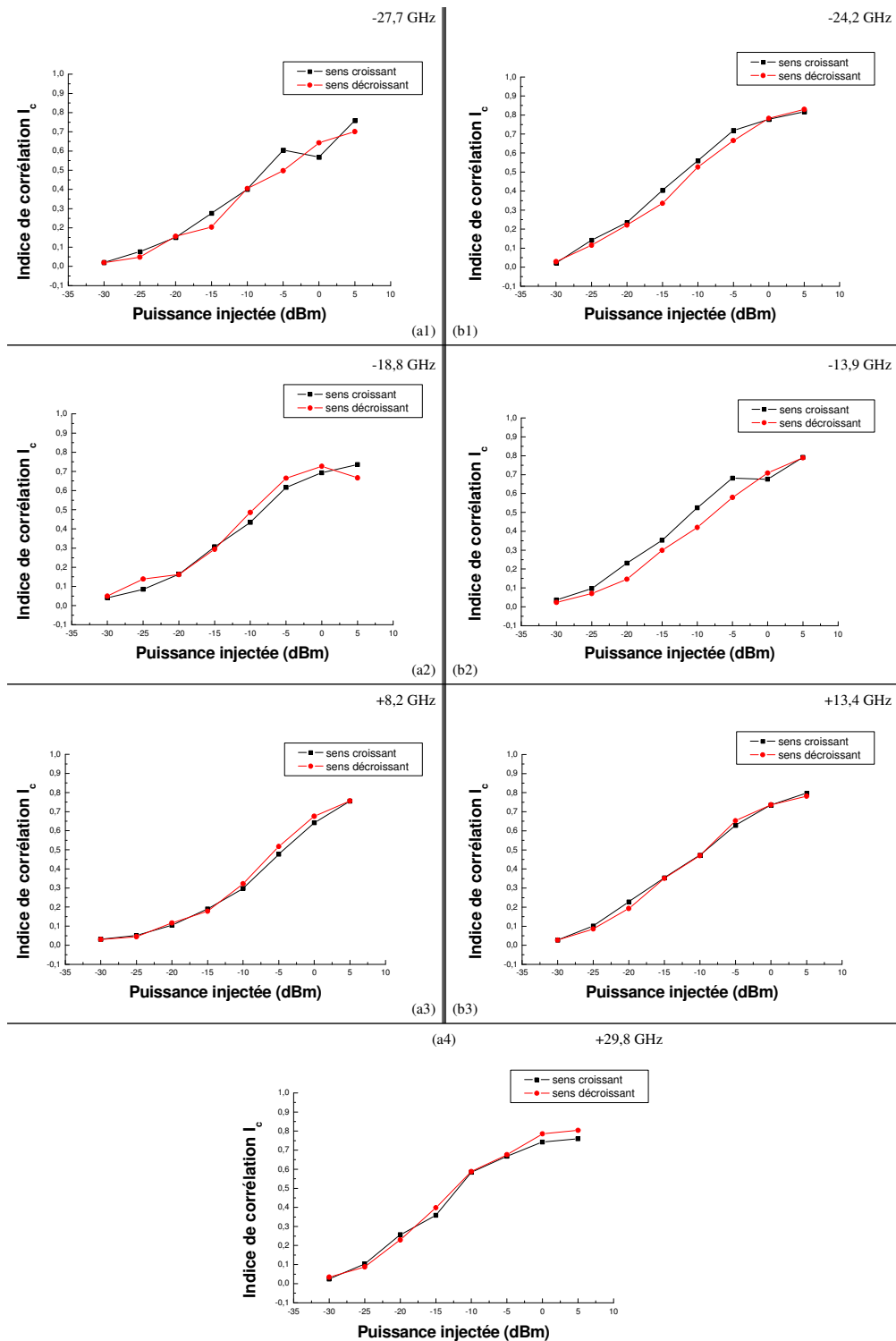


FIG. 9.12 – Indice de corrélation en fonction de la puissance injectée et de son sens de variation pour différentes valeurs de désaccord

$$(a1) : \Delta\nu_{t-r} = -27,7 \text{ GHz}; (b1) : \Delta\nu_{t-r} = -24,2 \text{ GHz}$$

$$(a2) : \Delta\nu_{t-r} = -18,8 \text{ GHz}; (b2) : \Delta\nu_{t-r} = -13,9 \text{ GHz}$$

$$(a3) : \Delta\nu_{t-r} = +8,2 \text{ GHz}; (b3) : \Delta\nu_{t-r} = +13,4 \text{ GHz}$$

$$(a4) : \Delta\nu_{t-r} = +29,8 \text{ GHz}$$

(b3) et (a4)), nous n'observons aucune influence du sens de variation de la puissance injectée.

Dans le cas des désaccords négatifs maintenant (figures (a1), (b1), (a2) et (b2)), nous observons des comportements différents suivant le sens de variation de la puissance injectée. Cela se traduit principalement par des niveaux de puissance différents pour une même valeur de corrélation. Par exemple, pour un désaccord de $-13,9 \text{ GHz}$, on observe un décalage d'environ 5 dB entre les deux courbes.

9.6 La fréquence de relaxation : une limitation ?

Nous avons réalisé le même type de mesure mais pour des taux de pompage différents. Le laser transmetteur fonctionne maintenant à 1,7 fois son courant de seuil et le laser récepteur à un taux variant de 6,2 à 6,8 fois son courant de seuil⁹.

La figure 9.13 montre les résultats obtenus : nous observons l'évolution de l'indice de corrélation en fonction de la puissance injectée, et ce pour différentes valeurs du désaccord $\Delta\nu_{t-r}$.

Dans les quatre cas considérés, nous n'avons pas pu obtenir de coefficient de corrélation supérieur à 41%. Comme le protocole de mesure est identique à celui du paragraphe 9.5, nous pouvons émettre deux hypothèses quant à cette absence de synchronisation :

1. la puissance maximale injectée disponible est insuffisante pour obtenir le phénomène de synchronisation de chaos. En effet, pour perturber le fonctionnement d'un laser à semi-conducteurs, il faut disposer de plus de puissance si le courant de polarisation de ce laser augmente, comme nous l'avons vu au paragraphe 6.2.3 (cf page 77). Ici, le laser récepteur étant polarisé à presque 7 fois son courant de seuil, la puissance nécessaire est donc importante ;
2. les lasers étant pompés à des taux différents, leurs fréquences de relaxation respectives sont également différentes, ce qui peut-être à l'origine de la non-synchronisation, les autres paramètres intrinsèques des lasers restant identiques. . .

Les études réalisées par GUIGNARD nous laisse penser que l'origine de la non - synchronisation provient du point n° 2, c'est-à-dire d'une disparité entre les fréquences de relaxation des deux lasers.

Nous avons en effet observé le transfert de chaos pour deux lasers à semi-conducteurs polarisés chacun à 1,5 fois leurs courants de seuil mais nous n'avons pas pu observer ce phénomène dans le cas où le laser transmetteur est polarisé à 1,5 fois son seuil et le laser récepteur à 2 fois son seuil. Dans ce dernier cas, le courant de polarisation du laser étant plus faible, la puissance maximale disponible n'est pas limitative pour l'expérience, ce qui

⁹Comme nous l'avons évoqué précédemment, la variation du taux de pompage du laser récepteur permet de modifier le désaccord entre les deux lasers, et ce de manière plus fine qu'avec la température.

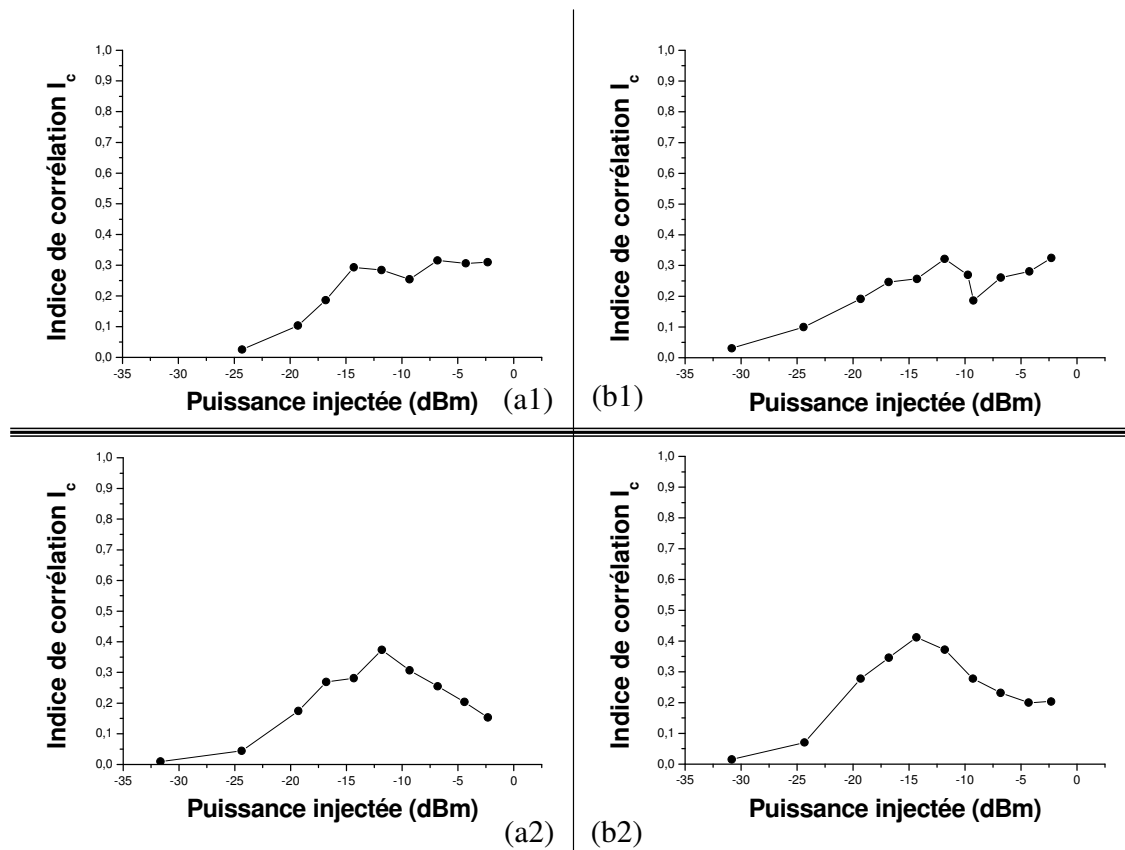


FIG. 9.13 – Indice de corrélation en fonction de la puissance injectée et pour différentes valeurs du désaccord.

(a1) : désaccord de $-10,2$ GHz ($r = 6, 2$); (b1) : désaccord de $-6,2$ GHz ($r = 6, 3$)

(a2) : désaccord de $-0,2$ GHz ($r = 6, 7$); (b2) : désaccord de $+4,3$ GHz ($r = 6, 8$)

nous incite à penser que des fréquences de relaxation éloignées vont nuire à la synchronisation.

Ce point peut expliquer pourquoi CHEN et LIU [119]¹⁰ n'ont pas été en mesure de synchroniser deux lasers injectés dans la configuration présentée dans cette thèse.

Dans ce chapitre, après avoir expliqué la mise en œuvre expérimentale de la double injection optique, nous avons présenté les phénomènes de transmission des régimes de relaxation et de multi-excitabilité. Nous avons ensuite présenté la cartographie de transmission de chaos et avons ainsi pu mettre en évidence que cette transmission s'effectue sur toutes les zones d'interaction (mélange d'ondes, accrochage...) observées dans le cas de l'injection optique par un signal continu.

Nous avons par la suite étudié l'indice de corrélation entre les signaux issus des lasers

¹⁰Les auteurs utilisent, dans les travaux présentés à la référence [119], des lasers à semi-conducteurs DFB émettant à $1,3 \mu\text{m}$ et polarisés entre 2 et 2,5 fois leurs courants de seuil.

transmetteur et récepteur et avons ainsi démontré la réalisation d'une synchronisation quasi-parfaite caractérisée par un indice de corrélation de 96%.

Enfin, nous avons présenté le rôle des valeurs des fréquences de relaxation de chacun des lasers dans l'expérience de synchronisation.

Chapitre 10

Simulation numérique de la cascade de deux injections optiques

Nous présentons dans ce chapitre les résultats numériques obtenus dans le cadre de l'expérience de synchronisation de chaos.

Après avoir rappelé les systèmes d'équations utilisés, nous présenterons le mode de fonctionnement du laser récepteur injecté et mettrons en évidence le phénomène de transmission de chaos par le biais de cartographies.

Enfin nous présenterons, dans le plan désaccord-puissance injectée, l'évolution du coefficient de corrélation des signaux transmetteur et récepteur et montrerons ainsi les zones de synchronisation des deux lasers.

10.1 Système d'équations

Nous allons, dans ce paragraphe, commencer par rappeler les équations utilisées pour simuler notre expérience. Le système (10-1), tout d'abord, permet de modéliser le laser transmetteur. Il est en tout point comparable au système (7-1) (cf page 93). L'indice T sert ici à indiquer qu'il s'agit du laser *Transmetteur*.

$$\frac{dE_T}{dt} = \frac{1}{2\tau_c} \left[g_d \frac{\Delta n_T + 1/n_{sp}}{1 + \varepsilon_c I_T} - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] E_T + \frac{i\alpha_H}{2\tau_c} \left[g_d \left(\Delta n_T + 1/n_{sp} \right) - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] E_T + F_{E_T}(t) + \kappa_1 E_{inj} \quad (10-1a)$$

$$\frac{d\Delta n_T}{dt} = \frac{1}{\tau_e} \left[j_b - \Delta n_T - \tau_e G_N \frac{\Delta n_T + 1/n_{sp}}{1 + \varepsilon_c I_T} I_T \right] + F_{N_T}(t) \quad (10-1b)$$

Le laser récepteur, quant à lui, est modélisé par le système d'équation (10-2), également similaire aux systèmes (7-1) et (10-1), l'indice R est ici présent pour *Récepteur*. La seule dif-

férence est que le champ optique injecté est celui issu du laser transmetteur, via le terme $\kappa_2 E_T$.

$$\frac{dE_R}{dt} = \frac{1}{2\tau_c} \left[g_d \frac{\Delta n_R + 1/n_{sp}}{1 + \varepsilon_c I_R} - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] E_R + \frac{i\alpha_H}{2\tau_c} \left[g_d \left(\Delta n_R + 1/n_{sp} \right) - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] E_R + F_{E_R}(t) + \kappa_2 E_T \quad (10-2a)$$

$$\frac{d\Delta n_R}{dt} = \frac{1}{\tau_e} \left[j_b - \Delta n_R - \tau_e G_N \frac{\Delta n_R + 1/n_{sp}}{1 + \varepsilon_c I_R} I_R \right] + F_{N_R}(t) \quad (10-2b)$$

Notons que, dans ces deux systèmes (10-1) et (10-2), chaque paramètre physique (τ_c , g_d , n_{sp} ...) est propre au laser considéré^{1,2}.

Nous avons alors réalisé la résolution numérique de ces équations de la même manière que dans la partie II.

10.2 Synchronisation généralisée

Nous allons présenter dans ce paragraphe les résultats obtenus pour une injection du laser récepteur A5 par un signal de relaxation du laser transmetteur B2. Nous avons calculé l'indice de corrélation entre les signaux transmetteur et récepteur, comme présenté au chapitre 8.

Le régime de relaxation est obtenu pour un point d'injection dans le laser transmetteur caractérisé par les valeurs suivantes :

$$\begin{cases} \Delta\nu = 0 \text{ GHz} \\ P_{inj} = -50 \text{ dBm} \\ r = \frac{I}{I_{th}} = 2 \end{cases} \quad (10-3)$$

L'attracteur du système est alors présenté sur la figure 10.1.

La figure 10.2 présente, dans le plan «désaccord - puissance injectée», les valeurs de l'indice de corrélation I_c obtenues.

Nous mettons ici en évidence la possibilité de réaliser numériquement la synchronisation du régime de relaxation du laser transmetteur. Nous observons en effet des indices de corrélation supérieurs à 90 % pour des puissances injectées supérieures à -20 dBm . La comparaison des figures 10.2 (a) et 10.2 (b) fait également clairement apparaître l'influence du sens de variation du désaccord.

Dans le cas des désaccords décroissants (figure 10.2 (a)), nous voyons apparaître, pour des puissances comprises entre -85 et -25 dBm , une zone de corrélation plus élevée dont la

¹Rappelons que les différentes valeurs de ces paramètres sont indiquées au tableau 3.1 (cf page 36).

²Nous n'avons pas ajouté d'indices T ou R pour ne pas alourdir les notations.

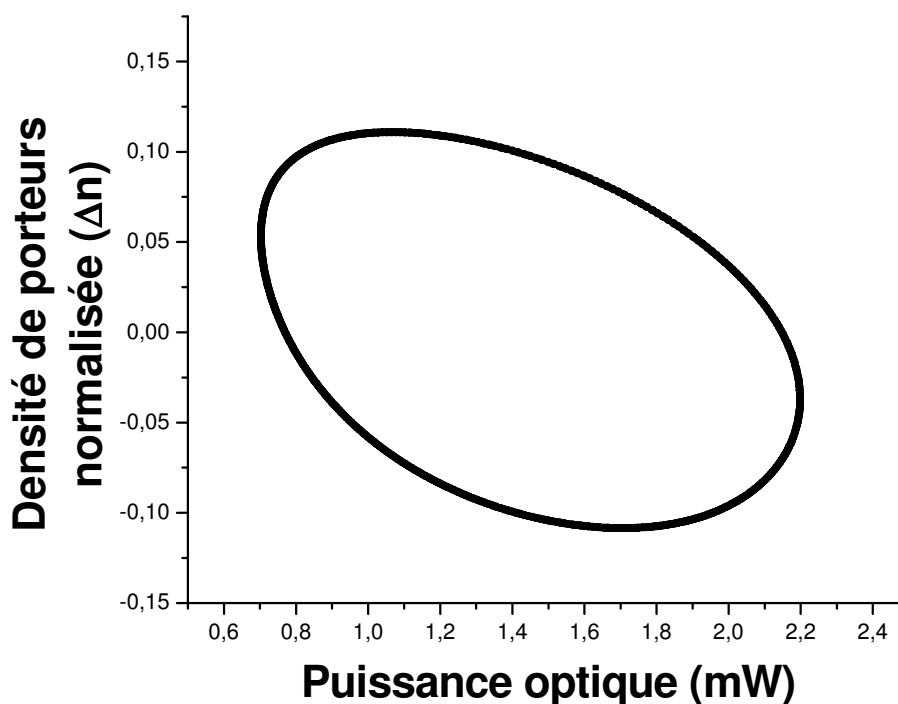


FIG. 10.1 – Attracteur du système transmetteur dans le régime de relaxation au point (10-3).

forme fait penser à celle de la zone d'accrochage total du laser injecté par un signal continu, c'est-à-dire une zone unique pour de faibles puissances injectées puis se séparant en deux branches avec l'augmentation de la puissance. Cette zone n'est par contre pas visible pour les désaccords croissants où nous n'observons de valeurs de corrélation plus élevées que pour le désaccord nul.

Toujours dans le cas des désaccords décroissants, nous voyons également deux zones, situées de part et d'autre de la zone ressemblant à une zone d'accrochage totale, où l'indice de corrélation est élevé ($I_c \geq 80\%$). L'écart entre ces zones et la zone centrale (située au désaccord nul) est ici de 4 GHz, ce qui correspond à la fréquence de relaxation du laser transmetteur B2 et non à celle du laser récepteur³.

Finalement, les régimes de mélange d'ondes étant relativement comparables à celui de la relaxation d'une part et au vu des résultats expérimentaux d'autre part, ce résultat de synchronisation de relaxation doit donc pouvoir être généralisé. Il devrait donc être possible de synchroniser le laser récepteur sur le laser transmetteur lorsque celui-ci fonctionne en régime de mélange d'onde.

³Rappelons que le laser récepteur, utilisé à deux fois son courant de seuil (ce qui est le cas ici), présente une fréquence de relaxation d'environ 5,5 GHz.

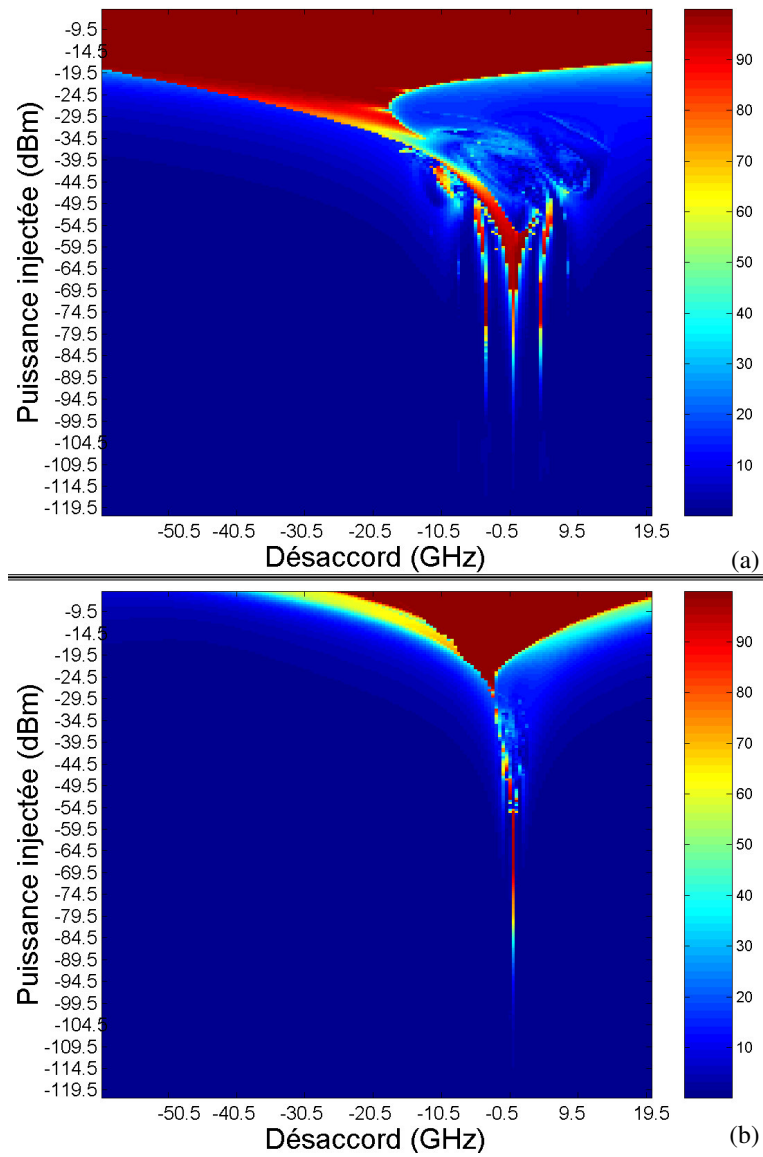


FIG. 10.2 – Cartographies de la synchronisation du régime de relaxation.

(a) : désaccords décroissants ; (b) : désaccords croissants.

L'indice de corrélation I_c est ici exprimé sous forme de pourcentage donné par le code couleur associé.

10.3 Transmission de chaos

Nous étudions maintenant le fonctionnement du laser récepteur lorsqu'il est injecté par un signal chaotique.

La figure 10.3 présente la cartographie numérique du fonctionnement de ce laser dans ce type de configuration.

Comme nous l'avons vu expérimentalement, le seul régime obtenu est le chaos. Nous observons de plus sur cette figure une grande zone de bistabilité où le laser récepteur fonctionne chaotiquement uniquement pour des désaccords négatifs. Ce point n'a jusqu'à maintenant pas été mis en évidence expérimentalement.

Nous pouvons comparer cette cartographie de transmission de chaos avec la carte 7.2 obtenue dans le cas d'une injection «continue». La figure 10.4 regroupe ces deux cartographies pour en effectuer une comparaison plus facile.

Nous pouvons remarquer sur cette figure que la zone où le laser récepteur fonctionne en régime de chaos est entièrement incluse dans la zone d'accrochage total observée lorsque le laser est injecté par un signal continu. Seule une partie de la zone bistable du chaos n'est pas située dans une zone d'accrochage : il s'agit de la partie située entre 0 et +18 GHz de désaccord et entre -70 et -35 dBm de puissance injectée. Cette particularité n'est pour le moment pas expliquée.

10.4 Synchronisation de chaos

Après avoir cartographié le fonctionnement du laser récepteur, nous allons maintenant calculer l'indice de corrélation entre les deux signaux.

10.4.1 Laser transmetteur pompé à deux fois son seuil

L'état chaotique du laser B2 est obtenu grâce à une injection optique caractérisée par les valeurs de paramètres suivantes :

$$\begin{cases} \Delta\nu_{m-t} = 0 \text{ GHz} \\ P_{inj,m-t} = -35 \text{ dBm} \\ r_t = \frac{I}{I_{th}} = 2 \end{cases} \quad (10-4)$$

Nous présentons, sur la figure 10.5, l'attracteur du système à ce point d'injection, ce qui confirme le caractère chaotique du signal injecté dans le laser récepteur.

En ce qui le concerne, le laser récepteur est également utilisé à deux fois son courant de seuil afin de reproduire les conditions expérimentales du paragraphe 9.5.

La figure 10.6 présente la cartographie des valeurs de l'indice de corrélation obtenu dans ce cas de figure. Cette évolution est ici tracée dans le plan (Désaccord - Puissance injectée) des cartographies. Notons que la figure 10.6 (a) est obtenue dans le cas des désaccords décroissants et que la figure 10.6 (b) est obtenue pour les désaccords croissants.

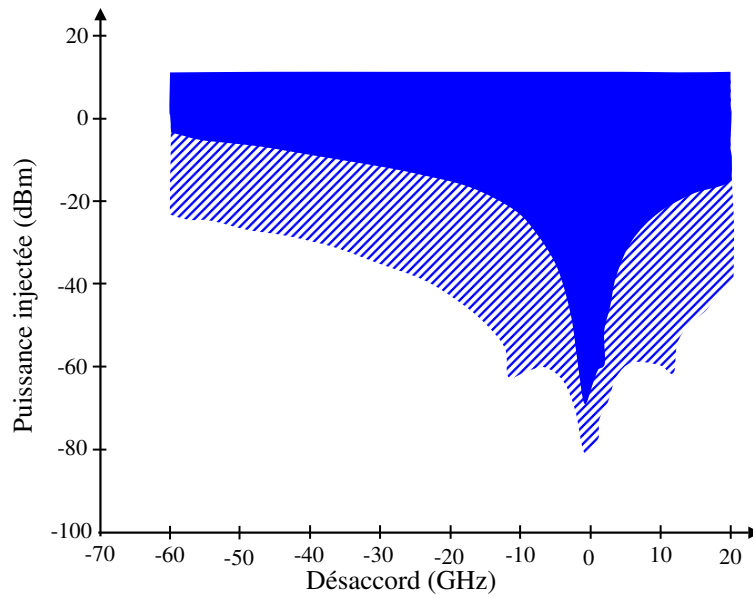


FIG. 10.3 – Cartographie numérique de la transmission de chaos.

La partie hachurée correspond à une zone bistable : le laser ne présente du chaos que pour les désaccords décroissants.

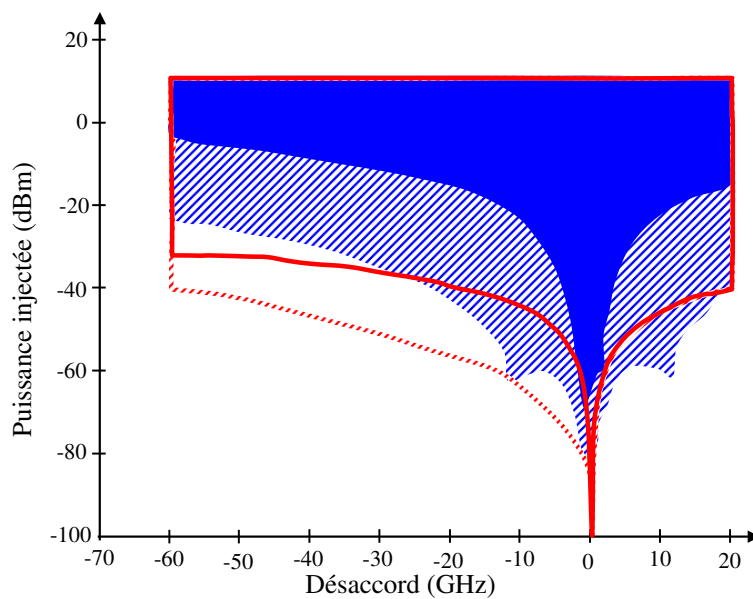


FIG. 10.4 – Comparaison de la cartographie numérique de la transmission de chaos avec la zone d'accrochage total.

La partie bleue est la zone où le chaos est présent quelle que soit la variation du désaccord.

La zone bleue hachurée représente la zone de bistabilité du régime de chaos.

Le trait rouge représente la frontière de la zone d'accrochage total.

Le trait rouge hachuré représente la frontière de la zone de bistabilité de l'accrochage.

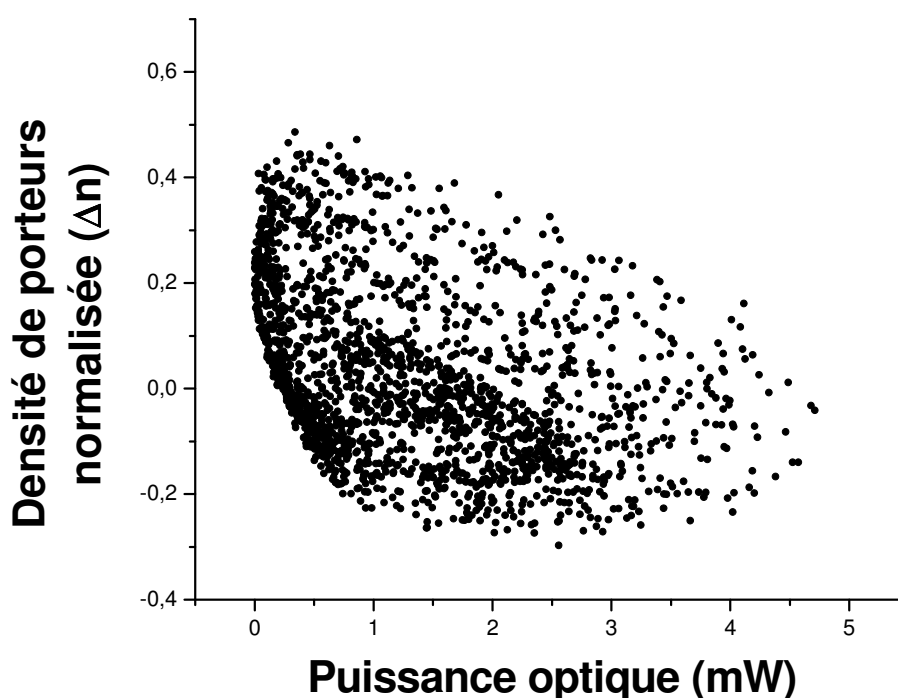


FIG. 10.5 – Attracteur du système transmetteur au point (10-4)

Nous pouvons tout d'abord remarquer que la synchronisation de chaos est numériquement possible pour les fortes puissances optiques injectées : dans les deux cas de variation du désaccord, nous n'obtenons un indice de corrélation supérieur à 90 % que pour une puissance injectée supérieure à 5 *dBm*.

Nous pouvons de plus remarquer que pour des puissances injectées moins élevées (à l'exception de la zone de désaccord proche de zéro dont nous parlerons par la suite), l'indice de corrélation est très faible : il est généralement inférieur à 10 %.

À désaccord constant, le passage d'une zone de faible corrélation à une zone de forte corrélation (c'est-à-dire en augmentant la puissance injectée) est alors très rapide, comme nous avons pu le mettre en évidence expérimentalement⁴.

Notons, sur la figure 10.6 (a), la présence d'une zone où l'indice de corrélation varie entre 60 et 70 %, pour des désaccords compris entre -6 et $+5$ *GHz* et des puissances injectées comprises entre -85 et -40 *dBm*. De plus, cette zone présente une forme similaire⁵ à celle de l'accrochage total en injection «continue», comme nous l'avons déjà évoqué dans le cas de la synchronisation du régime de relaxation (cf figure 10.2). Notons cependant que la séparation en deux branches de cette zone⁶ a lieu au niveau du désaccord nul, ce qui

⁴Voir, par exemple, les figures 9.6 et 9.8

⁵Cette constatation sera encore plus visible par la suite (cf figures 10.9 (a) et 10.10 (a))

⁶Par analogie, cette séparation correspond au fond du creux de relaxation.

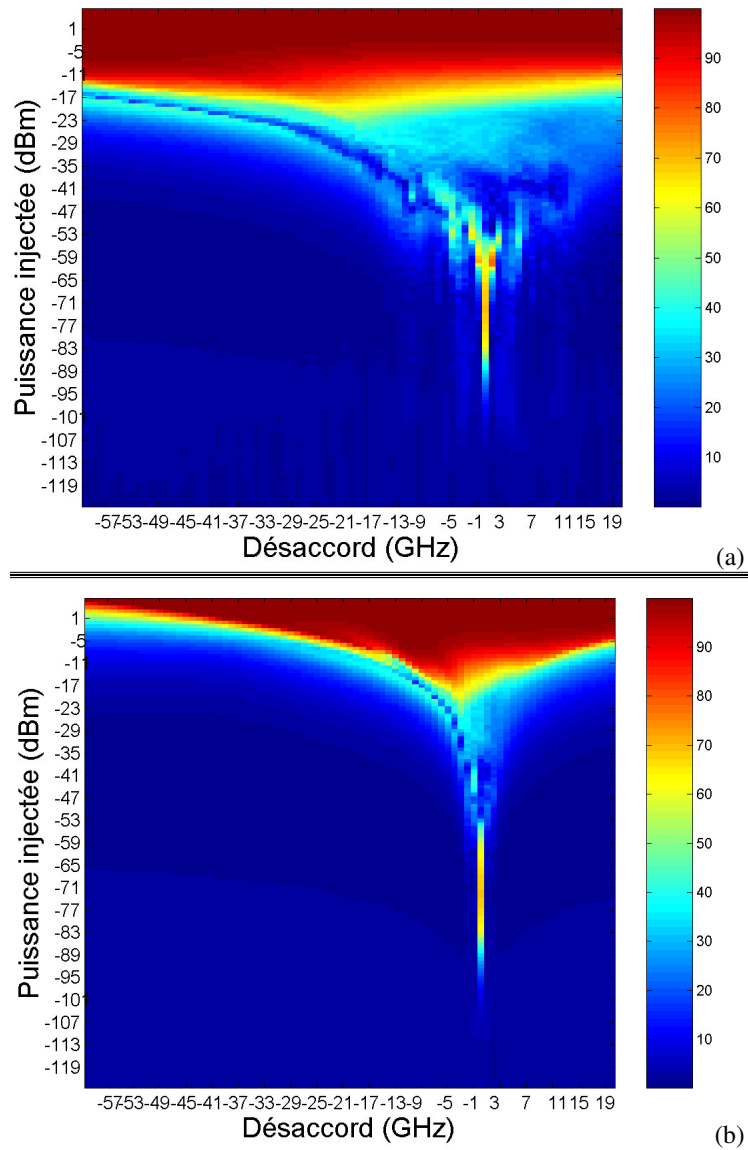


FIG. 10.6 – Cartographies de la synchronisation de chaos pour les deux lasers polarisé à 2 fois leurs courants de seuil.

(a) : désaccords décroissants ; (b) : désaccords croissants.

L'indice de corrélation I_c est ici exprimé sous forme de pourcentage donné par le code couleur associé.

n'est pas le cas lors d'une injection continue (cf paragraphe 6.2.2 page 76).

La figure 10.6 (b), quant à elle, montre la possibilité d'atteindre des coefficients de corrélation de l'ordre de 65 à 70 % pour un désaccord nul et pour une puissance injectée moindre que précédemment : comprise entre -90 et -50 dBm. Nous n'observons plus, par contre, la forme de la zone d'accrochage.

Enfin, la comparaison des figures 10.6 (a) et (b) dans leur ensemble fait clairement apparaître un fonctionnement fortement dépendant du sens de variation du désaccord.

À partir de cette cartographie de synchronisation, nous avons tracé la variation de l'indice de corrélation I_c en fonction de la puissance injectée et cela pour différentes valeurs de désaccord : $\Delta v_{t-r} = -11$ GHz, -5 GHz, $+4$ GHz et $+13$ GHz afin de pouvoir en effectuer la comparaison avec les résultats expérimentaux présentés sur les figures 9.8, 9.11 et 9.12.

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 10.7.

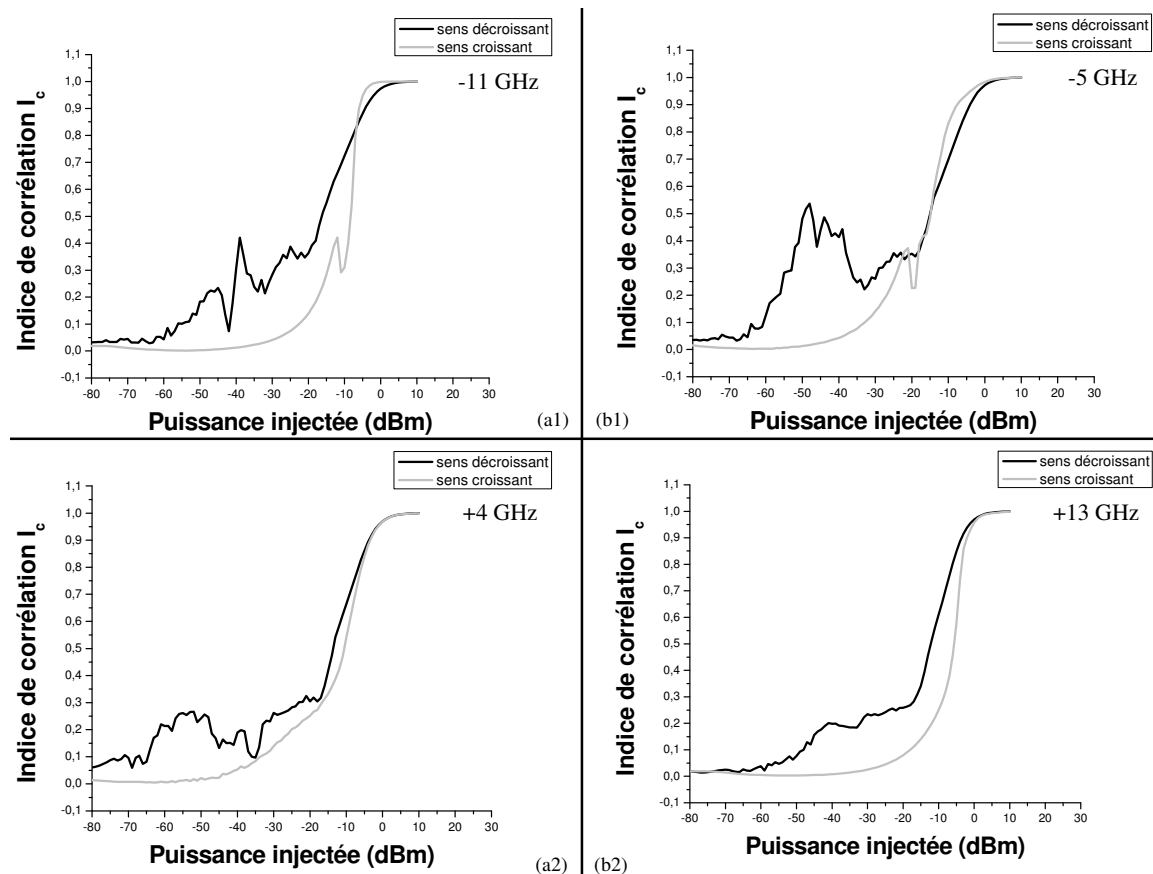


FIG. 10.7 – Indice de corrélation en fonction de la puissance pour différentes valeurs de désaccord.

(a1) : $\Delta v_{t-r} = -11$ GHz ; (b1) : $\Delta v_{t-r} = -5$ GHz

(a2) : $\Delta v_{t-r} = +4$ GHz ; (b2) : $\Delta v_{t-r} = +13$ GHz

Comme nous l'avons remarqué précédemment, les cartographies de synchronisation

obtenues sont dépendantes du sens de variation du désaccord. Cela se traduit sur la figure 10.7 par la non-superposition des courbes obtenues. De plus, toutes les courbes présentent une évolution similaire : pour les faibles puissances injectées, l'indice de corrélation est proche de 0 ; pour les fortes puissances, l'indice de corrélation augmente rapidement pour tendre vers 1.

Pour un désaccord de -11 GHz (figure (a1)), nous observons que l'indice de corrélation commence à augmenter plus tôt (-55 dB) dans le cas des désaccords décroissants que dans le cas des désaccords croissants (-20 dB). Cependant, I_c va tendre plus rapidement vers 1 dans ce dernier cas : les 90 % de similitude sont franchis pour -10 dBm dans le cas croissant et pour -5 dBm dans le cas décroissant. Remarquons également que la courbe obtenue dans le cas croissant est remarquablement similaire à celle obtenue expérimentalement et présentée sur la figure 9.8. La légère décroissance observée dans l'augmentation de I_c , et dont nous nous interrogeons sur la validité du point de mesure concerné, est ici également présente. La seule différence entre ces courbes réside une nouvelle fois dans les niveaux de puissances mis en jeu.

Ce même type d'observation peut être réalisé pour des désaccords de -5 GHz et $+4$ GHz. Pour un désaccord de $+13$ GHz maintenant, l'étude expérimentale ne mettait pas en évidence de bistabilité pour I_c vis-à-vis de la puissance injectée (cf figure 9.12). Sur la figure 10.7 (b2), nous observons à l'inverse un comportement différent, mais rappelons que les courbes ont été obtenues en faisant varier le sens du désaccord et non la puissance injectée.

Nous avons également tracé le même type de courbe mais pour un désaccord nul. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 10.8.

Sur cette figure, la distinction entre les cas désaccord croissant et désaccord décroissant n'a pas été réalisée car les courbes obtenues sont parfaitement superposées.

Nous observons sur cette figure deux zones où la corrélation est élevée : une première pour des puissances injectées comprises entre -90 et -50 dBm avec un indice maximum d'environ 70 % et une seconde pour des puissances supérieures à -10 dBm et dans ce cas un indice de corrélation pouvant devenir très proche de 100 %. Cette seconde zone de corrélation a été mesurée expérimentalement. Cependant, lors de ces mêmes mesures, la première zone n'a malheureusement pas été observée.

10.4.2 Laser transmetteur pompé à quatre fois son seuil

Nous avons ensuite étudié le fonctionnement du laser récepteur lorsque le point d'injection du laser transmetteur est le suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta\nu_{m-t} = 0 \text{ GHz} \\ P_{inj,m-t} = -30 \text{ dBm} \\ r_t = \frac{I}{I_{th}} = 4 \end{array} \right. \quad (10-5)$$

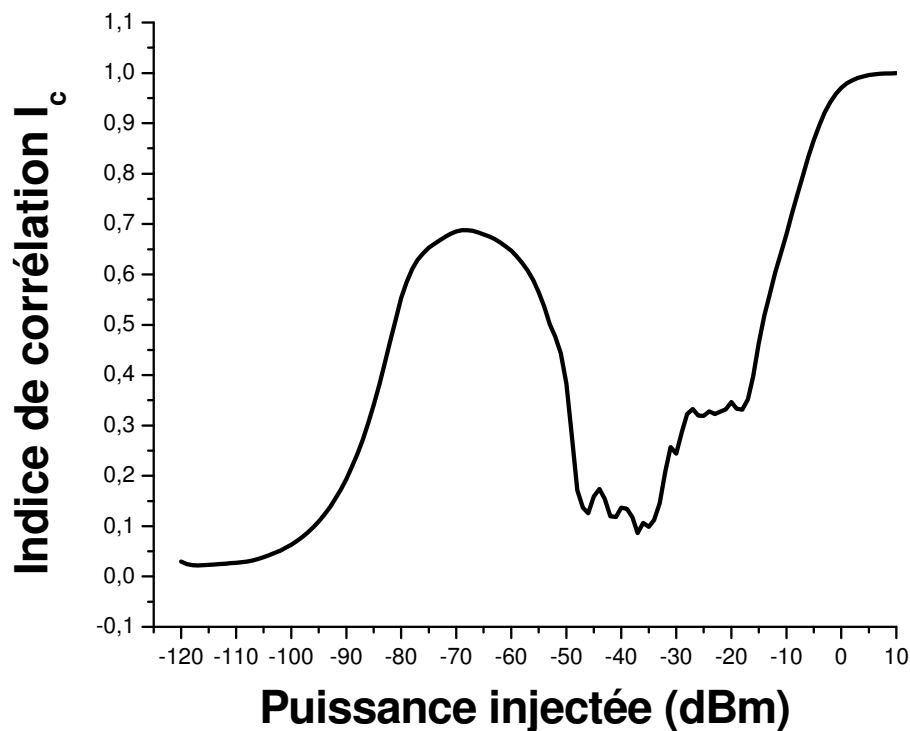


FIG. 10.8 – Évolution de I_c en fonction de la puissance et pour un désaccord nul.

La figure 7.3 (cf page 97) nous permet de vérifier que le point d'injection (10-5) se situe bien dans une zone de chaos.

Laser récepteur faiblement pompé

Dans un premier temps, nous avons polarisé le laser récepteur à 1,5 fois son courant de seuil.

La figure 10.9 présente l'évolution de l'indice de corrélation obtenu dans cette configuration. Cette évolution est ici tracée dans le plan (Désaccord - Puissance injectée) des cartographies. Notons que la figure 10.9 (a) est obtenue dans le cas des désaccords décroissants et que la figure 10.9 (b) est obtenue pour les désaccords croissants.

De nouveau, nous observons la possibilité de réaliser de la synchronisation de chaos : dans les deux cas de variation du désaccord, nous obtenons un indice de corrélation supérieur à 90 % pour une puissance injectée supérieure à -10 dBm.

Comme nous avons pu l'évoquer au paragraphe précédent, nous observons sur la figure 10.9 (a), une zone où l'indice de corrélation varie entre 60 et 75 %, pour des désaccords compris entre -6 et $+5$ GHz et des puissances injectées comprises entre -85 et -45 dBm et de forme similaire à celle de l'accrochage total en injection «continue».

La figure 10.9 (b), quant à elle, montre la possibilité d'atteindre des coefficients de corréla-

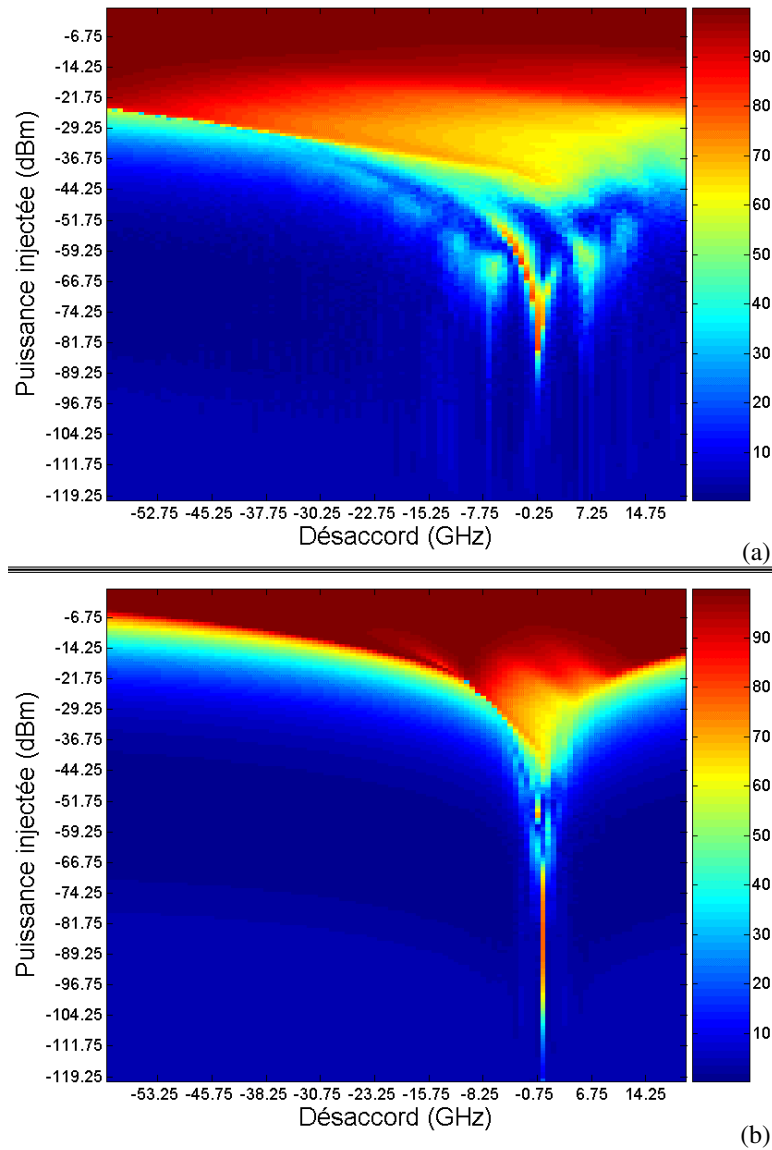


FIG. 10.9 – Cartographies de la synchronisation de chaos pour le laser récepteur polarisé à 1,5 fois son courant de seuil.

(a) : désaccords décroissants ; (b) : désaccords croissants.

L'indice de corrélation I_c est ici exprimé sous forme de pourcentage donné par le code couleur associé.

tion de l'ordre de 70 à 75 % pour un désaccord nul et pour une puissance injectée comprise entre -100 et -75 dBm. Comme dans le cas du laser transmetteur polarisé à deux fois son courant de seuil (cf figure 10.6), nous n'observons pas de zone de corrélation élevée ayant la forme d'une zone d'accrochage dans le cas des désaccords croissants.

Enfin, la comparaison des figures 10.9 (a) et (b) dans leur ensemble fait de nouveau clairement apparaître un fonctionnement fortement dépendant du sens de variation du désaccord.

Laser récepteur moyennement pompé

Nous avons, dans un second temps, polarisé le laser récepteur à 4 fois son courant de seuil, comme pour le laser transmetteur.

Comme au paragraphe précédent, la figure 10.10 présente l'évolution de l'indice de corrélation dans le plan (Désaccord - Puissance injectée). La figure 10.10 (a) illustre les résultats obtenus dans le cas des désaccords décroissants pendant que la figure 10.10 (b) présente ceux obtenus dans le cas des désaccords croissants.

Nous pouvons de nouveau obtenir numériquement de la synchronisation de chaos. En effet, nous pouvons atteindre des coefficients de corrélation supérieurs à 90 % pour des puissances injectées supérieures à -6 dBm. Nous mettons ici en évidence la nécessité d'injecter une puissance optique plus importante dans le laser récepteur afin de pouvoir synchroniser nos deux lasers. Cette observation est cohérente avec les résultats expérimentaux présentés au paragraphe 6.2.3 (cf page 77), où nous avons montré que, pour conserver un régime de fonctionnement similaire dans le cas d'une injection optique «simple», nous devons injecter plus de puissance si le taux de pompage du laser était augmenté.

De nouveau, dans le cas des désaccords décroissants, nous observons, sur la figure 10.10 (a), une zone où la corrélation entre les signaux transmetteur et récepteur peut devenir supérieure à 80 % et dont la forme est similaire à une zone d'accrochage total observée dans le cas d'une injection optique «simple». Comme dans le cas du laser faiblement pompé, cette zone n'est pas visible pour des désaccords croissants (figure 10.10 (b)) où il n'est possible d'obtenir une assez bonne correspondance, de l'ordre de 80 % également, que pour un désaccord nul.

10.5 Anticipation de chaos

Nous allons maintenant étudier la possibilité de réaliser une synchronisation de chaos de manière anticipative, c'est-à-dire pour un temps de synchronisation $\Delta\tau_2$ négatif⁷. Comme nous l'avons déjà évoqué, ce type de comportement a déjà été observé dans des lasers contre-réactionnés optiquement [15, 16, 118, 195–199] mais n'a, à notre connaissance, pas été étudié dans la configuration que nous utilisons.

⁷La définition du temps $\Delta\tau_2$ est donnée au chapitre 8.

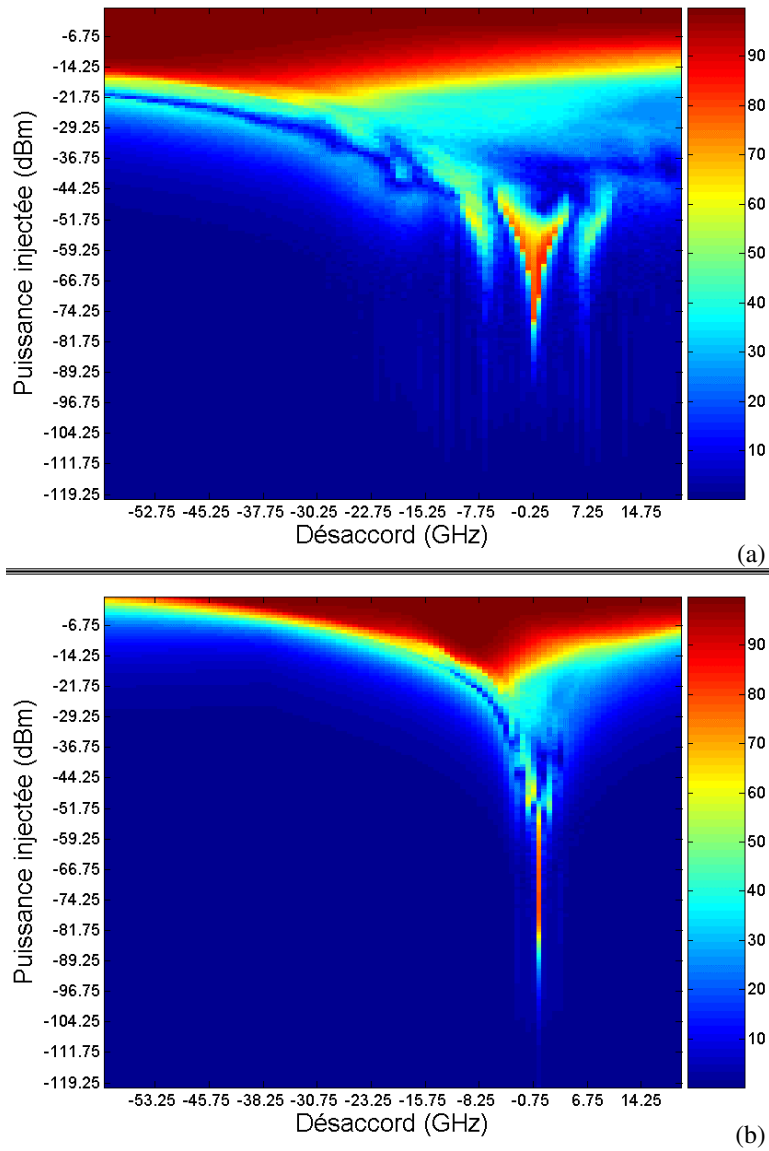


FIG. 10.10 – Cartographies de la synchronisation de chaos pour le laser récepteur polarisé à 4 fois son courant de seuil.

(a) : désaccords décroissants ; (b) : désaccords croissants.

L'indice de corrélation I_c est ici exprimé sous forme de pourcentage donné par le code couleur associé.

Pour réaliser cette étude, nous avons, au cours de l'élaboration des cartographies de synchronisation, enregistré les différents temps τ_0 pour lesquels nous obtenions $I_c = r_{\tau_0}$. Notons que dans nos simulations, nous avons volontairement considéré un temps de parcours entre les deux lasers nuls : $\Delta\tau_1 = 0$. Cela entraîne donc $\tau_0 = \Delta\tau_2$. Le signe de τ_0 nous renseigne donc directement sur la présence éventuelle du phénomène d'anticipation de chaos.

10.5.1 Laser transmetteur pompé à deux fois son seuil

Nous utilisons ici les lasers transmetteur et récepteur à deux fois leurs courants de seuil.

La figure 10.11 présente la cartographie des temps τ_0 (exprimés en picosecondes) de synchronisation de chaos permettant d'obtenir les cartes 10.6.

La figure 10.11 (a) présente le cas des désaccords décroissants alors que la figure 10.11 (b) présente le cas des désaccords croissants. Comme nous avons pu le voir précédemment, la forte dépendance du comportement du laser récepteur au sens de variation du désaccord est ici de nouveau mis en évidence.

Notons que, pour les faibles puissances injectées, la majorité des valeurs indiquées n'ont pas de pertinence physique puisqu'il n'y a pas réalisation de synchronisation.

La figure 10.12, quant à elle, nous permet de localiser les zones où l'anticipation de chaos est possible. Cette figure montre en effet en blanc les zones de la figure 10.11 où le temps de synchronisation est négatif et en noir les zones où ce temps est positif.

Finalement, en «combinant»⁸ les cartographies 10.6 et 10.12, nous obtenons la cartographie de l'anticipation de chaos du laser récepteur pompé à deux fois son courant de seuil, lorsque le laser transmetteur est également pompé à deux fois son courant de seuil.

Cette cartographie est présentée sur la figure 10.13. Nous pouvons y observer, tant pour les désaccords croissants que décroissants, qu'il est possible d'obtenir de l'anticipation de chaos avec des indices de corrélation pouvant être supérieurs à 90 %. Par exemple, pour un désaccord nul et une puissance injectée de +4 dBm, l'indice de corrélation obtenue est de 99 % pour une avance de synchronisation de 2 ps, ce qui correspond, dans l'air, à une distance de 0,6 mm.

Notons que la zone d'anticipation est plus étendue dans le cas des désaccords décroissants (de -52 à +20 GHz et de -20 à +5 dBm) mais que la synchronisation correspondante est moins importante (de l'ordre de 80 %). Le cas des désaccords croissants admet en effet des indices de corrélation supérieurs aux 90 % précédemment cités sur une plage de -10 à +20 GHz et de -22 à +10 dBm.

Notons également, dans le cas des désaccords décroissants, que la zone de synchronisation ayant une forme similaire à celle d'une zone d'accrochage total en injection continue (cf

⁸Pour cela, nous utilisons les cartographies 10.6 et mettons à zéro les indices de corrélation correspondant aux zones noires de la figure 10.12.

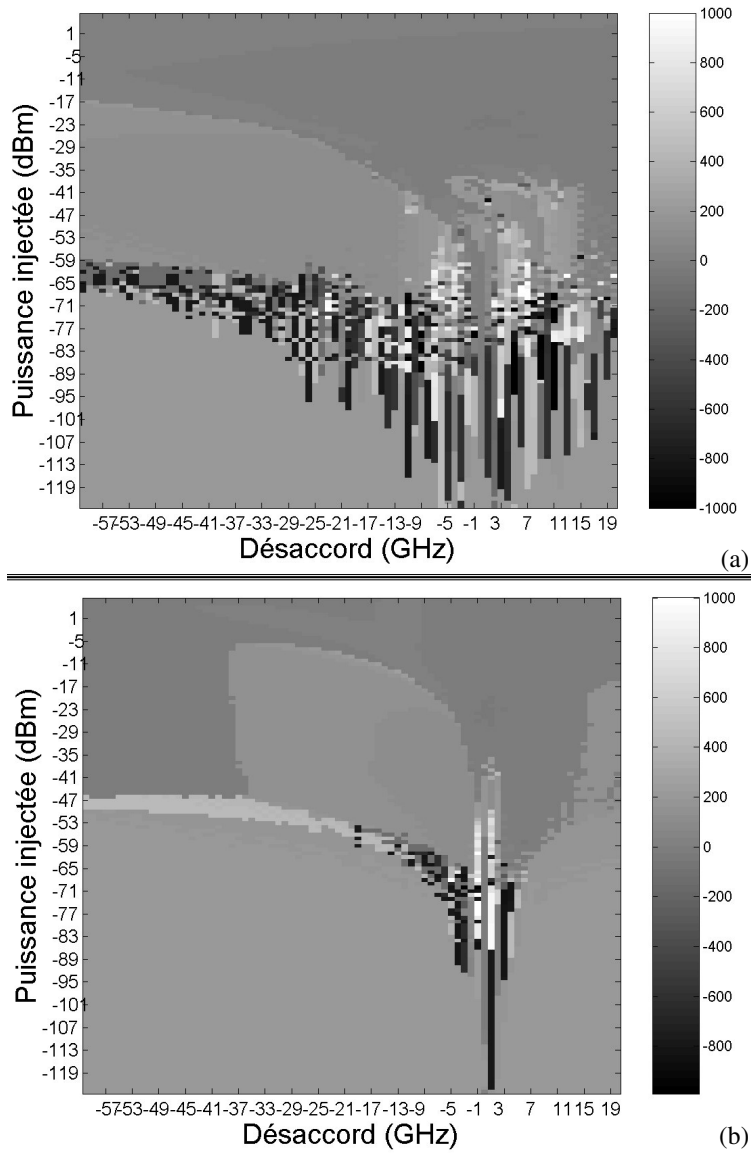


FIG. 10.11 – Cartographies des temps de synchronisation de chaos pour les lasers polarisés à 2 fois leurs courants de seuil.

(a) : désaccords décroissants ; (b) : désaccords croissants.

Les temps sont indiqués en pico-seconde.

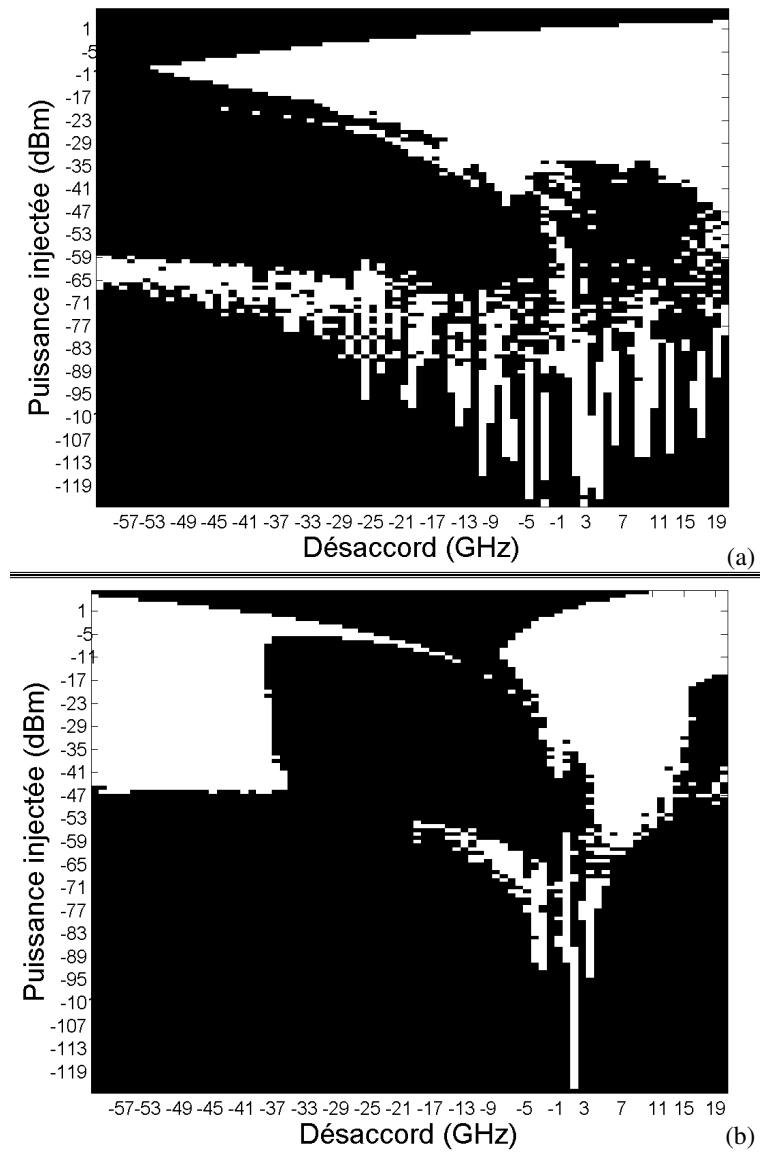


FIG. 10.12 – Cartographies des signes des temps de synchronisation de chaos pour les lasers utilisés à 2 fois leurs courants de seuil.

(a) : désaccords décroissants ; (b) : désaccords croissants.

En noir, zones où $\tau_0 > 0$; en blanc, zones où $\tau_0 < 0$.

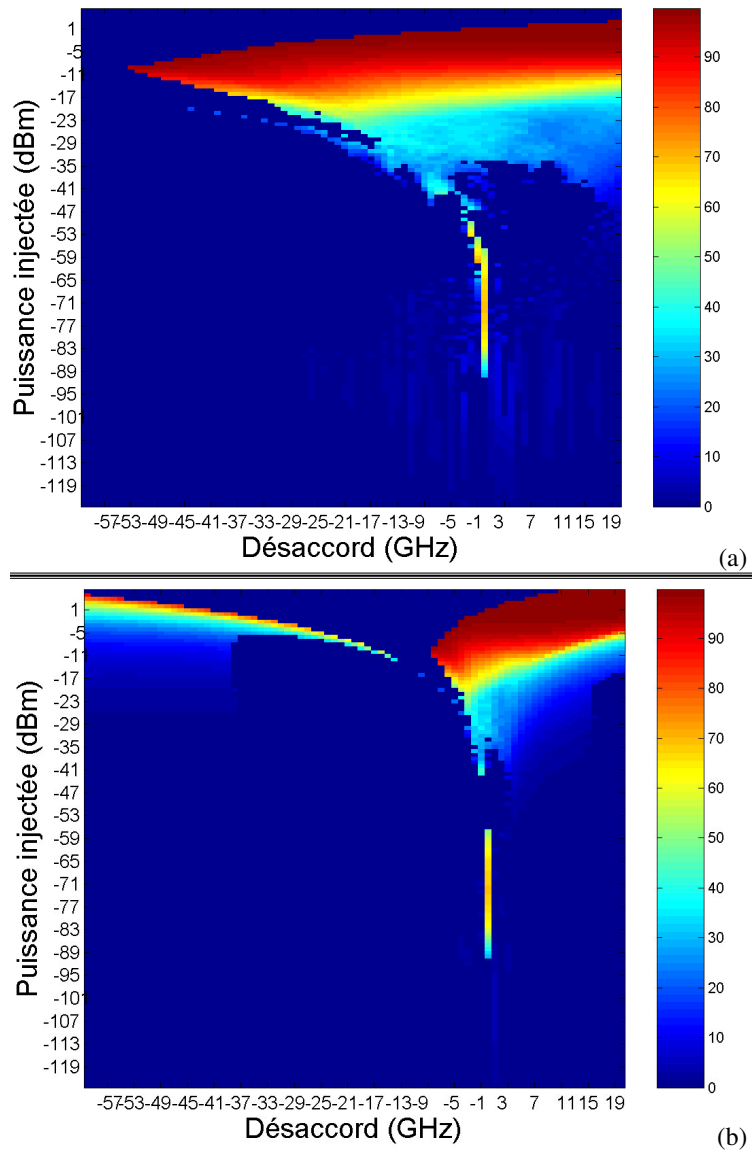


FIG. 10.13 – Cartographies de l'anticipation de chaos pour les lasers utilisés à 2 fois leurs courants de seuil.

(a) : désaccords décroissants ; (b) : désaccords croissants.

L'indice de corrélation I_c est ici exprimé sous forme de pourcentage donné par le code couleur associé.

figure 10.6 (a)) se retrouve ici coupée en deux au niveau du désaccord nul : la partie située dans la zone de désaccord négatif est une zone d'anticipation alors que celle située dans les désaccords positifs n'en est pas une.

10.5.2 Laser transmetteur pompé à quatre fois son seuil

Laser récepteur faiblement pompé

Nous commençons par utiliser le laser récepteur à un courant de 1,5 fois son courant de seuil.

Nous appliquons alors la même démarche qu'au paragraphe précédent. Ainsi, la figure 10.14 présente la cartographie des temps de synchronisation de chaos permettant d'obtenir les cartes 10.9.

La figure 10.15, quant à elle, nous permet de localiser les zones où l'anticipation de chaos est possible en faisant apparaître en blanc les zones de la figure 10.14 où le temps de synchronisation est négatif et en noir les zones où ce temps est positif.

Remarquons ici que la synchronisation de chaos s'effectue, dans les zones noires de la figure 10.15, avec un retard variant de 1 à 10 *ps* dans le cas des désaccords croissants et de 1 à 5 *ps* dans le cas des désaccords décroissants.

Finalement, la cartographie de l'anticipation de chaos du laser récepteur faiblement pompé est présentée sur la figure 10.16.

Nous pouvons observer de nouveau le phénomène d'anticipation. Comme précédemment, cette zone est plus étendue dans le cas des désaccords décroissants (de -52 à $+20$ *GHz* et de -35 à -5 *dBm*), mais la synchronisation correspondante est moins importante (de l'ordre de 80 %), que dans le cas des désaccords croissants qui admet des indices de corrélation supérieurs à 90 % sur une plage de -8 à $+20$ *GHz* et de -18 à -2 *dBm*. Notons également, dans le cas des désaccords décroissants, que la zone de synchronisation ayant une forme similaire à celle d'une zone d'accrochage total en injection continue (*cf* figure 10.9 (a)) n'est pas une zone d'anticipation de chaos.

Pour finir, indiquons que cette synchronisation s'effectue avec une avance variable suivant les paramètres de l'injection optique dans le laser récepteur. Cette avance varie de 1 *ps* jusqu'à environ 10 *ps*.

Laser récepteur moyennement pompé

Nous utilisons maintenant le laser récepteur à 4 fois son courant de seuil. Afin de ne pas surcharger ce manuscrit, nous ne présenterons pas les cartographies des temps de synchronisation. La cartographie d'anticipation de chaos pour le laser récepteur pompé à quatre fois son seuil est donc présentée sur la figure 10.17.

Pour les fortes puissances optiques injectées dans le laser récepteur, nous observons un comportement relativement similaire au cas du laser polarisé plus proche de son seuil

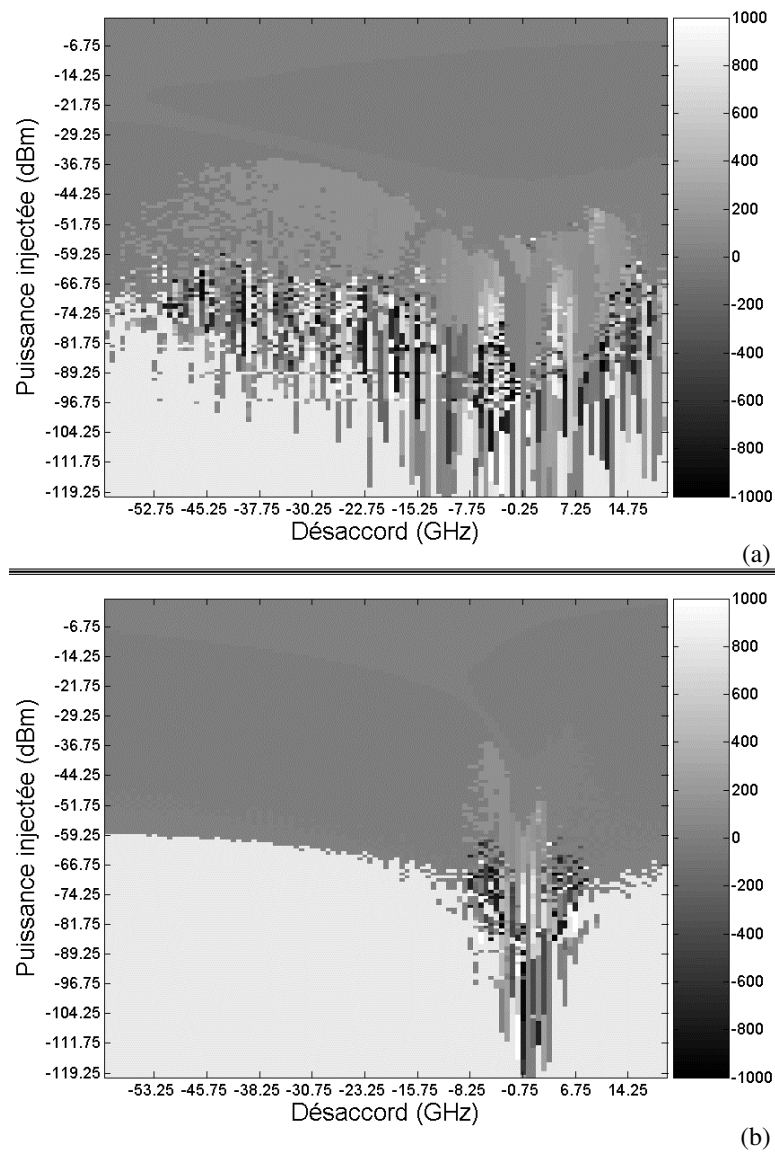


FIG. 10.14 – Cartographies des temps de synchronisation de chaos pour le laser récepteur polarisé à 1,5 fois son courant de seuil.

(a) : désaccords décroissants ; (b) : désaccords croissants.

Les temps sont indiqués en pico-seconde.

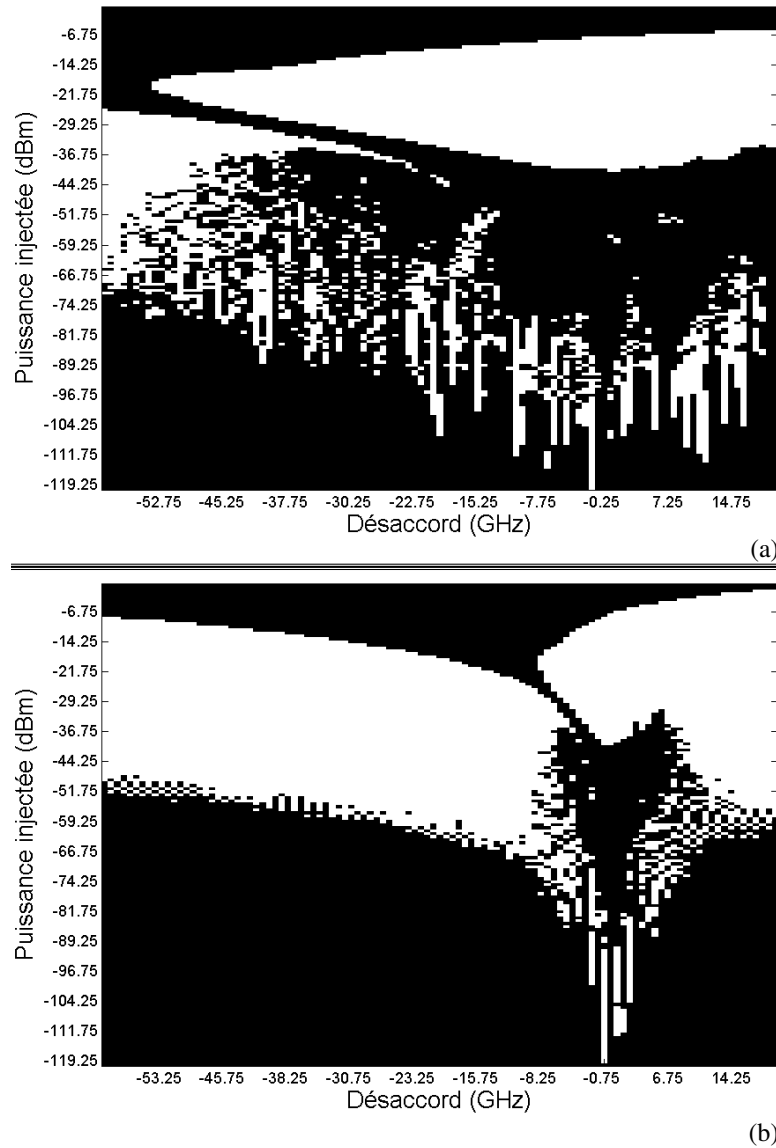


FIG. 10.15 – Cartographies des signes des temps de synchronisation de chaos pour le laser récepteur polarisé à 1,5 fois son courant de seuil.

(a) : désaccords décroissants ; (b) : désaccords croissants.

En noir, zones où $\tau_0 > 0$; en blanc, zones où $\tau_0 < 0$.

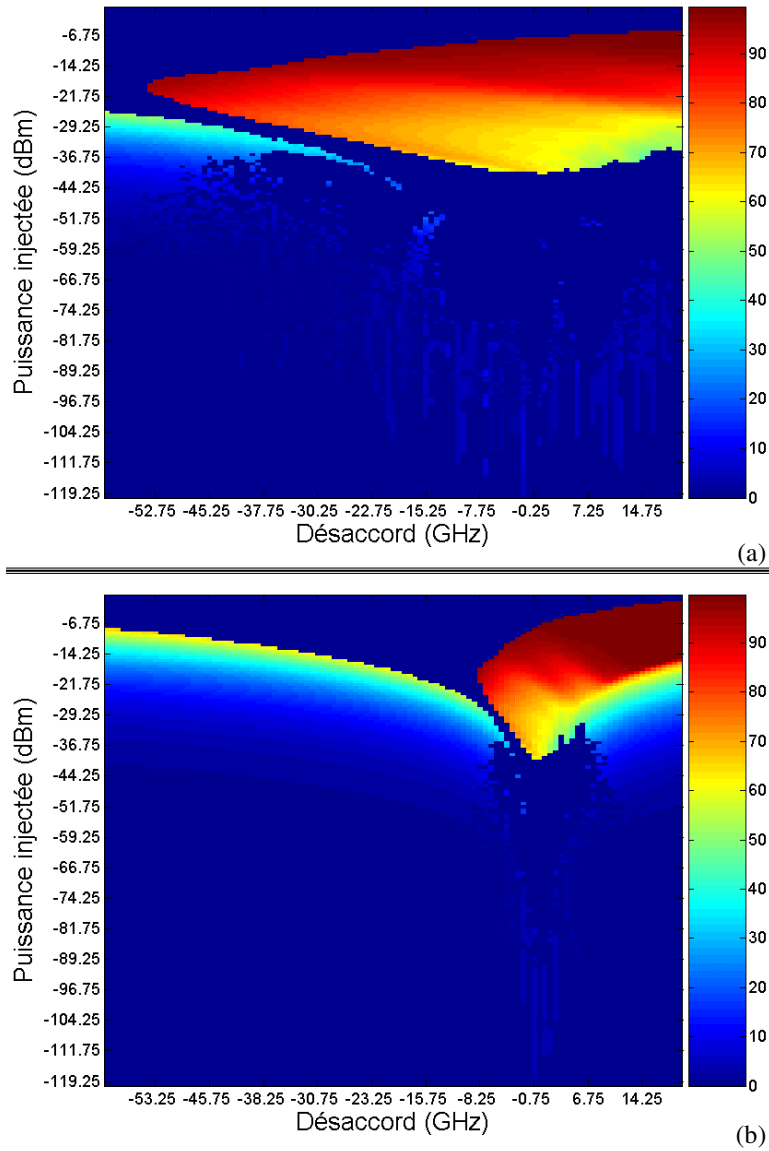


FIG. 10.16 – Cartographies de l’anticipation de chaos pour le laser récepteur polarisé à 1,5 fois son courant de seuil.

(a) : désaccords décroissants ; (b) : désaccords croissants.

L’indice de corrélation I_c est ici exprimé sous forme de pourcentage donné par le code couleur associé.

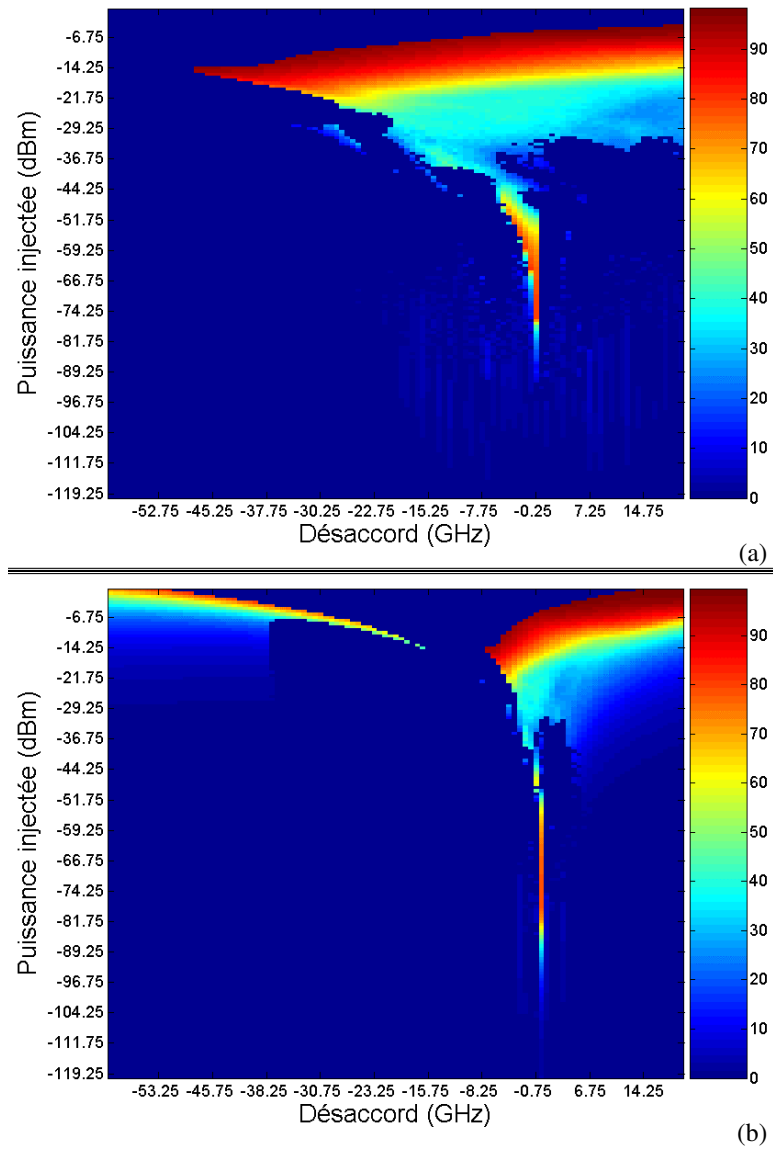


FIG. 10.17 – Cartographies de l'anticipation de chaos pour le laser récepteur polarisé à 4 fois son courant de seuil.

(a) : désaccords décroissants ; (b) : désaccords croissants.

L'indice de corrélation I_c est ici exprimé sous forme de pourcentage donné par le code couleur associé.

(cf figure 10.16) : la forme des zones d'anticipation est en effet assez semblable. Notons cependant que, le laser étant polarisé plus loin de son courant de seuil, il nous faudra injecter plus de puissance pour atteindre des indices de corrélation élevés.

Le temps de synchronisation est également similaire au cas du laser faiblement pompé : nous observons en effet des avances variant de 1 à 10 *ps*.

La différence majeure vis-à-vis du cas où le laser récepteur est polarisé proche du seuil réside dans la zone de plus faible puissance injectée : entre -100 et -40 *dBm*.

Dans le cas des désaccords croissants nous pouvons obtenir, pour le désaccord nul, un indice de corrélation atteignant les 80 %. Dans ce cas, l'avance de synchronisation varie alors de 2 à 4 *ps*.

Dans le cas des désaccords décroissants maintenant, nous pouvons remarquer que la zone de synchronisation ayant la forme d'une zone d'accrochage (cf figure 10.10 (a)) se retrouve ici coupée en deux au niveau du désaccord nul, comme dans le cas où les deux lasers sont utilisés tous les deux à deux fois leurs courants de seuil : la partie située dans la zone de désaccord négatif est une zone d'anticipation alors que celle située dans les désaccords positifs n'en est pas une. Dans la partie «négative» de cette zone, l'avance de synchronisation varie de 2 à 6 *ps* alors que dans la partie «positive», le retard de synchronisation varie de 40 à 60 *ps*.

Nous avons ici présenté les résultats de simulation numérique de la cascade de deux injections optiques. Après avoir présenté les systèmes d'équations utilisés, nous avons mis en évidence les phénomènes de synchronisation du régime de relaxation, de transmission de chaos puis finalement celui de synchronisation de chaos.

Nous avons ensuite numériquement démontré la possibilité de réaliser une anticipation de chaos : le laser récepteur adopte dans ce cas la même dynamique que le laser transmetteur mais avec quelques picosecondes d'avance !

Enfin, nous avons, pour tous les cas précédemment cités, montré l'influence du sens de variation du désaccord sur le fonctionnement du laser récepteur.

Conclusion

LE BUT de ce doctorat était d'étudier la synchronisation de chaos dans une configuration expérimentale la plus simple possible. Il était aussi de comparer l'injection optique par un signal continu ou variant temporellement. Ce manuscrit présente les résultats obtenus dans ce cadre durant les trois années de cette thèse.

Dans une première partie, nous avons présenté les lasers utilisés. Ces puces sont normalement utilisées pour des applications de télécommunications optiques bas débit et fonctionnent de manière monomode à $1,55 \mu m$. Ceci nous a permis de bénéficier des technologies matures de ce domaine tant du point de vue des composants que du point de vue des outils d'analyse.

Nous avons, par la suite, caractérisé ces lasers le plus finement possible afin d'en déduire les valeurs des paramètres intrinsèques. Ceci a pu être réalisé grâce à l'utilisation d'un banc de mesure de bruit d'intensité relatif développé au laboratoire.

Les simulations numériques mises en œuvre avec ces valeurs ont permis d'obtenir un comportement similaire avec celui obtenu expérimentalement.

Dans une seconde partie, nous avons regroupé les résultats obtenus dans le cadre d'une seule injection optique. Après avoir présenté le concept d'une telle expérience, nous avons passé en revue les différents régimes de fonctionnement observés pour le laser injecté.

Nous avons ensuite, dans un chapitre traitant des caractérisations par injection optique, présenté les résultats de transfert de largeur de raie et de transfert de bruit d'intensité relatif. Nous avons ainsi pu développer une méthode originale de mesure de largeur de raie utilisant une injection optique.

La réalisation de cartographies du laser injecté nous a ensuite permis de localiser, dans un plan «puissance injectée-désaccord», les différents régimes précédemment présentés. Nous avons réalisé ce type d'étude pour différents courants de polarisation du laser esclave, puis avons rappelé les résultats obtenus au laboratoire pour des lasers multimodes. Nous avons alors reporté la première observation expérimentale d'un régime de multi-excitabilité pour le laser optiquement injecté et en avons présenté une première caractérisation.

La fin de la seconde partie de ce manuscrit est consacrée à une étude numérique du laser injecté. Nous avons ainsi présenté des cartographies numériques. Celles-ci sont en très bon accord avec les cartographies expérimentales.

La troisième et dernière partie présente les résultats obtenus dans le cadre d'une cascade de deux injections optiques.

Nous avons tout d'abord étudié l'aspect expérimental et montré la possibilité de transmettre de la relaxation, de la multi-excitabilité ou encore du chaos. Nous avons ensuite montré qu'il est possible de synchroniser ce chaos avec un coefficient de corrélation aussi élevé que 96 %.

Finalement, nous avons présenté des simulations numériques qui mettent en évidence la possibilité de réaliser de la synchronisation, tant du régime de relaxation que du régime de chaos, et cela sur de larges zones et avec des coefficients de corrélation supérieurs à 90 %. Enfin, nous avons également montré le phénomène d'anticipation via des résultats de simulation.

Pour approfondir les travaux menés au cours de cette thèse, l'étude du régime de multi-excitabilité pourrait être poursuivie afin d'étudier plus en détail la statistique d'apparition des impulsions.

Concernant les simulations numériques du laser injecté, les cartographies obtenues pourraient être affinées afin de faire apparaître les régimes de mélange d'onde élevé ($M3/2$, $M5/2$ et $M5/4$) et, dans la mesure du possible, l'équivalent expérimental devrait être réalisé.

Enfin, l'aspect expérimental de la synchronisation de chaos serait également à approfondir afin d'obtenir une cartographie plus précise. Dans le même temps, la recherche expérimentale d'anticipation de chaos dans notre système pourrait être menée, même si les faibles temps mis en jeu annoncent une tâche plutôt ardue.

Annexes

Annexe A

Calibration de la puissance injectée dans le laser esclave

Nous présentons dans cette annexe la méthode retenue afin d'étalonner la puissance injectée dans le laser esclave. Cette méthode est celle présentée par BONDIOU dans son manuscrit de thèse [22].

Elle repose sur la connaissance de la tension photovoltaïque V , présente aux bornes de la diode laser, en fonction de la puissance injectée. Nous utilisons pour cela le laser comme un détecteur fonctionnant sans courant de polarisation : il apparaît alors à ses bornes une tension photovoltaïque qui est fonction du flux optique effectif injecté dans la jonction.

La première étape nécessaire à la réalisation de la calibration de la puissance injectée dans le laser consiste à mesurer, à l'aide d'une sphère intégrante en espace libre, la puissance émise par la diode en fonction du courant de polarisation : $P_{\text{espace libre}} = f(I)$.

Nous réalisons ensuite l'injection du champ émis par le laser dans une fibre optique et mesurons la puissance ainsi collectée en fonction du courant : $P_{\text{fibre}} = f(I)$. Nous en déduisons alors les pertes de couplage de notre montage : $\alpha_{\text{insertion}} = P_{\text{espace libre}} - P_{\text{fibre}}$.

L'étape suivante consiste à réaliser l'injection optique de notre diode par le laser maître (source TUNICS) comme présenté sur le schéma A.1.

Il est alors possible de mesurer, pour différentes valeurs de puissance injectée P_{OLM} , les couples de points $(V_{\text{diode}}, P_{OLM})$, où V_{diode} représente la tension photovoltaïque présente aux bornes de la diode laser et P_{OLM} la puissance du faisceau optique mesurée à l'aide d'un coupleur.

Connaissant les caractéristiques du coupleur utilisé, il est alors possible de déterminer les couples de points (V_{diode}, P_1) , où P_1 représente la puissance optique présente sur la seconde voie du coupleur, soit la puissance optique présente au niveau de l'optique de couplage du laser. Or, nous avons au préalable déterminé les pertes de couplage du montage ($\alpha_{\text{insertion}}$). Nous pouvons donc obtenir les couples de points $(V_{\text{diode}}, P_{\text{injectée}})$, car $P_1 = P_{\text{injectée}} - \alpha_{\text{insertion}}$.

La courbe $V_{\text{diode}} = f(P_{\text{injectée}})$ ainsi obtenue va, par la suite, nous servir de courbe d'étalonnage de la puissance injectée. Un exemple d'une telle courbe est donnée sur la

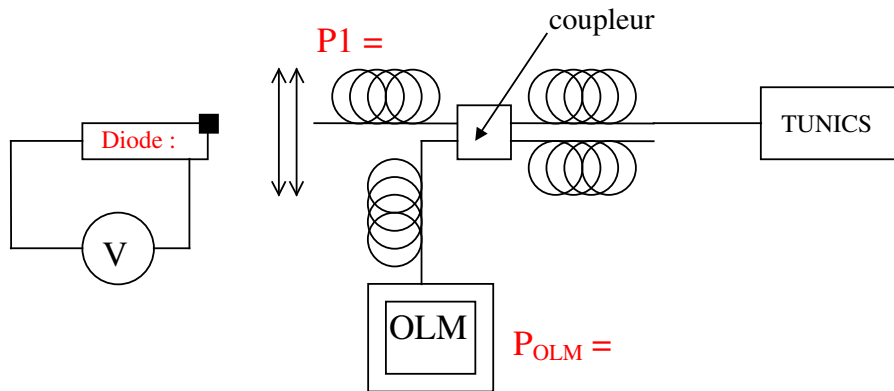


FIG. A.1 – Montage simplifié d'injection optique.

«OLM» désigne ici un mesureur de puissance optique de la marque Équipements Scientifiques.

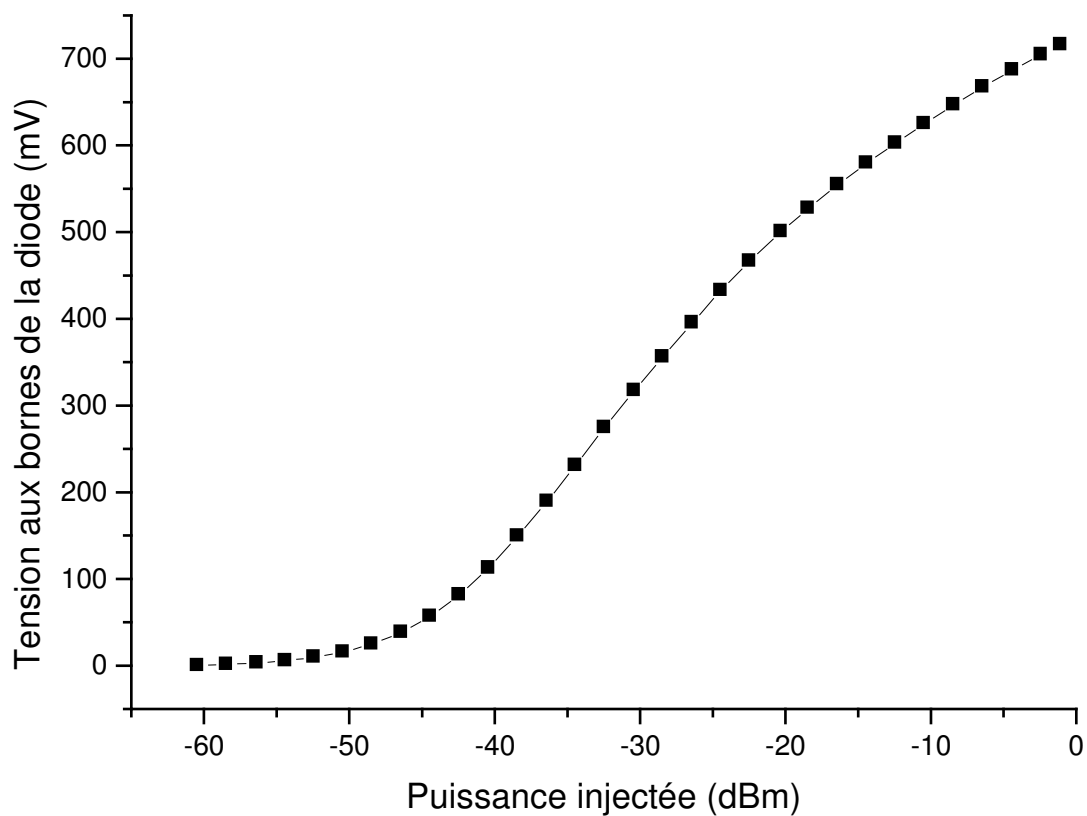


FIG. A.2 – Exemple d'une courbe photovoltaïque servant à la calibration de la puissance injectée dans le laser.

figure A.2.

Lors des expériences d'injection optique, nous avons effectué le relevé d'un couple $(V_{mesurée}, P_{OLM})$ ¹.

Grâce à la courbe d'étalonnage précédente, nous pouvons alors déterminer la valeur de puissance réellement injectée P_{inj} correspondant à la tension mesurée $V_{mesurée}$.

La différence entre la valeur lue au puissance-mètre P_{OLM} et la valeur P_{inj} déterminée grâce à la courbe photovoltaïque correspond alors à la correction à apporter pour calibrer les mesures.

¹La tension $V_{mesurée}$ est de nouveau mesurée aux bornes de la diode laser. La mesure de la puissance optique P_{OLM} est réalisée grâce au mesureur de puissance (Wattmètre) visible, par exemple, sur la figure 6.1 (cf page 74).

Annexe B

Normalisation du système d'équations d'un laser à semi-conducteurs

Nous présentons dans cette annexe les normalisations utilisées pour aboutir au système (3-2). Comme nous l'avons vu précédemment, le système retenu au commencement est le suivant :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} \left[\Gamma_C G \frac{c}{n} \frac{N - N_t}{1 + \epsilon_c I} - \frac{1}{\tau_p} \right] E + \frac{i\alpha_H}{2} \left[\Gamma_C G \frac{c}{n} (N - N_t) - \frac{1}{\tau_p} \right] E + F_E(t) \quad (\text{B-1a})$$

$$\frac{dN}{dt} = J - \frac{N}{\tau_e} - G \frac{c}{n} \frac{N - N_t}{1 + \epsilon_c I} I + F_N(t) \quad (\text{B-1b})$$

Dans un premier temps, posons $G \frac{c}{n} = G v_g = G_N$ où v_g est la vitesse de groupe ($m.s^{-1}$) et G_N le gain différentiel ($m^3.s^{-1}$).

Posons ensuite $\Delta n = \frac{N}{N_{th}} - 1$ et $n_{sp} = \frac{N_{th}}{N_{th} - N_t}$ où :

- Δn est la densité de porteurs normalisée,
- N_{th} est la densité de porteurs au seuil laser,
- n_{sp} est le taux d'émission spontanée.

En remarquant que $N - N_t = N_{th} \left(\Delta n + \frac{1}{n_{sp}} \right)$, l'équation (B-1a) peut donc se réécrire sous la forme :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} \left[\Gamma_C G_N N_{th} \frac{\Delta n + 1/n_{sp}}{1 + \epsilon_c I} - \frac{1}{\tau_p} \right] E + \frac{i\alpha_H}{2} \left[\Gamma_C G_N N_{th} \left(\Delta n + \frac{1}{n_{sp}} \right) - \frac{1}{\tau_p} \right] E + F_E(t) \quad (\text{B-2})$$

Puis, en posant $g_d = \Gamma_C G_N N_{th} \tau_c^{-1}$, on obtient :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2\tau_c} \left[g_d \frac{\Delta n + 1/n_{sp}}{1 + \epsilon_c I} - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] E + \frac{i\alpha_H}{2\tau_c} \left[g_d \left(\Delta n + \frac{1}{n_{sp}} \right) - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] E + F_E(t) \quad (\text{B-3})$$

¹Avec $\tau_c = \frac{2nL}{c} = \frac{1}{ISL}$ le temps d'aller-retour dans la cavité.

Ce qui est l'équation (3-2a).

De la même manière, l'équation (B-1b) se réécrit sous la forme :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{\tau_e} \left[J\tau_e - N - \tau_e G_N N_{th} \frac{\Delta n + 1/n_{sp}}{1 + \varepsilon_c I} I \right] + F_N(t) \quad (\text{B-4})$$

Soit encore :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{\tau_e} \left[N_{th} \frac{J}{N_{th}/\tau_e} - N_{th} (\Delta n + 1) - \tau_e G_N N_{th} \frac{\Delta n + 1/n_{sp}}{1 + \varepsilon_c I} I \right] + F_N(t) \quad (\text{B-5})$$

Finalement, en posant $J_{th} = \frac{N_{th}}{\tau_e}$ et $j_b = \frac{J}{J_{th}} - 1$ pour le taux de pompage normalisé, on obtient :

$$\frac{dN}{dt} = N_{th} \times \frac{1}{\tau_e} \left[j_b - \Delta n - \tau_e G_N \frac{\Delta n + 1/n_{sp}}{1 + \varepsilon_c I} I \right] + F_N(t) \quad (\text{B-6})$$

En remarquant que $\frac{dN}{dt} = N_{th} \times \frac{d\Delta n}{dt}$, on retrouve finalement l'équation (3-2b) :

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{1}{\tau_e} \left[j_b - \Delta n - \tau_e G_N \frac{\Delta n + 1/n_{sp}}{1 + \varepsilon_c I} I \right] + F_N(t) \quad (\text{B-7})$$

Le tableau B.1 regroupe les différentes relations utilisées pour les normalisations :

TAB. B.1 – Relations de normalisation utilisées

G_N	$=$	$Gv_g = G \frac{c}{n}$
Δn	$=$	$\frac{N}{N_{th}} - 1$
n_{sp}	$=$	$\frac{N_{th}}{N_{th} - N_t}$
$N - N_t$	$=$	$N_{th} \left(\Delta n + \frac{1}{n_{sp}} \right)$
g_d	$=$	$\Gamma_C G_N N_{th} \tau_c$
J_{th}	$=$	$\frac{N_{th}}{\tau_e}$
j_b	$=$	$\frac{J}{J_{th}} - 1$

Annexe C

Détermination des valeurs numériques des constantes physiques des lasers

Le but de cette annexe est de présenter la méthode de détermination des valeurs des constantes physiques propres à nos lasers à semi-conducteurs. Rappelons que nous utilisons pour modéliser nos lasers le système d'équations (3-2).

C.1 Dimensions géométriques

La longueur L de la zone active est estimée par une observation directe. Les dimensions transverses sont fixées en accord avec les valeurs usuelles du fabricant. L'étude de la divergence du faisceau Gaussien¹ nous permet de vérifier que les diodes utilisées ne sont

¹Rappelons qu'un faisceau Gaussien est caractérisé par deux paramètres : le rayon de mode $\omega_i(z)_{|i=x,y}$ et le rayon de courbure $R_i(z)_{|i=x,y}$ où x et y représentent les coordonnées transverses et z la direction de propagation du faisceau. Mathématiquement, ces deux rayons évoluent suivant les relations :

$$\omega_i(z)_{|i=x,y} = \omega_{0,i} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{n\pi\omega_{0,i}^2} \right)^2} \quad (\text{C-1a})$$

$$R_i(z)_{|i=x,y} = z \left[1 + \left(\frac{n\pi\omega_{0,i}^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (\text{C-1b})$$

avec $2\omega_{0,i}$ les diamètres des modes du guides. Les mesures de ces diamètres permettent d'avoir une approximation des dimensions de la zone active. On peut pour cela faire les approximations suivantes : $l = 2\omega_{0,y}$ et $e = 2\omega_{0,x} \times \Gamma_C$, où Γ_C est le facteur de confinement du champ optique.

En «champ lointain», soit quand $z \gg \frac{\pi\omega_{0,i}^2}{\lambda}$ (ce qui était le cas lors de nos mesures), on peut effectuer les approximations : $R \approx z$ et $\omega_i(z) \approx \omega_0 \frac{\lambda z}{\pi\omega_0^2}$. L'angle de divergence du faisceau s'écrit alors : $\tan(\theta) = \frac{\omega(z)}{R(z)} \approx \frac{\lambda}{\pi\omega_0}$. Les mesures de θ suivant les directions x et y nous donnent alors directement les valeurs de $\omega_{0,x} \approx \frac{e}{2\Gamma_C}$ et $\omega_{0,y} \approx \frac{l}{2}$. Nous en déduisons les valeurs de l et e , sachant que, dans nos travaux, nous avons arbitrairement fixé une valeur pour le facteur Γ_C .

pas atypiques et correspondent au standard.

Nous en déduisons alors le volume de la zone active : $V = L \times l \times e$.

C.2 Indice optique

Nous caractérisons ensuite le champ émis par le laser grâce à un analyseur de spectre optique. Un tel spectre est présenté figure 2.8 (cf page 28). Nous y observons et mesurons la valeur de l'ISL, ce qui nous permet d'en déduire la valeur de l'indice optique grâce à la formule (2-1) rappelée ci-dessous :

$$n = \frac{\lambda^2}{2L \times ISL_\lambda}$$

Nous pouvons de plus remarquer que nous obtenons ici la valeur du temps d'aller-retour τ_c dans la cavité :

$$\tau_c = \frac{2nL}{c} \quad (C-2a)$$

$$= \frac{1}{ISL_\nu} \quad (C-2b)$$

$$= \frac{\lambda^2}{c \times ISL_\lambda} \quad (C-2c)$$

C.3 Temps de vie des porteurs au seuil et taux d'émission spontanée

Nous disposons, grâce à l'étude du RIN (pour *Relative Intensity Noise*), de la variation du coefficient d'amortissement du laser étudié en fonction du courant de polarisation. Mathématiquement, cet amortissement est linéaire avec le courant.

Nous pouvons donc réaliser l'interpolation de nos points de mesures par l'expression théorique (3-16a) (cf page 35). Nous obtenons ainsi la valeur numérique du temps de vie τ_e des porteurs au seuil ainsi que celle du taux d'émission spontanée n_{sp} .

C.4 Densités de porteurs au seuil et à la transparence

Pour déterminer les valeurs de ces densités de porteurs, nous allons utiliser la caractéristique puissance optique-courant de polarisation du laser étudié. Le tracé de cette caractéristique nous donne en effet la valeur du courant de seuil laser I_{th} . Or, ce courant de

seuil peut s'exprimer, avec q la charge d'un électron et η le rendement quantique², par :

$$I_{th} = \frac{Vq}{\eta} \times J_{th} \quad (\text{C-3a})$$

$$= Vq \times \frac{N_{th}}{N_t} \times \frac{N_{th}}{\tau_e} \quad (\text{C-3b})$$

$$= \frac{Vq}{\tau_e} \left(\frac{N_{th}}{N_t} \right)^2 N_t \quad (\text{C-3c})$$

$$= \frac{Vq}{\tau_e} \left(\frac{n_{sp}}{n_{sp} - 1} \right)^2 N_t \quad (\text{C-3d})$$

D'où les formules permettant de déterminer numériquement la densité N_t de porteurs à la transparence et la densité N_{th} de porteurs au seuil :

$$N_t = \frac{I_{th}\tau_e}{Vq} \left(1 - \frac{1}{n_{sp}} \right)^2 \quad (\text{C-4a})$$

$$N_{th} = \left(\frac{n_{sp}}{n_{sp} - 1} \right) N_t$$

$$= \frac{I_{th}\tau_e}{Vq} \left(1 - \frac{1}{n_{sp}} \right) \quad (\text{C-4b})$$

C.5 Gain et facteur de confinement

L'étude du RIN, en plus de nous renseigner sur l'amortissement du laser, nous permet de connaître l'évolution de la pulsation ω_R de relaxation du laser. En effet, d'après les relations (3-16b) et (3-16c) (cf page 35), on obtient :

$$\omega_R^2 = \frac{g_d j_b}{\tau_e \tau_c} - \Gamma_R^2 \quad (\text{C-5})$$

Dans cette équation, toutes les variables ont des valeurs connues sauf le terme g_d . L'interpolation des points de mesures permet donc de déterminer numériquement la valeur de ce paramètre. De plus, comme $g_d = \Gamma_C G_N N_{th} \tau_c$, la connaissance de g_d implique celle du produit $\Gamma_C \times G_N$ et donc du produit³ $\Gamma_C G$, via la formule :

$$\Gamma_C G = \frac{n\tau_e}{c j_b N_{th}} (\omega_R^2 + \Gamma_R^2) \quad (\text{C-6})$$

Rappelons que, dans nos travaux, nous avons fixé une valeur pour le facteur de confinement Γ_C . Nous en déduisons alors la valeur correspondante du gain G .

C.6 Temps de vie des photons

Comme nous l'avons vu précédemment, $\frac{\tau_c}{\tau_p} = \frac{g_d}{n_{sp}}$, d'où la relation $\tau_p = \tau_c \frac{n_{sp}}{g_d}$ qui permet de déterminer la valeur numérique du temps de vie des photons.

²Le rendement quantique se définit par : $\eta = \frac{N_t}{N_{th}}$

³Car $\Gamma_C \times G_N = \Gamma_C G \times \frac{c}{n}$.

Annexe D

Comparaison des cartographies expérimentales et numériques d'un laser à semi-conducteurs injecté

Cette annexe a pour but de présenter les cartographies obtenues expérimentalement et numériquement pour un laser monomode à semi-conducteurs injecté pour deux taux de pompage différents.

D.1 Taux de pompage faible

Le laser esclave est tout d'abord polarisé avec un taux de $r = 1,3$. La figure D.1 (a) présente la cartographie numérique du laser pendant que la figure D.1 (b) présente celle obtenue expérimentalement.

Nous observons un bon accord entre les résultats expérimentaux et numériques, tant du point de vue de la forme de l'unique zone d'accrochage que du point de vue de la présence de bistabilité. Seules les formes de la frontière pour les désaccords négatifs de la zone d'accrochage différent entre expérience et simulation. Cela peut avoir pour origine une sous-évaluation du taux de pompage expérimental, le seuil laser n'étant pas toujours facile à déterminer.

De plus, comme nous l'avons vu au chapitre 7, nous observons un décalage en puissance d'environ 35 dB entre les cartographies numériques et expérimentales. Ce décalage, lié au fait que les simulations considèrent des ondes planes purement monochromatiques, permet de mettre en évidence une limitation du modèle utilisé.

D.2 Taux de pompage moyen

Le laser esclave est maintenant polarisé à quatre fois son courant de seuil. La première ligne de la figure D.2 présente les cartographies numériques alors que la se-

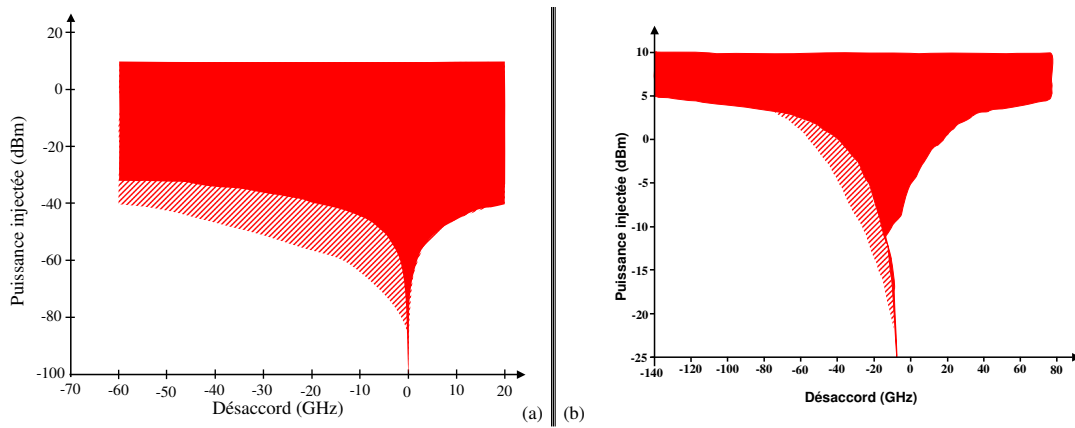


FIG. D.1 – Cartographies expérimentales et numériques d'un laser à semi-conducteurs injecté polarisé à 1,3 fois son seuil.

(a) : Cartographie numérique ; (b) : Cartographie expérimentale.
Taux de pompage normalisé : $j_b = 0,3$

conde ligne présente les cartographies expérimentales.

Nous observons, ici aussi, un bon accord qualitatif entre les cartes numériques et expérimentales : les zones d'accrochage, de relaxation ou encore de mélange d'ondes simple ont en effet des formes similaires.

Les zones de mélange d'ondes double, quant à elles, sont plus nombreuses numériquement qu'expérimentalement, notamment autour de la zone d'accrochage pour des puissances injectées comprises entre -60 et -40 dBm. Ceci peut être une conséquence du modèle purement monochromatique utilisé pour les simulations : le mélange d'onde résulte en effet, comme nous l'avons vu au chapitre 4, d'interaction non-linéaire entre les raies laser maître et esclave. Or, il est connu que l'efficacité de ces phénomènes est plus importante si les composantes mises en jeu sont fines spectralement, ce qui est donc le cas dans nos simulations.

Les zones de chaos sont localisées à des endroits similaires sur les cartes numériques et expérimentales. Les frontières respectives sont cependant légèrement différentes, ce qui peut-être lié à une meilleure précision via la résolution numérique.

Le phénomène de bistabilité présent dans le laser injecté est de nouveau bien reproduit numériquement. Enfin, comme nous l'avons déjà évoqué et expliqué, nous observons maintenant un décalage en puissance d'environ 30 dB entre les cartographies numériques et expérimentales.

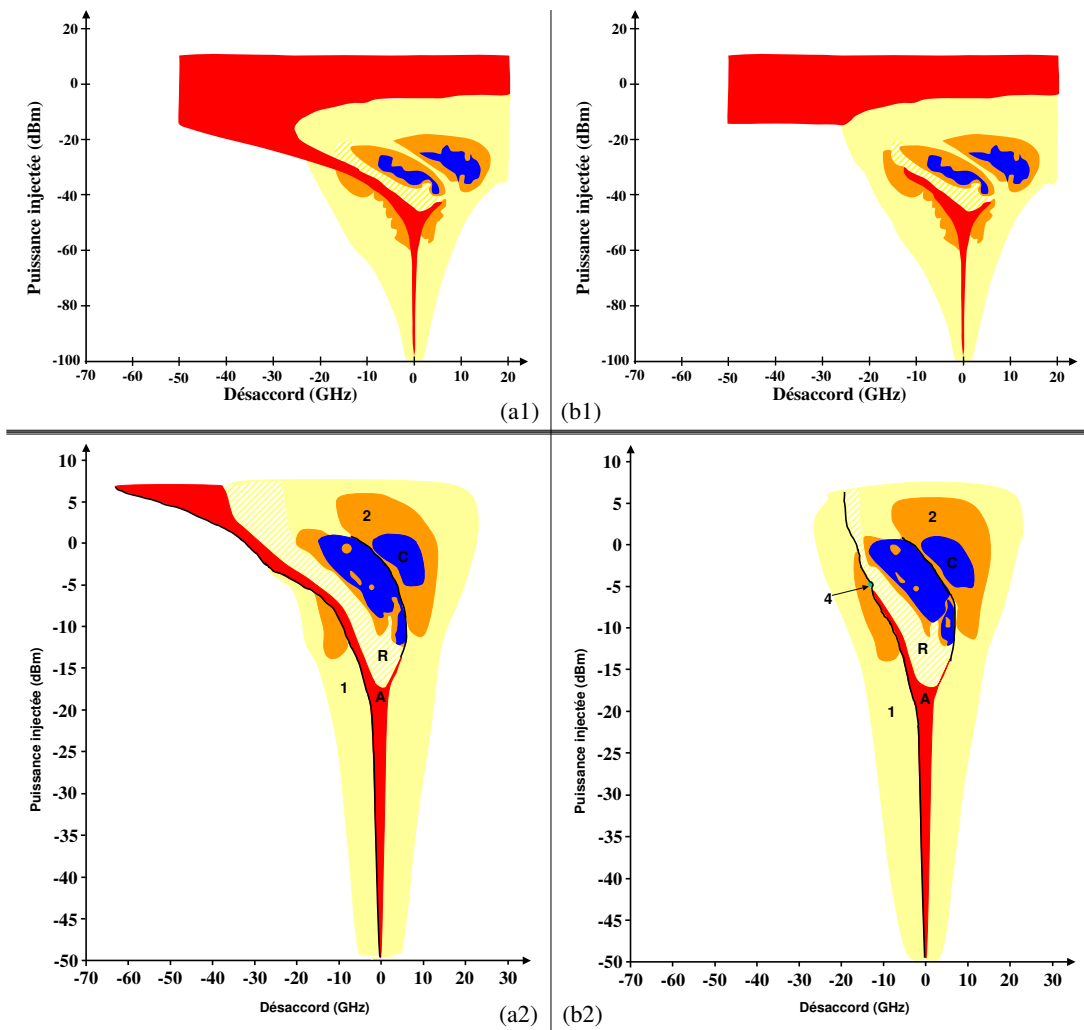


FIG. D.2 – Cartographies expérimentales et numériques d'un laser à semi-conducteurs injecté polarisé à 4 fois son seuil.

(a1) : Cartographie numérique, $\Delta\nu$ décroissant ; (b1) : Cartographie numérique, $\Delta\nu$ croissant.

(a2) : Cartographie expérimentale, $\Delta\nu$ décroissant ; (b2) : Cartographie expérimentale, $\Delta\nu$ croissant.

Taux de pompage normalisé : $j_b = 3$

Annexe E

Comparaison des cartographies numériques d'un laser à semi-conducteurs injecté avec les frontières théoriques de la zone d'accrochage

Nous allons dans cette annexe présenter la superposition des cartographies numériques du laser injecté avec les frontières numériques obtenues grâce aux équations du système (7-3) (*cf* page 94).

E.1 Taux de pompage faible

La figure E.1 présente, dans un premier temps, ce type de superposition pour le laser esclave polarisé à 1,3 fois son courant de seuil.

E.2 Taux de pompage moyen

La figure E.2 présente, quant à elle, la superposition des frontières avec les cartographies numériques pour un taux de polarisation du laser esclave de $r = 4$.

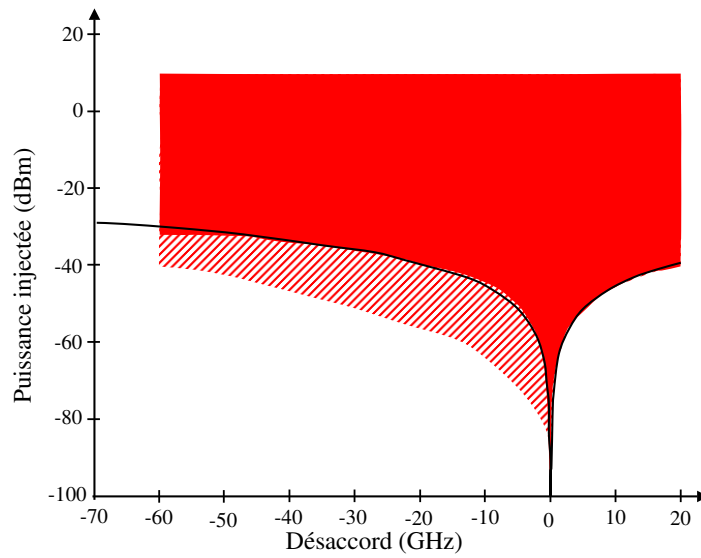


FIG. E.1 – Superposition des frontières de la zone d'accrochage totale avec les cartographies numériques d'un laser à semi-conducteurs injecté et polarisé à 1,3 fois son seuil.

Taux de pompage normalisé : $j_b = 0,3$

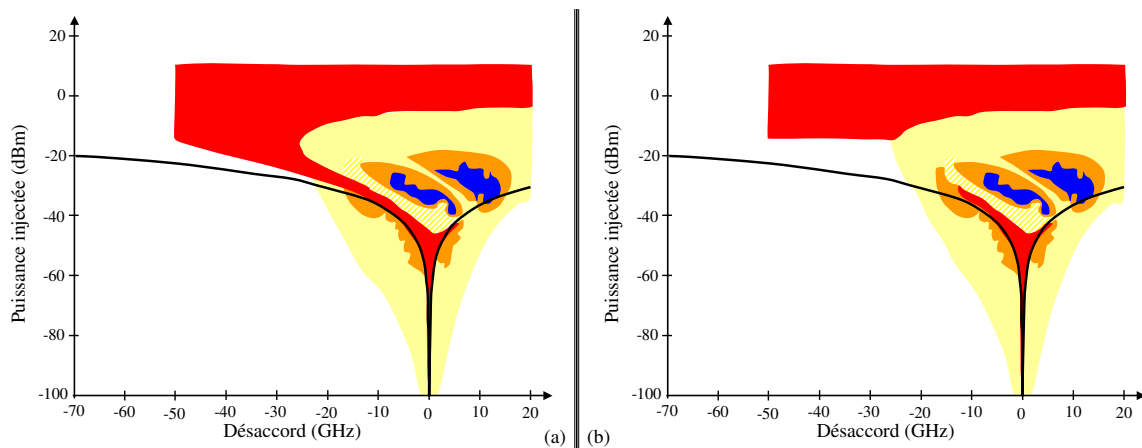


FIG. E.2 – Superposition des frontières de la zone d'accrochage totale avec les cartographies numériques d'un laser à semi-conducteurs injecté et polarisé à 4 fois son seuil.

(a) : Désaccord décroissant ; (b) : Désaccord croissant.

Taux de pompage normalisé : $j_b = 3$

Annexe F

Publications et conférences

Conférences

Conférences orales

- S. Blin, O. Vaudel, G. Stéphan, P. Besnard, T.T. Tam et S. LaRochelle, «Mesure de la largeur spectrale d'un laser cohérent par injection optique», *Journées scientifiques du Comité National Français de Radioélectricité Scientifique (CNFRS) «Métrologie et Capteurs en Electromagnétisme - session Photonique»*, Meudon (France), 29 et 30 Mars 2004.
- S. Blin, O. Vaudel, T.T. Tam, P. Besnard, S. LaRochelle, R. Gabet and G.M. Stéphan, «Spectral and time phenomena in optical injection using distributed feedback semiconductor or fiber lasers», *International Workshop on Photonics and Applications (IWPA)*, plenary session D invited talk, Hanoï (Vietnam), 5-8 Avril 2004.
- P. Besnard, S. Blin, O. Vaudel and S. LaRochelle, «Optical injection in semiconductor or fiber lasers : A comparison, the influence of coherence», *Photonics Europe 2004 «conference 5452 : Semiconductor Lasers and Laser Dynamics - session 15 : Laser Diode Dynamics and Systems Applications II»*, SPIE Europe international symposium , proceedings of SPIE, Vol. 5452, invited paper n° 63, pp. 534-545, Strasbourg (France), 26-30 Avril 2004.
- S. Blin, O. Vaudel, G.M. Stéphan, P. Besnard, T.T. Tam and S. LaRochelle, «Measuring spectral linewidth of highly-coherent laser using optical injection», *Conference on Lasers and Electro Optics - The International Quantum Electronic Conference (CLEO-IQEC)*, «CLEO 14 : Optical Metrology - session CMH : Ultrahigh-Resolution Spectroscopy», paper n° CMH1, San Francisco (USA), 16-20 Mai 2004.
- S. Blin, O. Vaudel, P. Besnard, T.T. Tam et S. LaRochelle, «Mesure de la largeur spectrale d'un laser cohérent par injection optique», *XXIII^e Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, session n° 7 : «Cristaux photoniques en optique planaire I, fonctions spéciales», papier n° 704, Recueil des Communications pp. 121-123, Paris (France), 25-27 Octobre 2004.
- P. Besnard, C. Guignard, J-N. Maran, O. Vaudel, J. Poëtte, M. Thual, J-C. Simon, «La-

- sers impulsionsnelles picosecondes à $1.55 \mu\text{m}$ », *1^{er} séminaire du Groupement d'Intérêt Scientifique Fonctions Optiques pour les Télécommunications (GIS FOTON)*, «Session n° 1 : Matériaux et Composants Photoniques pour les Transmissions Optiques I», article JE1.2, Actes des conférences pp. 5-7, Plestin-les-Grèves (France), 25 et 26 novembre 2004.
- O. Vaudel, C. Guignard et P. Besnard, «Comparaison de la synchronisation d'un laser à semi-conducteurs par l'injection optique d'un signal chaotique ou continu», *8^e Rencontres du Non-Linéaire*, Paris (France), 9-11 Mars 2005.
 - J. Poëtte, O. Vaudel and P. Besnard, «Reduction of relative intensity noise for semiconductor lasers exposed to optical injection», *International Conference on Coherent and Nonlinear Optics / International Conference on Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT)*, session : «Laser Systems for Precision Measurements», papier n° LAT-963, St Petersburg (Russie), 11-15 Mai 2005.
 - O. Vaudel, C. Guignard, P. Besnard, «Robustness of synchronization of two semiconductor lasers : comparison between optical injection by a continuous or a chaotic wave», *Conference on Lasers and Electro Optics - The European Quantum Electronic Conference (CLEO-EQEC)*, session : «Dynamics, Instabilities and Patterns», papier n° EC6-5-THU, Munich (Allemagne), 12-17 Juin 2005.
 - J. Poëtte, O. Vaudel and P. Besnard, «Measurement of laser linewidth with optical injection and laser lineshape», *Optics & Photonics 2005, Symposia : «Optical Engineering and Instrumentation - Advanced characterization techniques for optics, semiconductors, and nanotechnologies II*», session 6 : «Laser metrology», papier n° 5878-26, San Diego (USA), 31 juillet - 4 août 2005.
 - O. Vaudel, C. Guignard and P. Besnard, «Synchronisation map of two uni-directionally coupled chaotic semiconductor lasers», *Fifth EUROMECH Nonlinear Dynamics Conference (ENOC)*, session 18 : «Lasers Dynamics», papier n° 18-427, Proceedings pp.2090-2096, Eindhoven (Pays-Bas), 7-12 Août 2005.
 - C. Guignard, G. Tipaka, O. Vaudel, B. Kelly, J. Patchell, L. Barry, P. Besnard and J. O'Gorman, «Low sensitivity to optical feedback and optical injection of Discret Mode lasers», *Laser and Electro-Optic Society (LEOS)*, Montréal (Canada), 30 Octobre - 3 Novembre 2006.
 - C. Guignard, O. Vaudel, J. Poëtte, B. Kelly, L. Barry, P. Besnard et J. O'Gorman, «Faible largeur de raie et performances de lasers monolithiques monomodes à faibles coûts de revient», *XXV^e Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Metz (France), 7-9 Novembre 2006.
 - O. Vaudel, J.F. Hayau and P. Besnard, «Synchronization between optically injected semiconductor lasers on different dynamics», soumis à *l'International Workshop on PHysics & Applications on SEMiconductor LASERs (PHASE)*, Metz (France), 28-30 Mars 2007.
 - P. Besnard and O. Vaudel, «Synchronization in optically injected semiconductor la-

sers», *International Conference on cOherent and Nonlinear Optics / International Conference on Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT)*, papier invité, Minsk (Biélorussie), 28 Mai-1 Juin 2007.

Posters

- Olivier Vaudel, Stéphane Blin et Pascal Besnard, «Laser soumis à forte injection optique : régime de relaxation et larges zones de bistabilité», *XXII^e Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, session affiche n^o 10 «Lasers et Amplificateurs à Semi-conducteurs», Actes de la Conférence pp. 555-557, 12-14 Novembre 2003.
- O. Vaudel et P. Besnard, «Large bistabilité dans un laser injecté», *XXV^e Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Metz (France), 7-9 Novembre 2006.
- Olivier Vaudel et Pascal Besnard, «Influence de l'injection optique dans les processus de synchronisation entre lasers : similarité et bistabilité», *10^e Rencontres du Non Linéaire*, Paris (France), 14-16 Mars 2007.

Communications soumises

- C. Guignard, A. Clarke, P.M. Anandarajah, O. Vaudel, L.P. Barry and P. Besnard, «Numerical and experimental investigation of the impact of optical injection on the characteristics of a gain-switched pulse source», soumis au *IEEE Journal of Lightwave Technology*.
- Olivier Vaudel, Julien Poëtte, Céline Guignard and Pascal Besnard, «Synchronization between Semiconductor Lasers using restrictively optical injection», soumis au *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*.

LASER SOUMIS A FORTE INJECTION OPTIQUE : REGIME DE RELAXATION ET LARGES ZONES DE BISTABILITE

Olivier VAUDEL, Stéphane BLIN, Pascal BESNARD
 Groupement d'Intérêt Scientifique « FOTON »
 Ecole Nationale Supérieure de Sciences Appliquées et de Technologie
 Laboratoire d'optronique (CNRS UMR 6082)
 6, rue Kerampont, BP 447, 22305 Lannion Cedex, France
 pascal.besnard@enssat.fr

RESUME

Cette communication décrit les comportements d'un laser soumis à une injection optique et en particulier le régime de forte injection (puissance injectée de l'ordre de la puissance du laser esclave). Outre la mise en évidence de zones bistables très importantes (sur une gamme de 10 dB pour la puissance injectée ou de quelques dizaines de GHz pour le désaccord), de zones chaotiques pour des désaccords positifs comme négatifs, nous précisons pour la première fois, dans une cartographie détaillée, l'importance de la zone de relaxation (ou régime non amorti) et la zone de bistabilité associée.

MOTS CLES

Injection optique, semi-conducteurs, relaxation, cartographie, bistabilité.

INTRODUCTION

Une injection optique consiste en l'injection d'une intensité provenant d'un laser dans la cavité d'un second. Les premières expériences d'injection de lasers à semi-conducteurs furent réalisées à partir des années 1980 [1]. Les zones d'accrochage furent ensuite caractérisées en fonction du désaccord $\Delta\nu$ (différence de fréquence optique entre les deux lasers isolés) et de la puissance injectée P_i pour laisser place à une cartographie plus complète décrivant le comportement dynamique du laser injecté [2] [3]. Depuis, l'étude des lasers injectés a permis de mettre en évidence des comportements non observés auparavant [4] telle la possibilité de détecter de faibles signaux (femtowatt) continus à température ambiante ou de synchroniser des chaos suivant une nouvelle architecture [4].

Ici, nous présentons des cartographies complètes pour des lasers à semi-conducteurs injectés, polarisés loin de leurs seuils (dans notre cas, le laser est polarisé à quatre fois son courant de seuil). Nous démontrons qu'elles possèdent de larges zones de relaxation et de bistabilité ainsi que des zones de chaos pour des désaccords positifs.

1. CARTOGRAPHIE D'UN LASER A SEMI-CONDUCTEURS INJECTE

Dans notre expérience, le couplage unidirectionnel de deux lasers est assuré par des fibres et composants à maintien de polarisation. Ces précautions associées à une bonne isolation acoustique, thermique et mécanique assurent une très grande stabilité ainsi qu'une grande reproductibilité.

Une source accordable utilisée comme laser maître et un amplificateur à maintien de polarisation associé à un atténuateur programmable permettent alors de décrire les différentes zones de fonctionnement du laser injecté en fonction de P_i et de $\Delta\nu$ (différence entre la fréquence du laser maître (ν_M) et la fréquence du laser esclave libre (ν_{sl})).

La figure 1 présente la cartographie de l'injection d'un laser semi-conducteurs DFB (Distributed FeedBack, laser à contre-réaction répartie) par notre laser maître pour des désaccords croissants et décroissants. Chaque carte est réalisée en faisant varier le désaccord, à puissance injectée constante, de manière croissante puis décroissante. On observe sur ces cartes les différents régimes de fonctionnement d'un laser à semi-conducteurs injecté : accrochage (A), chaos (C), mélange multi-ondes simple (M1), double (M2), quadruple (M4) et relaxation (R). On remarque également que la relaxation n'est pas seulement limitée au seul creux situé entre les deux branches de l'accrochage total (*creux de relaxation*) mais s'étend sur une large zone. Enfin, on peut noter aux fortes puissances injectées (supérieure à -5 dBm), que la zone de relaxation présente de la bistabilité, dont les frontières sont représentées en traits gras sur la figure 1. Leur traversée s'accompagne d'un changement brusque de l'évolution spectrale du laser injecté alors que nous nous déplaçons dans la carte. Il faut noter sur cette figure les valeurs très élevées de la puissance injectée (7 dBm au maximum soit au moins 3 dBm de plus que la puissance du laser esclave).

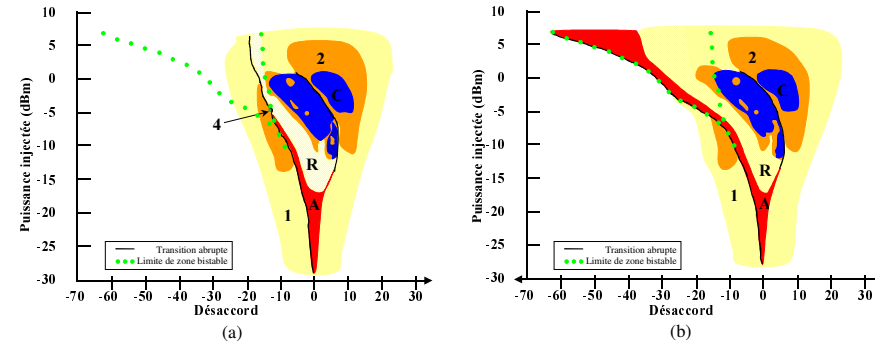


Figure 1 : cartographie du laser injecté.
 (a) : désaccord croissant ; (b) : désaccord décroissant.
 Les parties hachurées correspondent aux zones de relaxation.

Les différents régimes se distinguent par leurs propriétés spectrales caractéristiques. Le mélange multi-ondes simple est caractérisé par un spectre optique composé d'au moins trois pics : le principal est à la fréquence du laser esclave libre, les deux autres sont symétriques autour de celui-ci et l'un des deux se situe à la fréquence du laser maître. Ces différentes composantes spectrales génèrent alors un battement à une fréquence égale au désaccord, battement détectable avec une photodiode rapide associée à un analyseur de spectre électrique (ASE). Le mélange multi-ondes double quant à lui est similaire au mélange simple mais on observe un doublement de période. Dans la zone de chaos, le spectre optique peut prendre des formes très variées et les fréquences de battement ne sont plus discrètes mais s'étendent sur de larges plages. L'accrochage quant à lui est un régime où le laser esclave adopte les caractéristiques spectrales du laser maître tant en fréquence qu'en largeur de raie. Enfin, la relaxation ressemble au mélange multi-ondes mais ici les fréquences de battement visibles à l'ASE sont toujours séparées de la fréquence de relaxation.

2. DIFFERENCE RELEVÉE ENTRE LA RELAXATION ET LE MELANGE MULTI-ONDES SIMPLE

Dans ce travail, nous pensons cartographier expérimentalement le régime de relaxation pour la première fois. Nous allons en préciser la distinction avec le régime de mélange multi-ondes. Pour cela, nous mesurons l'écart entre les composantes spectrales du laser injecté et le comparons au désaccord comme l'illustre la figure 2.

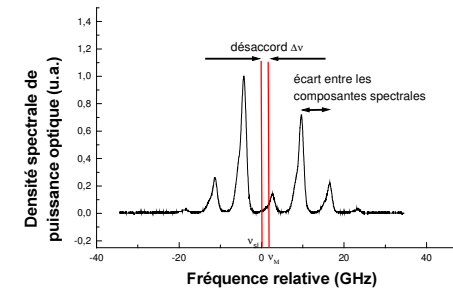


Figure 2 : spectre optique typique du régime de relaxation.

Nous présentons figure 3 l'évolution de cet écart en fonction du désaccord pour une puissance injectée donnée. Nous remarquons alors deux zones distinctes. Pour des désaccords négatifs (inférieurs à -13 GHz) et des désaccords

positifs (supérieurs à +7 GHz), l'écart entre les composantes spectrales suit le désaccord avec une différence constante : nous sommes en mélange multi-ondes simple. Pour de faibles désaccords, ce qui correspond à un point de fonctionnement situé dans le creux de relaxation, l'écart, et donc la fréquence de battement, ne suit plus le désaccord et reste relativement constant et de l'ordre des fréquences de relaxation du laser : nous sommes en régime de relaxation. Il précède l'accrochage total lorsque le désaccord est diminué. Il apparaît pour l'instant comme un facteur plutôt limitatif en terme d'applications en particuliers dans l'exploitation de l'énorme zone de bistabilité accrochage total-absence d'accrochage [5].

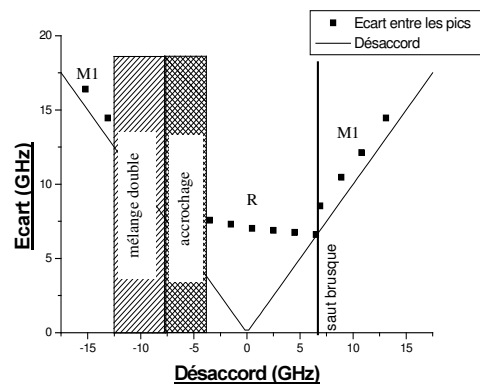


Figure 3 : écart entre les composantes spectrales en fonction du désaccord.
Puissance injectée constante = -12,95 dBm.

Alors que les spectres optiques du mélange simple et de la relaxation sont de formes similaires, nous pouvons par cette méthode différencier ces deux régimes de natures différentes, et ainsi les cartographier tel que nous l'avons présenté sur la figure 1.

CONCLUSION

Nous avons présenté des cartographies qui incluent pour la première fois une description précise des zones de relaxation. Nous avons précisé les zones de bistabilité et montré l'obtention de bistabilités énormes à forte injection optique ainsi que l'existence de zones de chaos pour des désaccords positifs, ce qui fut déjà prédit mais non observé. Il a également été mis en évidence le fait que la relaxation du laser injecté n'est pas limitée à un creux de faible taille sur les cartes, mais est au contraire un régime de fonctionnement important du laser injecté, ce qui pour l'instant apparaît plutôt comme un handicap dans l'exploitation de ces bistabilités géantes.

REFERENCES

- [1] S. Kobayashi et T. Kimura, « Coherence of injection phase-locked AlGaAs semiconductor laser », Electronics Letters, vol 16, n°17, pp. 668-670, août 1980.
- [2] T.B. Simpson, J.M. Liu, K.F. Huang et K. Tai, « Nonlinear dynamics induced by external optical injection in semiconductor lasers », Quantum Semiclassical Optics, vol 9, n°5, pp. 765-784, octobre 1997.
- [3] M. Bondiou, « Etude des propriétés spectrales d'un laser soumis à injection optique », Thèse de l'université de Rennes I, janvier 1999.
- [4] S. Blin, C. Guignard, P. Besnard, R. Gabet, G.M. Stéphan et M. Bondiou, « Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers », Comptes Rendus de l'Académie des Sciences (CRAS), à paraître.
- [5] S. Blin, P. Besnard, R. Gabet, et G. Stéphan, « Huge bistabilities at high optical injection level », Oral communication Postdeadline, EP1-2-THU, CLEO-EQEC I, Munich, June 2003.

Mesure de la largeur spectrale d'un laser cohérent par injection optique

S. BLIN*, O. VAUDEL*, G. STÉPHAN*, P. BESNARD*, T.T. TAM** et S. LA ROCHELLE***.

* Laboratoire d'optique de l'ENSSAT, GIS FOTON, CNRS UMR 6082, 6, rue Kerampont, BP 447, 22305 Lannion Cedex, FRANCE. pascal.besnard@enssat.fr

** Faculty of Technology, Vietnam National University of Hanoi, Cau Giay, Hanoi, VIETNAM.

*** COPL, Université Laval, Sainte-Foy, G1K 7P4, Québec, CANADA.

Commissions des auteurs : A, D.

Résumé

Nous proposons une nouvelle méthode pour la mesure de faibles largeurs spectrales pour des lasers métrologiques. La mesure est comparative et repose sur l'injection optique d'un laser à semi-conducteurs. Nous présentons la mesure expérimentale en bande C d'un laser de pleine largeur spectrale à mi-hauteur 50 kHz en comparaison à une référence de largeur 125 kHz. Un modèle théorique reposant sur la fonction d'Airy généralisée est aussi présenté. Ce modèle tient compte des outils d'analyse expérimentaux utilisés.

Mots clés : injection optique, cohérence, lasers, métrologie.

Introduction

Des domaines tels la métrologie ou la spectroscopie utilisent des sources lasers très cohérentes dont les pleines largeurs spectrales à mi-hauteur (FWHM pour full width half maximum) peuvent être inférieures au kHz. Deux méthodes existent pour mesurer de telles largeurs spectrales, à savoir une mesure auto-hétérodyne [1] et une mesure déduite de la densité spectrale de bruit de phase du laser. Puisque ces mesures ne sont pas toujours très précises, nous proposons une méthode alternative qui repose sur une expérience d'injection optique.

1. Résultats expérimentaux

L'injection optique consiste en l'injection de la puissance d'un premier laser dit *maître*, dans un second dénommé *esclave*. Le laser esclave est un laser à semi-conducteurs (InGaAsP) massif à double hétérojonction et ruban enterré, et à contre-réaction répartie, qui est polarisé au dessus du seuil. Nous avons pu montrer [2] [3] que le laser esclave faiblement injecté (puissance injectée inférieure au μW) agit comme un amplificateur pour le signal injecté, ce qui reste la seule démonstration expérimentale de l'utilisation d'un laser polarisé au dessus du seuil comme amplificateur (les études similaires effectuées utilisent un laser polarisé sous le seuil, ou encore un MOPA polarisé au-dessus du seuil). La figure 1-a présente un spectre optique du laser esclave injecté : le piédestal correspond au spectre de l'esclave libre, le pic étroit qui le surmonte est le maître amplifié. Nous avons pu montrer [2] que le laser esclave faiblement injecté acquiert progressivement les caractéristiques spectrales du laser maître (fréquence et largeur spectrale) lorsque nous augmentons la puissance injectée : la puissance esclave (constante puisque la puissance injectée est environ 1000 fois moindre) se répartit progressivement dans la bande spectrale maître, impliquant l'augmentation du maximum du spectre esclave injecté jusqu'à ce que toute la puissance esclave soit concentrée dans la bande spectrale maître comme le montre la figure 1-b. Nous y observons un régime d'amplification linéaire, puis un régime de saturation (accrochage total). Nous remarquons aussi que l'injection est plus efficace pour un laser maître plus cohérent : les deux courbes sont décalées, en terme de puissance injectée, de 3,4 dB (2,2 en linéaire), ce qui est en accord avec le rapport de cohérence (2,5) entre les sources maîtres essayées. Nous pouvons donc déterminer la largeur spectrale d'un laser en comparaison à une source maître de largeur connue.

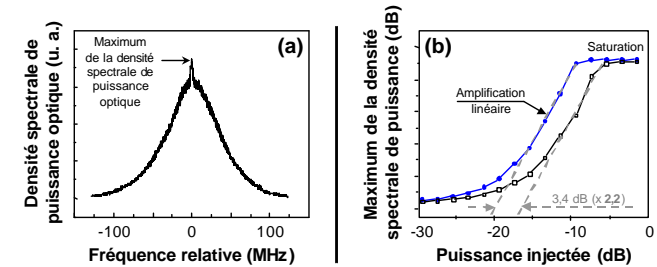


Fig. 1. Faible injection cohérente. (a) Spectre optique du laser esclave injecté. (b) Influence de la cohérence maître sur le maximum de la composante maître du spectre esclave injecté. Les points correspondent à un laser maître de largeur spectrale (FWHM) 50 kHz, les carrés à un laser de largeur spectrale (FWHM) 125 kHz. Le rapport des cohérences est donc de 2,5.

2. Modèle théorique

Nous utilisons un modèle théorique précédemment développé [4] pour l'étude de l'injection optique d'un laser Fabry-Perot à semi-conducteurs. La figure 2-a montre l'évolution des maxima du spectre optique du laser esclave injecté avec la puissance injectée, pour différentes cohérences du laser maître. L'allure de ces courbes diffère de la courbe expérimentale présentées sur la figure 1-b par des niveaux de saturation différents. Cette différence provient de l'analyseur Fabry-Perot utilisé expérimentalement, ce que nous pouvons vérifier théoriquement en incluant son effet de filtrage tel que présenté sur la figure 2b. Nous vérifions sur cette figure que le décalage entre les différentes courbes (3,9 et 15,7) est en bon accord avec les rapports des cohérences des différents lasers maîtres utilisés (4 et 14).

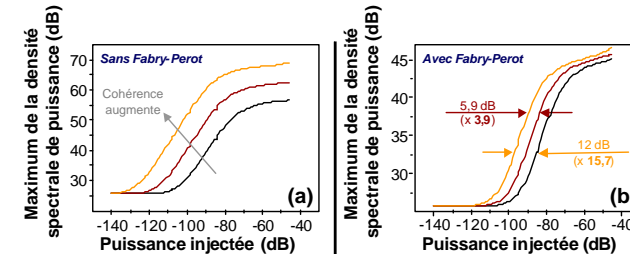


Fig. 2. Influence théorique de la cohérence maître sur le maximum du spectre esclave injecté, sans (a) ou avec (b) l'effet de filtrage de l'analyseur Fabry-Perot. La courbe de gauche correspond à une largeur spectrale (FWHM) normalisée de 1, celle du milieu à 4, celle de droite à 14.

Conclusion

Nous avons présenté une méthode originale pour la mesure de largeurs spectrales, dont la faisabilité a été démontrée expérimentalement et théoriquement. Les performances de détection de très faibles puissances optiques par injection optique [5] devrait nous permettre de mesurer des largeurs spectrales aussi fines que le Hz avec une référence de 100 kHz.

Références bibliographiques

- [1] T. Okoshi, K. Kikuchi and A. Nakayama, "Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum," Electron. Lett. **16**, 630-631 (1980).
- [2] S. Blin, G. M. Stéphan, R. Gabet and P. Besnard, "Amplification process in a laser injected by a narrow-band weak signal," Europhys. Lett. **52**, 60-65 (2000).
- [3] S. Blin, C. Guignard, P. Besnard, R. Gabet, G. M. Stéphan and M. Bondiou, "Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers", C. R. Physique **4**, 687-699 (2003).
- [4] G. M. Stéphan, "Spectral properties of an injected laser," Phys. Rev. A **58**, 2467-2471 (1998).
- [5] R. Gabet, G. M. Stéphan, M. Bondiou, P. Besnard and D. Kilper, "Ultra-high sensitivity detector for coherent light: the laser," Opt. Comm. **185**, 109-114 (2000).

Spectral and time phenomena in optical injection using distributed feedback semiconductor or fibre lasers

S. Blin¹, O. Vaudel¹, T.T. Tam², P. Besnard¹, S. LaRochelle³, R. Gabet⁴, and G.M. Stéphan¹

¹ Laboratoire d'Optronique CNRS UMR 6082, GIS FOTON, ENSSAT, 6 rue Kerampont, BP 447, 22305 LANNION CEDEX, FRANCE

² Faculty of Technology, Vietnam National University of Hanoi, Cau Giay, HANOI, VIETNAM

³ COPL, Département de génie électrique et de génie informatique, Université Laval, SAINTE-FOY, QUÉBEC G1K 7P4, CANADA

⁴ ENST, Département COMELEC, CNRS UMR 5141, 46 rue Barrault, 75634 PARIS CEDEX 13, FRANCE

Avril 2004

Abstract. Optical injection is compared for distributed feedback semiconductor and fibre lasers whose wavelength is around 1550 nm. A spectral description of an injected semiconductor laser is presented for usual injected power (> -30 dBm), by mapping out several phenomena, such as bistable areas, undamped relaxation and chaos synchronization. For weak injection levels (< -30 dBm), the slave acts as a high-quality amplifier of spectrally narrow signals. In this case, the slave frequency is pulled by the master one. Theory of weak injection is demonstrated using a generalized Airy's function method. We also present the temporal response of a fibre laser output power for static injection, and observe original dynamics linked to relaxation processes. A new method using optical injection is proposed to measure narrow linewidth or spontaneous emission rate.

PACS. 42.25.Kb Coherence – 42.55.Px Semiconductor lasers – 42.55.Wd fibre lasers – 42.65.Pc Optical bistability – 42.65.Sf Dynamics of nonlinear optical systems

1 Introduction

A few years after the first experimental demonstration of a laser by Maiman, Stover [1] presents an optical injection experiment using gas lasers. The signal of a *master* laser is seeded into a second laser called the *slave*, using an optical isolator to assure a unidirectional coupling between the lasers. The first optical injection experiment using semiconductor lasers was presented by Kobayashi [2] in 1980, using 840 nm AlGaAs semiconductor Fabry-Perot lasers.

The main properties of optical injection occur when the frequencies of both lasers are close together and the injected power is high enough: The slave gets the spectral properties of the master one in terms of frequency and linewidth [3] - [5]. Afterwards, optical injection has been widely used by scientists to obtain tunable, powerful and narrow linewidth lasers for various applications in domains such as telecommunication, spectroscopy or metrology. For example, optical injection is a way to measure α factor [6] [7], to reduce laser noises (frequency [8] - [10], partition [11] or intensity [12] noises), to generate microwave signals [13] - [18], to obtain an all-optical clock recovery [19] - [21], to generate or synchronize chaos [22] - [26], etc.

If optical injection has been widely studied and applied for gas or semiconductor lasers, that of a fibre laser is not yet well characterized. Until now, fibre lasers are in-

jected to generate chaos [25] [26], or to control their multimodal spectral distribution. In the 90's, improvements of photosensitive and rare-earth-doped optical fibres [27] lead to the manufacture of single-mode Distributed Feedback (DFB) fibre lasers [28]. Nowadays, powerful single-mode and single-polarization fibre lasers [29] are available, that permits fundamental studies of optical injection.

In this letter, we present the static or quasi-static optical injection of a single-mode DFB fibre laser. The comparison of optical injection experiments using semiconductor or fibre lasers emphasizes multiple differences between those sources, such as linewidth, α factor¹, or relaxation oscillation frequencies. The influence of those differences in optical injection experiments will be presented. Usual optical injection will be first described in the spectral domain using semiconductor lasers, and compared for different natures of the slave: Influence of α factor and relaxation oscillation frequencies will be highlighted. The case of weak injection will demonstrate the influence of the master coherence by both experimental and theoretical ways. Finally, original time dynamics of an optically injected fibre laser will be presented.

¹ The α factor was introduced by Henry [30]. It traduces the spectral dissymmetry of gain in semiconductor lasers.

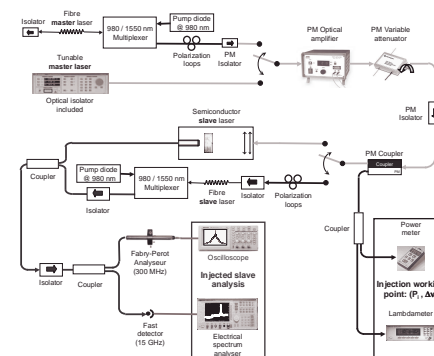


Fig. 1. Experimental setup of optical injection.

2 Usual injection and its spectral properties

2.1 Experimental setup

Figure 1 displays the main sketch of our experiments. All components are pigtailed or fibred components.

The master laser is a single mode semiconductor laser, or an erbium:ytterbium codoped Distributed Feedback (DFB) fibre laser [29]. Fibre lasers are manufactured at the COPL using a technique similar to that used by Loh [31]. The fibre laser is pumped using a 980 nm semiconductor laser diode, and optically isolated to avoid unstable behaviour due to optical feedback. The Bragg grating that constitutes the fibre laser cavity is an excellent sensor for external perturbations (temperature, pressure, etc.), so that a careful packaging of the laser is necessary to ensure a stable behaviour: The fibre laser is placed in the groove of a copper piece filled with silicon heat sink paste. Master power can be increased up to 18 dBm thanks to an erbium-doped fiber optical amplifier, but injected power is tuned using a variable optical attenuator in order to maintain a constant signal to noise ratio of the injected signal. In this letter, the property of interest of those master lasers is their coherence: The Full spectral Width at Half Maximum (FWHM) of the semiconductor laser is 125 kHz, that of the fibre laser is 50 kHz. The slave laser is a 1.55 μm massive InP/InGaAsP buried double heterostructure DFB chip, whose linewidth (FWHM) varies between 150 MHz and 8 MHz (depending on the pumping rate); or a fibre laser as presented before.

Semiconductor lasers are linearly polarized, so that a scalar optical injection is obtained thanks to Polarization Maintaining (PM) components: That allows a perfect reproducibility of the experiments. If fibre lasers are single-polarization ones, their polarization is unknown. As shown on figure 1, the fibre master laser is linearly polarized using a PM isolator, polarization loops are used to maximize the power at the output of the polarizer. Polarization loops are also used before the fibre slave laser to

inject the master signal with the same polarization than that of the free slave.

Two different setups are used to inject the master signal into the semiconductor laser. One (not presented) is only used for the mapping and provides a 70 dB optical isolation. The other is presented on the figure, and used for weak injections: The master signal is injected using a lens placed at 30 cm far from the slave laser, whose signal is focused into an optical fibre using an optical isolated focuser, so that the isolation of the slave is better than 70 dB.

The control parameters of interest in an injected lasers experiment are the injected power P_{inj} and the detuning $\Delta\nu = \nu_m - \nu_s$ which is the difference between the master frequency (ν_m) and the slave one (ν_s). The pumping rate (r) of the slave is fixed during experiments: It is expressed by the ratio $r = I/I_{th}$ where I is the pumping current, I_{th} the threshold current. The control parameters are monitored using the powermeter and the lambdiameter of the master line presented in figure 1. The optical and electrical spectra of the injected slave are observed respectively using a Fabry-Perot (FP) analyzer and a fast detector coupled to an Electrical Spectrum Analyzer (ESA). The FPs are pigtailed but free-space interferometers with a 135 GHz or 300 MHz free spectral range (finesse is around 100 for both). The bandwidth of the fast detector allows us to observe microwave spectra of the injected laser from 0 to 15 GHz.

2.2 Mapping of optical injection for an injected semiconductor laser

This paragraph introduces the main properties of optical injection that are observed using semiconductor lasers at moderate and high injected powers (> -20 dBm). Multiple injection regimes have been described in literature, so that it was essential to dress a map of the injected slave behaviour in a plan defined by the injected power and the detuning. The mapping of the locking area was presented by Mogensen [32] in 1985, then multiple regimes are mapped out, such as relaxation regime [33], chaos [34] and wave-mixing [34]. More recently [35] [36], very complete injection maps were obtained, including bistable behaviour [37] [38].

Far from threshold

Figure 2 presents an experimental map of the different injection regimes which are observed for a slave pumped far from threshold, at $r = 4$. Detuning varies from -60 GHz to +20 GHz, injected power varies from -30 dBm to +8 dBm. The locking area (L) consists into a complete transfer of the spectral properties of the master to the slave (coherence and frequency). The optical spectrum of the nonlinear regime that is wave mixing (1) presents three peaks: The main peak is at the free slave frequency ν_s (without

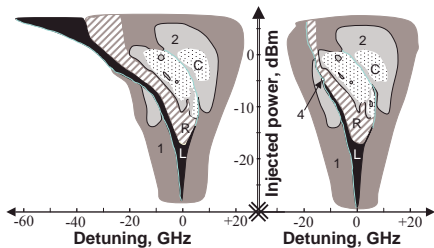


Fig. 2. Experimental map of an injected semiconductor laser far from threshold ($r = 4$) and its bistable behaviour. The following injection regimes are mapped out: Locking (L), chaos (C), wave mixing (1: single, 2: double, 4: quadruple), and relaxation (R). Left and right maps are obtained respectively for a decreasing and an increasing detuning, both for increasing injected powers.

pushing effect²), one of the two satellites is at the master frequency ν_m and the second satellite is the symmetric of ν_m with respect to ν_s , usually less powerful. We observe a beating peak at the effective detuning (including pushing effect) with the ESA. The region (2) consists into a doubling phenomenon: Peaks appear on the optical spectrum between the peaks of the single wave mixing (1), a second beating peak appears at the ESA. It is similar for region (4) that arises from region (2): This regime is only observed in a very small part of the map. The relaxation regime (R) looks like wave mixing, but satellite frequencies differ of the slave relaxation oscillation frequency, so that the beating peak do not correspond to the detuning. Note that pushing effect often comes with relaxation. Finally, chaos consists in non-consistent optical and electrical spectra. Such a generated chaos is well controlled by the injection parameters, offering thus a new scheme for chaos synchronization [40].

Irregularity and lack of symmetry of figure 2 are striking features for moderate and high injected powers (> -20 dBm). The dissymmetry of the map is due to that of the spectral gain, which corresponds to the α factor. Quantification of this dissymmetry is a way to measure this parameter as said in introduction. Another striking point is the bistable behaviour, that was previously observed [41] - [43] and mapped out [38]. One can observe the wide bistable area (> 40 GHz at $P_i = 8$ dBm) of the locking area, which is more extended for a decreasing detuning than an increasing one.

Finally, we studied the influence of the polarization of the master laser on the map. We have shown that for an injected master signal whose polarization is perpendicular to that of the free slave, maps are only shifted up of 9 dB: Injected is less effective if polarization of master and slave lasers are different. However, polarization of the locked injected slave remains the same than that of the

² Pushing effect [39] pushes the slave peak from the free slave frequency far from the master frequency.

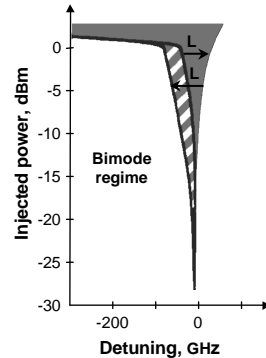


Fig. 3. Experimental map of an injected semiconductor laser close to threshold ($r = 1.2$) and its bistable behaviour. The striped area corresponds to a locking regime for decreasing detuning only. The map is obtained for increasing injected powers.

free slave, that differs polarization locking phenomenon of frequency locking ones.

Close to threshold

Influence of the pumping rate of the slave laser clearly appears in figure 3, which maps out optical injection for the semiconductor laser that is pumped near threshold, at $r = 1.2$.

One can observe that non-linear regimes do not appear at this pumping rate. The slave laser acts as an amplifier as presented by the bimodal regime: Spectral power density of the slave shares in two parts, one at the master frequency, the other at the free slave frequency. A bistable behaviour can also be observe, with a more extended locking area for a decreasing detuning.

In order to compare optical injection using semiconductor or fibre lasers, we mapped out figures 2 & 3 using a master fibre laser instead of the semiconductor one. We did not observed any difference, probably due to the fact that coherences of those master lasers are to similar. We persist in thinking that a high coherent master laser should emphasizes non-linear regimes.

2.3 Mapping of optical injection for an injected fibre laser

In order to compare the behaviour of an injected fibre or semiconductor laser, we study the case of a fibre laser that is injected by the tunable semiconductor laser we used in the last paragraph.

Figure 4 presents the map of the injected fibre laser pumped near threshold at $r = 1.7$. As previously observed for the semiconductor laser, the map is dissymmetric and provides a bistable behaviour of the locking

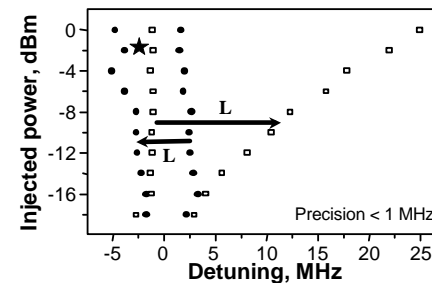


Fig. 4. Mapping of an injected fibre laser at $r = 1.7$ for an increasing (square) or a decreasing (circles) detuning, both for increasing injected powers.

area. However, the locking area appears here more extended for an increasing detuning, contrary to that of the injected semiconductor laser. Considering that bistable behaviour depends on the α factor, one can ask about amplitude and sign of the α factor of fibre lasers. Note that we also observe bimodal regime as presented for a injected semiconductor laser close to threshold.

Another striking point in this figure is the narrow spectral extent of the map in comparison to that of the semiconductor laser: The injected fibre laser locking area is around 2000 times less extended than that of a semiconductor laser. Such a difference could be explained by the grating strength of the fibre laser that decreases the effective injected power, or the Fabry-Perot cavity of the DFB semiconductor laser that allows more resonant frequencies for the injected field than permitted by the grating. Considering the spectral resolution of our FP analyzer around 3 MHz, the frequency jitter of fibre lasers that can reach a few MHz, and the spectral extent of the injection map of 20 MHz, a fine spectral study of the injected fibre lasers is strongly limited.

Finally, note that we tried to observe non-linear phenomenon by pumping the fibre laser far from threshold and injecting a powerful master signal. We unfortunately did not succeed, probably due to an insufficient injected power.

3 Spectral behaviour of a weak injected laser

This part focuses on spectral characteristics of optical injection, especially coherence phenomena. The main and well known effect is the transfer of master spectral purity (or impurity) to the slave, but such a transfer appears in different manners, depending on the control parameters.

3.1 Weak injection

Weak injection is a linear domain, in comparison to usual injection which exhibits non-linear regimes such as wave

mixing or chaos. Thus a linear domain reveals the phenomenological behaviour of the injected slave laser [44]: A competition occurs between the injected master signal, and the slave spontaneous emission which determines its laser line.

Figure 5 presents the optical injection of a spectrally narrow master signal, at the same frequency than that of the free slave laser. The master is the 125 kHz FWHM semiconductor laser, the slave is a semiconductor laser whose FWHM is 84 MHz. Optical spectra of the injected slave present a pedestal due to the free slave laser, and a spectrally narrow line which corresponds to the amplified master signal as shown on the figure 5 (b). The spectrum observed at a -80 dBm injected power is the free slave spectrum. For higher injection levels, the amplified master component appears and progressively gets all the power of the slave: The transfer of coherence is progressive and leads to a complete locking regime. The amplified master component grows up at the expense of the slave component: That is a competition between the external and the free slave signals. Considering the output power of the injected slave as a constant (injected power is minimum 30 dB less than that of the free slave), the concentration of the power of the slave inside a spectral band which is much more narrow leads to a higher maximum of the spectral density as shown on the figure 5 (a). Moreover, note that the spectral resolution of the FP analyzer is 24 times more than the master linewidth: FWHM and signal (master) to noise (slave) ratio of the locking regime spectra are actually limited by the FP resolution.

The behaviour observed in figure 5 (b) leads us to consider the slave as an optical amplifier, whose gain is studied in figure 6. The dependence of the gain vs. the injected power is classic: We observe a small signal gain plateau for injected powers weaker than -45 dBm, then the gain decreases with increasing injected powers due to the saturation of the medium. However, the correlation of figures 6 and 5 permits us to define what is the locking regime: The locking regime is the state of an injected slave whose gain is saturated by the external injected signal. Such a saturation comes with a complete transfer of coherence: All the power of the slave concentrates into the master spectral band. The small signal gain, around 40 dB, is one decade higher than that of usual semiconductor optical amplifiers. This difference is due to the resonance of the injected field inside the slave, in comparison to a single pass through an optical amplifier. Consequently, if the absolute detuning differs from zero, the injected field keeps away from resonance, so that the gain decreases dramatically. Another point is the influence of the slave pumping ratio: The higher is the pumping rate of the slave, the higher is the gain, but the lower is the signal (master component) to noise (slave component) ratio.

Finally, note that this high gain permits us [45] to detect continuous injected powers as weak as -117 dBm. Others used a similar approach to detect weak powers, but using either non-laser structures [46] - [48] or below-threshold lasers [49] [50]. Moreover, signal to noise ratio is higher for an upper-threshold laser than an amplifier

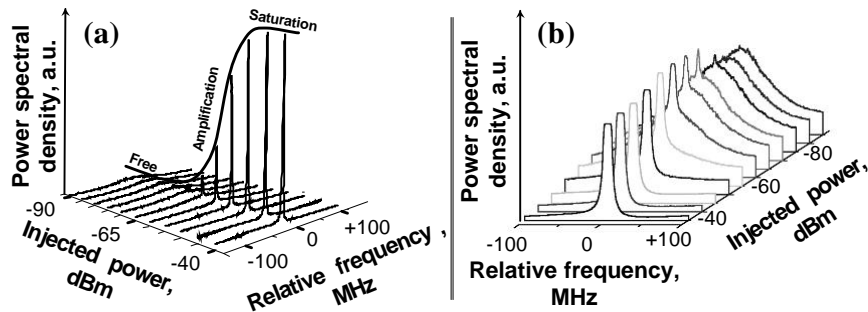


Fig. 5. Amplification of a weak injected signal by the slave laser. (a): Spectra of the injected slave vs. the injected power, at $r = 1.4$. (b): Truncated spectra of the injected slave in order to focus on the pedestal.

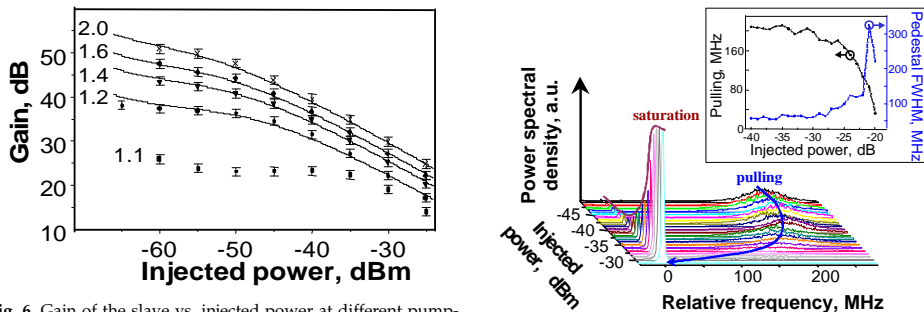


Fig. 6. Gain of the slave vs. injected power at different pumping rates (1.1 to 2.0); points are experimental results, lines come from a generalized Airy's transfer function model.

or a below-threshold laser, due to the saturation of the main noise that is spontaneous emission (on behalf of the free slave laser line).

3.2 Pulling

The case of a detuned injection clearly presents both the spectral and coherence transfer from the master to the slave. It is the most pedagogical demonstration of the spectral locking phenomenon. We will observe that the slave component frequency of the injected slave spectrum is pulled by the master frequency with increasing injected power. Such a phenomena was predicted by the Adler model [51], but people only observed pushing effect, probably due to an insufficient feedback isolation of their experimental setup that does not permit a weak injection study.

Figure 7 presents the optical injection of a spectrally narrow master signal, at a -209 MHz detuning. The master is the semiconductor laser (FWHM of 125 kHz), the

FWHM of the free slave is 22 MHz. Optical spectra of the injected slave shown at the figure 7 present two components: One is due to the slave, the other one is the amplified master line. The spectrum observed at a -50 dBm injected power is the free slave spectrum. For higher injection levels, the amplified master component appears and progressively gets all the power from the slave: The transfer of coherence is progressive and leads to a complete locking regime. As presented before, the locking area is defined by the saturation of the gain, that lead on this figure by the plateau at the maximum of the master component. In comparison to figure 5, this saturation appears for higher injected powers, due to the fact that the frequency of the injected signal is not at a resonance of the slave laser cavity.

The inset of figure 7 presents the evolution of the slave component of the injected slave spectra, in terms of frequency and coherence. It is shown that the frequency of the slave is pulled by the master for increasing injected

powers. Such a result appears as a physical evidence, but we recently presented its first experimental demonstration [52]. Note that the linewidth of the slave component broadens as the injected power increases, due to the increasing detuned reference that is the master peak.

3.3 Generalized Airy transfer function

Weak injection experiments lead us to understand phenomena involved in optical injection. On that account, the model of the injected laser that uses a generalized Airy transfer function method comes naturally. Such a method has been applied to lasers [53] in order to study their threshold-crossing, and have been then extended to the case of an injected laser [5] [54]. In this paragraph, we briefly present the most simplified form of the model, that is applied to a single-mode semiconductor Fabry-Perot laser.

This method is based on the transfer function of the laser. That of a Fabry-Perot filter is well-known [55], so that one can easily deduce from this function an expression for the laser:

$$y(\nu) = \frac{S}{[1 - e^{-L+G}]^2 + 4 \cdot e^{-L+G} \cdot \sin^2(\phi/2)} \quad (1)$$

If this expression can be obtained using a phenomenological approach, it has been also demonstrated [56] from the Maxwell equations. In the last equation, y is the normalized spectral density of the laser, S represents the spontaneous emission spectral density that can be considered as a constant around the laser single mode, e^{-L} represents the round-trip losses, G the saturated gain, and ϕ the round-trip phase.

Such a function takes account of the three fundamentals of the laser that are: The resonance traduced by the filtering effect of the cavity through the structure of the function, the stimulated emission through the gain, and the source that is the spontaneous emission.

As presented before, optical injection consists in a competition between the injected field and the slave spontaneous emission, so that the spectral density of the injected slave signal can be expressed as following:

$$y(\nu) = \frac{S + \eta \cdot y_m(\nu)}{[1 - e^{-L+G}]^2 + 4 \cdot e^{-L+G} \cdot \sin^2(\phi/2)} \quad (2)$$

In the last equation, η is the injection efficiency (that corresponds to injected power), y_m is the normalized spectral density of the master signal. Note that this equation does not lead directly to the theoretical spectra, because y depends on G that is saturated, so that G depends on the normalized power Y (integration of the the spectral density y in the frequency domain). This equation is an integral equation, that can be solve using an analytic method considering simple hypothesis such as a Lorentzian shape of the laser spectra.

Figure 8 presents results obtained using this method. One can observe that shapes of those spectra are in good

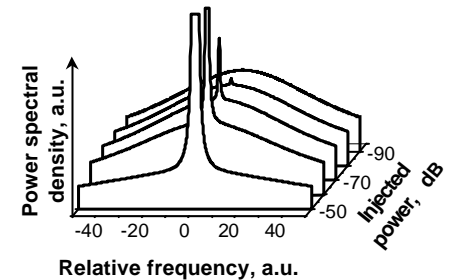


Fig. 8. Theoretical spectra of the injected slave at $r = 1.2$. Normalized intensity of the injected signal is 21, that of the free slave is 0.2. Master is 100 times more narrow than the free slave.

agreement with those of experiments that are presented in figure 5 (b). Note that the model is also in good qualitative agreement as presented by in figure 6, whose lines correspond to theory and points to experiments.

3.4 Narrow linewidth measurement

One can wonder what is the influence of the master coherence in optical injection experiments. We demonstrate in this letter that, in the weak injection domain, injection is especially efficient since the master laser is coherent, so that we propose an original comparative method to measure the linewidth of a highly coherent laser. Usual methods are based on self-heterodyne detection [57], or inferred from the power spectral density noise: Given that such experiments are limited by technical external perturbations, our alternative solution is of interest. In this paragraph, the master laser is the tunable semiconductor laser or the fibre laser, the slave laser is a semiconductor laser.

The experiment consists in the weak injection of the coherent source signal into the slave. We consider the evolution of the maxima of the injected slave optical spectral density (spectra were presented in fig. 5 (a)) with the injected power. As presented before, the maxima of the amplified master components shown in figure 9 consists in three parts: A plateau at low injected powers corresponds to the free slave regime, the linear part consists in the amplification of the master component in a small signal regime of the slave, the plateau that appears at high injected powers is due to the gain saturation of the slave that defines locking regime. The comparison of this evolution for two lasers whose coherences are different shows that the linear part is shifted by 3.4 dB, i.e. 2.2 in a linear scale, that is directly linked to the 2.5 ratio between the master linewidths.

The inset in figure 9 presents the theoretical results, that agrees with experimental observations: The more coherent the master laser is, the more efficient the injection is. The ratio of 4 (14) between the master linewidths leads

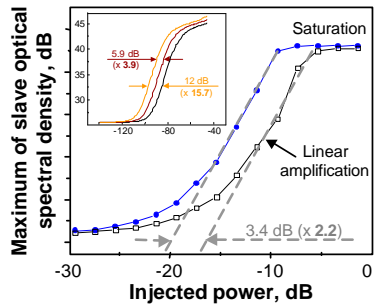


Fig. 9. Experimental and theoretical influence of the master coherence on the maxima of the amplified master component of the injected slave spectra at $r = 1.2$. Main figure: Experimental results, full circles correspond to a 50 kHz FWHM fibre master, empty squares to the 125 kHz FWHM semiconductor master. Inset: Theoretical results, the left curve corresponds to a normalized linewidth FWHM of 1, the middle one to 4, the right one to 14.

to a shift of 5.9 dB (12 dB) of the linear part, i.e. a 3.9 (15.7) factor in linear scale. The resolution of our optical FP analyzer is between the master and the free slave linewidths, so that we take account of the FP analyzer transfer function in the model. FP filtering effect could be at the origin of the small differences between the measured and effective coherence ratios.

Considering the weak injection levels that such an experiment is able to detect, this method should allow us to measure linewidth below 1 Hz with a reference of 100 kHz. Finally, note that the threshold of the linear part presented in figure 9 should offer us a measure of the spontaneous emission rate of the slave laser: Threshold occurs when the injected power and the spontaneous emission of the slave (which leads to the free slave laser line) are similar.

4 Temporal dynamics

Among the differences announced between semiconductor and fibre lasers, one has not been completely highlighted, that is relaxation oscillation frequencies. Those of semiconductor lasers are usually greater than the GHz, those of DFB fibre lasers are usually under 1 MHz. Such a frequency allows a temporal study of optical injection that was difficult using semiconductor lasers considering the bandwidth of standard oscilloscopes. If the study of the spectral characteristics of an injected fibre laser is difficult as presented at section 2.3, the temporal study is easily available.

In this section, both master and slave lasers are DFB fibre lasers. Considering the temporal response of the injected slave to an external signal, we observe curious phenomena that are presented for the first time in figure 10.

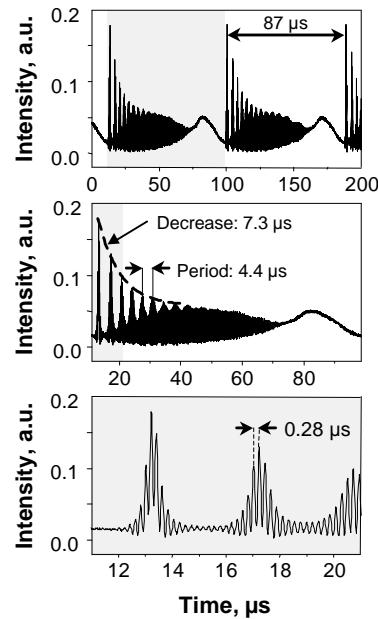


Fig. 10. Temporal behaviour of a fibre laser injected at $r = 2$ for a negative detuning near the locking area. Detuning is $-3 \text{ MHz} \pm 3 \text{ MHz}$, injected power is -1.7 dBm . Windows correspond to a same trace is plotted at different scales.

This graph is obtained for an injection working point that is marked by a star on figure 4.

One striking point is the dynamic behaviour of the injected slave, even if it is a static injection (all parameters are fixed). Another surprising point is the multiple structure of this behaviour. The main period of $87 \mu\text{s}$ (11.5 kHz) appears on the upper graph of figure 10. We can not explain such a phenomenon, that looks like excitability. The middle graph presents classic shape of damped pseudo-periodic spikes that are characteristic of relaxation oscillations, with a period of $4.4 \mu\text{s}$ (227 kHz) and a decreasing time of $7.3 \mu\text{s}$. Finally, the fine structure contains a carrier frequency at 3.7 MHz that could be explained as a beating between the master and the slave components. As shown on the upper graph of figure 10, the slave laser is perturbed by the injected signal, that lead to a relaxation process. However, relaxation processes appear periodic and stable, that is to understood. Note that optical spectra of the injected slave are not available using scanning FP analyzers.

In order to complete the experimental observation of those original dynamics, we describe the evolution of the temporal behaviour with an increasing detuning, at the

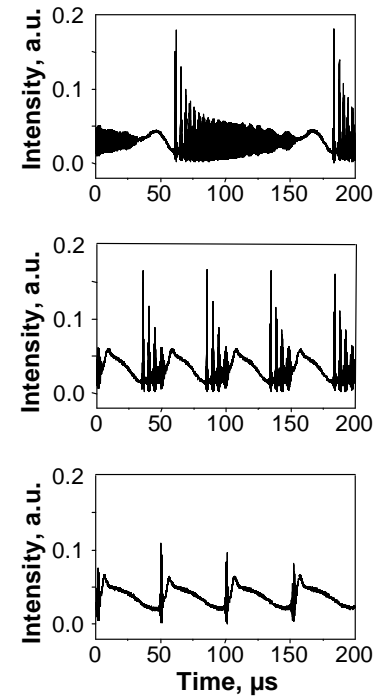


Fig. 11. Temporal dynamics that lead to locking regime of an injected fibre laser injected at $r = 2$. Graph are obtained at different detunings, that are increasing from up to down. Injected power is -1.7 dBm .

injected power of -1.7 dBm . At a very negative detuning, the slave is in its free-slave regime so that intensity is continuous. With an increasing negative detuning, the slave amplified progressively the master spectral peak that lead to a bimodal regime. Such a regime is characterized by the beating between slave and master components of the spectra, that induces a carrier in the temporal domain whose frequency and amplitude are respectively determined by detuning and amplitudes of both master and slave components. For an increasing negative detuning greater than -5 MHz , the shape of relaxation processes appears in the beating signal: That is shown on the upper graph of figure 11. Then, main period, amplitude and number of spikes decrease when the injected slave tends to the locking regime that is characterized by a continuous signal. Finally, note that this behaviour has been observed using a fibre laser as a slave, and that it does not depend significantly on the nature of the master laser.

5 Conclusion

In this letter, we have presented optical injection for semiconductor and/or fibre lasers, in order to highlight parameters of influence in optical injection experiments. The main control parameters of optical injection are the injected power, the detuning and the pumping rate of the slave laser.

The study of moderate and high injected powers domain revealed the influence of the master signal polarization on the efficiency of injection. The use of an injected slave fibre laser permits to show that bistable locking areas are situated either at negative or positive detuning, depending on the α factor of the slave. Another parameter of influence that has been highlighted is the relaxation oscillation frequencies of the slave that give the spectral extent of injection maps. Low relaxation of fibre lasers permit a temporal study of optical injection that lead to relaxation oscillation processes observations whose periodic behaviour has not been explained.

The study of weak injection was the way to define that locking regime appears with the saturation of the injected slave gain. We showed that the slave acts as a high-gain amplifier for weak injected signals. Weak injection domain also permits to prove the impact of the master coherence on the injection efficiency, and to observe frequency pulling as predicted by Adler. Weak injection studies were supported by a simple and efficient model based on the generalized Airy function method.

Finally, many methods were called back or proposed using optical injection experiments in order to measure the alpha factor of a fibre laser, cross-saturation coefficients or polarization coefficient gain of the active slave medium, linewidth of a high-coherent master laser, or spontaneous emission rate of the slave laser.

Acknowledgments

Authors would like to thanks Isabelle Castonguay and Guillaume Brochu for the manufacturing of fibre lasers.

References

1. H. L. Stover and W. H. Steier, Applied Physics Letters **8**, (1966) pp. 91–93.
2. S. Kobayashi and T. Kimura, Electronics Letters **16**, (1980) pp. 668–670.
3. L. E. Erikson and A. Szabo, Applied Physics Letters **18**, (1971) pp. 433–435.
4. P. Gallion, H. Nakajima, G. Debarge, and C. Chabran, Electronics Letters **21**, (1985) pp. 626–628.
5. G. Stéphan, Physical Review A **58**, (1998) pp. 2467–2471.
6. R. Hui, A. D'Ottavi, A. Mecozzi, and P. Spano, IEEE Journal of Quantum Electronics **27**, (1991) pp. 1688–1695.
7. K. Iiyama, K. Hayashi, and Y. Ida, Optics Letters **17**, (1992) pp. 1128–1130.
8. P. Spano, S. Piazzolla, and M. Tamburrini, IEEE Journal of Quantum Electronics **22**, (1986) pp. 427–435.

9. N. Schunk and K. Peterman, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **22**, (1986) pp. 642–650.
10. O. Lidoyne, P. B. Gallion, C. Chabran, and G. Debarge, *IEEE Proceedings* **137**, (1990) pp. 147–153.
11. K. Iwashita and K. Nakagawa, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **18**, (1982) pp. 1669–1674.
12. A. Furuzawa, *Optics Letters* **21**, (1996) pp. 2014–2016.
13. S. Kobayashi and T. Kimura, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique* **30**, (1982) pp. 421–427.
14. L. Noel, D. Marcenac, and D. Wake, *Electronics Letters* **32**, (1996) pp. 1997–1998.
15. J. Genest, M. Chamberland, P. Tremblay, and M. Têtu, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**, (1997) pp. 989–998.
16. R. P. Braun, G. Grosskopf, D. Rohde, and F. Schmidt, *IEEE Photonics Technology Letters* **10**, (1998) pp. 728–730.
17. M. Brunel, M. Alouini, F. Bretenaker, M. Vallet, O. Emile, and A. Le-Floch, *Revue de l'Electricité et de l'Electronique* **1**, (2003) pp. 37–41.
18. Y. K. Seo, A. Kim, J. T. Kim, and W. Y. Choi, *Microwave and Optical Technology Letters* **30**, (2001) pp. 369–370.
19. P. E. Barnsley, H. J. Vickers, G. E. Vickers, and D. M. Spirit, *IEEE Photonics Technology Letters* **3**, (1991) pp. 942–945.
20. K. Smith and J. K. Lucek, *Electronics Letters* **28**, (1992) pp. 1814–1815.
21. L. E. Adams, E. S. Kintzer, and J. G. Fujimoto, *IEEE Photonics Technology Letters* **8**, (1996) pp. 55–57.
22. G. D. VanWiggeren and R. Roy, *Science* **279**, (1998) pp. 1198–1200.
23. J. P. Goedgebuer, L. Larger, and H. Porte, *Physical Review Letters* **80**, (1998) pp. 2249–2252.
24. Y. Liu, H. F. Chen, J. M. Liu, P. Davis, and T. Aida, *Physical Review A* **63**, (2001) p. 031802(R).
25. A. Murakami and J. Ohtsubo, *Physical Review A* **65**, (2002) p. 033826.
26. Y. Imai, H. Murukawa, and T. Imoto, *Optics Communications* **217**, (2003) pp. 415–420.
27. L. Dong, W. H. Loh, J. E. Caplan, and J. D. Minelly, *Optics Letters* **22**, (1997) pp. 694–696.
28. J. T. Kringlebotn, J. L. Archambault, L. Reekie, and D. N. Payne, *Optics Letters* **19**, (December 1994) pp. 2101–2103.
29. M. Ibsen, E. Ronnekleiv, G. J. Cowle, M. O. Berendt, O. Haderer, M. N. Zervas, and R. I. Laming, *Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro Optics CLEO'99*, (1999) pp. 245–246.
30. C. H. Henry, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **18**, (1982) pp. 259–264.
31. W. H. Loh and R. I. Laming, *Electronics Letters* **31**, (August 1995) pp. 1440–1442.
32. F. Mogensen, H. Olesen, and G. Jacobsen, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **21**, (1985) pp. 784–793.
33. I. Petitbon, P. Gallion, G. Debarge, and C. Chabran, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **24**, (1988) pp. 148–154.
34. E.-K. Lee and H. Pang, *Physical Review A* **47**, (1993) pp. 736–739.
35. V. Kovanis, T. Simpson, and J. Liu, *Applied Physics Letters* **67**, (1995) pp. 2780–2782.
36. T. B. Simpson, J. M. Liu, K. F. Huang, and K. Tai, *Quantum Semiclassical Optics* **9**, (1997) pp. 765–784.
37. S. Blin, P. Besnard, R. Gabet, and G. Stéphan, *Europhysics conference abstract, European Quantum Electronics Conference EQEC 2003 27E*, (2003) Postdeadline EP1-2-THU.
38. S. Blin, C. Guignard, P. Besnard, R. Gabet, G. Stéphan, and M. Bondiou, *Comptes Rendus Physique* **4**, (2003) pp. 687–699.
39. A. Gavrielides, V. Kovanis, P. Varangis, T. Erneux, and T. B. Simpson, *Proceedings of the SPIE* **2693**, (1996) pp. 654–665.
40. C. Guignard, S. Blin, and P. Besnard, *Europhysics Conference Abstracts, European Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO EUROPE 2003 27E*, (2003) Poster EC1M.
41. S. Kobayashi and T. Kimura, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **17**, (1981) pp. 681–689.
42. H. Kawaguchi, K. Inoue, T. Matsuoka, and K. Otsuka, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **21**, (1985) pp. 1314–1317.
43. M. Bondiou, R. Gabet, P. Besnard, and G. M. Stephan, *Proceedings of the international conference on LASERS'97*, (1998) pp. 49–54.
44. S. Blin, G. Stéphan, R. Gabet, and P. Besnard, *Europhysics-Letters* **52**, (October 2000) pp. 60–65.
45. R. Gabet, G. M. Stéphan, M. Bondiou, P. Besnard, and D. Kilper, *Optics Communications* **185**, (2000) pp. 109–114.
46. G. Ferrari, M. O. Mewes, F. Schreck, and C. Salomon, *Optics Letters* **24**, (1999) pp. 151–153.
47. J. H. Marquardt, F. C. Cruz, M. Stephens, C. W. Oates, L. W. Hollberg, J. C. Bergquist, D. F. Welch, D. G. Mehuys, and S. Sanders, *Proceedings of the SPIE* **2834**, (1996) pp. 34–40.
48. A. C. Wilson, J. C. Sharpe, C. R. McKenzie, P. J. Manson, and D. M. Warrington, *Applied Optics* **37**, (1998) pp. 4871–4875.
49. K. Magari, H. Kawaguchi, K. Oe, and M. Fukuda, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **24**, (1988) pp. 2178–2190.
50. F. S. Choa and T. L. Koch, *IEEE Journal of Lightwave Technology* **9**, (1991) pp. 73–83.
51. A. Siegman, *Lasers* (University Science Books, 1986).
52. S. Blin, G. Stéphan, and P. Besnard, *Technical Digest, International Quantum Electronics Conference IQEC'2002*, (2002) p. 294.
53. G. Stéphan, *Journal of Nonlinear Optical Physics and Material* **5**, (1996) pp. 551–557.
54. G. Stéphan, *Quantum Semiclassical Optics* **10**, (1998) pp. 849–860.
55. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Cambridge University Press, 1980).
56. M. Bondiou, R. Gabet, G. Stéphan, and P. Besnard, *Quantum Semiclassical Optics* **2**, (2000) pp. 41–46.
57. T. Okoshi, K. Kikuchi, and A. Nakayama, *Electronics Letters* **16**, (1980) pp. 630–631.

Optical injection in semiconductor or fiber lasers: a comparison, the true influence of coherence

P. Besnard, S. Blin, O. Vaudel and S. LaRochelle

Feeding light inside a semiconductor laser gives rise to a wealthy set of dynamics that have been largely described. The two fundamental parameters are the detuning and the injected power. We present here theoretical and experimental evidence that other parameters may play a role. For instance, injecting with an orthogonal polarization is not equivalent to nullify the effect of optical injection as demonstrated by our experimental map. We will focus the main part of the talk on the influence of coherence and spectral properties of the source by illustrating this point through map, comments on the existence of excitability, synchronization of chaos and detection of very weak signal (femtowatt). Some part of this study has been made possible by the use of a single-frequency fiber laser which enables us to establish an enlightening comparison between these two different types of lasers and also to surround the influence of coherence.

Measuring spectral linewidth of highly-coherent laser using optical injection

S. Blin, O. Vaudel, G. M. Stéphan and P. Besnard

Laboratoire d'Optronique, École Nationale Supérieure de Sciences Appliquées et de Technologie
6, rue Kerampont, BP 447, 22305 Lannion Cedex, France
pascal.besnard@enssat.fr

T. T. Tam

Faculty of Technology, Vietnam National University - Hanoi (VNUH)
144, XuanThuy Str., Building E3, CauGiay, Hanoi, Vietnam

S. LaRochelle

Centre d'Optique, Photonique et Laser - Université Laval
Sainte-Foy, Québec, Canada G1K 7P4

Abstract: A new method using optical injection is proposed to measure spectral linewidth of coherent single mode lasers. Theoretical model and experimental measurement of a 50 kHz full width half maximum linewidth fiber laser are presented.

©2003 Optical Society of America

OCIS codes: (140.3460) Lasers; (030.1640) Coherence

1. Introduction

Narrow linewidth single mode lasers are used in domains such as spectroscopy or metrology. Those high-coherent sources offer spectral full width at half maximum linewidths (FWHM) under 100 kHz, even under 1 kHz. Usual optical spectrum analyzers are not able to solve such coherent spectra: linewidths are measured using a beating method based on self-heterodyne detection [1], or deduced from the power spectral density of the laser phase noise. Given that such methods are not very precise, we propose a new method based on optical injection.

2. Experimental results

The power of a master laser is injected into a distributed feedback semiconductor slave laser operating above threshold. For increasing weak injected power (below 1 μ W), progressive locking occurs. The injected slave acquires the master spectral characteristics (frequency and linewidth) [2]. Figure 1(a) presents a typical spectrum of a slave injected by a narrow-band and weak signal at zero detuning. The pedestal corresponds to the free slave lineshape (FWHM: 80 MHz), the narrow line to the amplified master spectra. The slave acts as an amplifier which is different from the usual ones considering its high gain (50 dB) and its weak saturation power [3]. As the injected power is increased, the slave power concentrates into the master band. As indicated in figure 1(b), the maximum at the master frequency grows up until all the slave energy is transferred into the master line. As the injected power is 30 dB less than the free-slave power, the total injected-slave power remains constant. Figure 1(b) shows that injection is more efficient if the master laser is more coherent: the linear part is shifted by 3.4 dB (2.2 in linear scale). This change is due to the different master linewidths and is directly linked to their ratio (2.5).

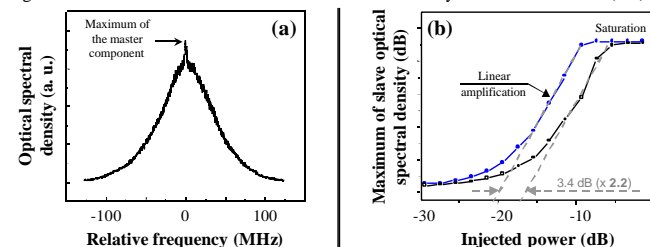


Fig. 1. Narrow-band and weak signal injection. (a) Optical spectra of an injected slave. (b) Influence of master coherence on the maxima of the amplified master component of the injected slave spectra. Full circles correspond to a 50 kHz FWHM linewidth fiber master, empty squares to a 125 kHz FWHM linewidth semiconductor master. The coherence ratio between the masters is 2.5.

3. Theoretical model

The model is based on the transfer function of a Fabry-Perot cavity which includes the sources (spontaneous emission of the free slave and injected signal) and saturated gain [4]. Figure 2(a) presents the evolution of the maximum of the spectral density of the slave injected by different masters. The more coherent the master laser is, the more efficient the injection is, and the higher the saturation level is. Figure 2(b) includes the filtering effect due to the Fabry-Perot optical analyzer. When its resolution is between the master and the free-slave linewidth, the saturation level is damped as seen in experiments and shown by comparison between figures 2(a) and 2(b). As shown in figure 2(b), a ratio of 4 (14) between the master linewidths leads to a shift of 5.9 dB (12 dB) of the linear part, i.e. 3.9 (15.7) in linear scale.

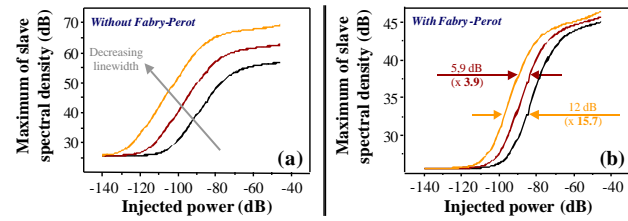


Fig. 2. Theoretical influence of coherence on the maximum of the injected slave spectral density, without (a) or with (b) optical spectral analyzer filtering effect. The left curve corresponds to a normalized FWHM linewidth of 1, the middle one to 4, and the right one to 14.

4. Conclusion

We have demonstrated the feasibility of measuring very narrow linewidths using optical injection. Such a method needs a reference laser whose linewidth is known. Due to the ability to detect very weak injected signals using optical injection [5], this experiment should allow us to measure linewidths below 1 Hz with a reference of 100 kHz.

Reference

- [1] T. Okoshi, K. Kikuchi and A. Nakayama, "Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum," *Electron. Lett.* **16**, 630-631 (1980).
- [2] S. Blin, G. M. Stéphan, R. Gabet and P. Besnard, "Amplification process in a laser injected by a narrow-band weak signal," *Europhys. Lett.* **52**, 60-65 (2000).
- [3] S. Blin, C. Guignard, P. Besnard, R. Gabet, G. M. Stéphan and M. Bondiou, "Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers," *C. R. Physique* **4**, 687-699 (2003).
- [4] G. M. Stéphan, "Spectral properties of an injected laser," *Phys. Rev. A* **58**, 2467-2471 (1998).
- [5] R. Gabet, G. M. Stéphan, M. Bondiou, P. Besnard and D. Kilper, "Ultrahigh sensitivity detector for coherent light: the laser," *Opt. Comm.* **185**, 109-114 (2000).

MESURE DE LA LARGEUR SPECTRALE D'UN LASER COHÉRENT PAR INJECTION OPTIQUE

S. Blin¹, O. Vaudel¹, P. Besnard¹, T.T. Tam² et S. LaRochelle³.

¹ Laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT, GIS FOTON, CNRS UMR 6082, 6 rue Kerampont, BP 447, 22305 Lannion Cedex (FRANCE).

² Faculty of Technology, Vietnam National University of Hanoi, Cau Gay, Hanoi (VIETNAM).

³ COPL, Université Laval, Sainte-Foy, G1K 7P4, Québec (CANADA).

pascal.besnard@enssat.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons une nouvelle méthode de mesure de faibles largeurs spectrales pour des lasers métrologiques. La mesure comparative repose sur une injection optique. Nous présentons la mesure expérimentale en bande C d'un laser de pleine largeur spectrale à mi-hauteur 50 kHz, en comparaison à une référence de largeur 125 kHz. Un modèle théorique reposant sur la fonction d'Airy généralisée est aussi présenté, tenant compte des outils d'analyse expérimentaux utilisés.

MOTS-CLEFS : *injection optique, cohérence, lasers, métrologie.*

1. INTRODUCTION

Des domaines tels que la métrologie ou la spectroscopie utilisent des sources lasers très cohérentes dont les pleines largeurs spectrales à mi-hauteur (FWHM pour Full Width at Half Maximum) peuvent être inférieures au kHz. Deux méthodes existent pour mesurer de telles largeurs spectrales, à savoir une mesure auto-hétérodyne [1] et une mesure déduite de la densité spectrale de bruit de phase du laser. Puisque ces mesures ne sont pas toujours très précises, nous proposons une méthode alternative qui repose sur une expérience d'injection optique.

2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

L'injection optique consiste en l'injection du signal d'un premier laser dit *maître*, dans un second laser dénommé *esclave*. Le laser esclave est un laser à contre-réaction répartie InGaAsP massif à double hétérojonction et ruban enterré, polarisé au dessus du seuil. La figure 1 présente le montage expérimental de l'injection optique : le signal laser maître amplifié est injecté par la face avant de la puce esclave, via une lentille située à une trentaine de centimètres de l'esclave afin de limiter les contre-réactions optiques. La puissance injectée est contrôlée par l'atténuateur variable et le puissance-mètre. Le signal de l'esclave injecté est étudié dans le domaine spectral à l'aide d'un analyseur de spectre optique Fabry-Perot de résolution 2,3 MHz.

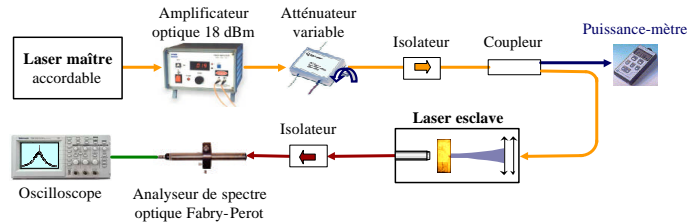


FIG. 1 – Montage expérimental de l'injection optique.

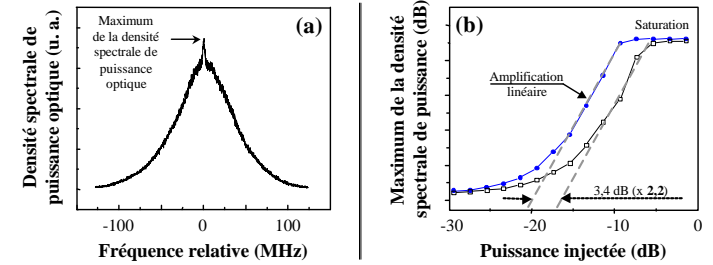


FIG. 2 – Faible injection cohérente. (a) Spectre optique du laser esclave injecté. (b) Influence de la cohérence maître sur le maximum de la composante maître du spectre esclave injecté. Les points correspondent à un laser maître de largeur spectrale (FWHM) 50 kHz, les carrés à un laser de largeur spectrale (FWHM) 125 kHz. Le rapport des cohérences est donc de 2,5.

Nous avons déjà montré [2] [3] que le laser esclave faiblement injecté (puissance injectée inférieure au μW) agit comme un amplificateur pour le signal injecté, ce qui reste la seule démonstration expérimentale de l'utilisation d'un laser polarisé au dessus du seuil comme amplificateur. Les études similaires effectuées utilisent un laser polarisé sous le seuil, ou encore un MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) polarisé au-dessus du seuil.

La figure 2 (a) présente un spectre optique du laser esclave injecté : le piédestal correspond au spectre de l'esclave libre, le pic étroit qui le surmonte est le maître amplifié (les lasers maître et esclave sont à la même fréquence). Le laser esclave faiblement injecté acquiert progressivement [2] les caractéristiques spectrales du laser maître (fréquence et largeur spectrale) lorsque la puissance injectée augmente : la puissance esclave (constante puisque la puissance injectée est environ 1000 fois moindre) se répartit progressivement dans la bande spectrale maître, impliquant l'augmentation du maximum du spectre esclave injecté jusqu'à ce que toute la puissance esclave soit concentrée dans la bande spectrale maître comme le montre la figure 2 (b). Nous y observons un régime d'amplification linéaire, puis un régime de saturation (accrochage total). Nous remarquons aussi que l'injection est plus efficace pour un laser maître plus cohérent : les deux courbes sont décalées, en terme de puissance injectée, de 3,4 dB (2,2 en linéaire), ce qui est en accord avec le rapport de cohérence (2,5) entre les sources maîtres essayées. Nous pouvons donc déterminer la largeur spectrale d'un laser en comparaison à une source maître de largeur connue.

3. MODÈLE THÉORIQUE

Nous utilisons un modèle théorique précédemment développé [4] pour l'étude de l'injection optique d'un laser Fabry-Perot à semi-conducteurs. L'intérêt de travailler avec une structure Fabry-Perot est de mener des calculs semi-analytiques, une cavité à contre-réaction distribuée peut aussi se modéliser par cette méthode. Le modèle repose sur la généralisation de la fonction de transfert d'une cavité Fabry-Perot. Dans son expression la plus simple, la fonction d'Airy généralisée d'un laser monomode amène à une densité spectrale de puissance du laser esclave libre y_E de forme Lorentzienne :

$$y_E(x) = \frac{S_E}{A_E^2 \cdot e^{-L_E + G_E}} \cdot \frac{1}{\Gamma_E^2 + x^2},$$

où x est la fréquence normalisée (en bande de base), L_E les pertes cumulées sur un aller-retour dans la cavité Fabry-Perot, G_E le gain saturé sur un aller-retour, Γ_E la pleine largeur spectrale à mi-hauteur, A_E un paramètre caractéristique du milieu amplificateur, et S_E le terme source

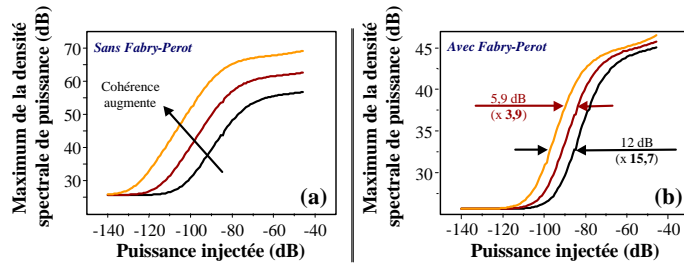


FIG. 3 – Influence théorique de la cohérence maître sur le maximum du spectre esclave injecté, sans (a) ou avec (b) l'effet de filtrage de l'analyseur Fabry-Perot. La courbe de gauche correspond à une largeur spectrale (FWHM) normalisée de 1, celle du milieu à 4, celle de droite à 14.

du laser, à savoir l'émission spontanée. Nous ne considérons pas ici de dépendance spectrale du gain ou de l'émission spontanée, et travaillons à des fréquences proches de la fréquence de résonance du laser esclave libre.

Pour le laser injecté, il faut ajouter un autre terme source au numérateur, à savoir la densité spectrale maître injectée, de même structure que celle de l'esclave libre mais de moindre amplitude et de plus faible largeur spectrale. La figure 3 (a) montre l'évolution des maxima du spectre optique du laser esclave injecté avec la puissance injectée, pour différentes cohérences du laser maître. L'allure de ces courbes diffère de la courbe expérimentale présentée sur la figure 2 (b) par des niveaux de saturation différents. Cette différence provient de l'analyseur Fabry-Perot utilisé expérimentalement, ce que nous pouvons vérifier théoriquement en incluant son effet de filtrage tel que présenté sur la figure 3 (b). Nous vérifions sur cette figure que le décalage entre les différentes courbes (3,9 et 15,7) est en bon accord avec les rapports des cohérences des différents lasers maîtres utilisés (4 et 14).

4. CONCLUSION

Nous avons présenté une méthode originale pour la mesure de largeurs spectrales, dont la faisabilité a été démontrée expérimentalement et théoriquement, et qui repose sur la loi suivante : plus le laser maître est cohérent, plus l'injection optique est efficace. Les performances de détection de très faibles puissances optiques par injection optique [5] nous laissent penser pouvoir mesurer des largeurs spectrales aussi fines que le Hz avec une référence de 100 kHz.

Merci à Isabelle Castonguay et Guillaume Brochu du COPL pour la fabrication des lasers à fibre.

RÉFÉRENCES

- [1] T. Okoshi, K. Kikuchi and A. Nakayama, "Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum," *Electron. Lett.* **16** (16), pp. 630-631 (1980).
- [2] S. Blin, G.M. Stéphan, R. Gabet and P. Besnard, "Amplification process in a laser injected by a narrow-band weak signal," *Europhys. Lett.* **2** (1), pp. 60-65 (2000).
- [3] S. Blin, C. Guignard, P. Besnard, R. Gabet, G.M. Stéphan and M. Bondiou, "Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers," *C. R. Physique* **4** (6), pp. 687-699 (2003).
- [4] G.M. Stéphan, "Spectral properties of an injected laser," *Phys. Rev. A* **58** (3), pp. 2467-2471 (1998).
- [5] R. Gabet, G.M. Stéphan, M. Bondiou, P. Besnard and D. Kilper, "Ultrahigh sensitivity detector for coherent light : the laser," *Opt. Comm.* **185** (1-3), pp. 109-114 (2000).

LASERS IMPULSIONNELS PICOSECONDES A 1,55 μm

Pascal BESNARD¹, Céline GUIGNARD¹, Jean-Noël MARAN¹, Olivier VAUDEL¹, Julien POËTTE¹,
Monique THUAL², Jean-Claude SIMON¹

Groupe d'Intérêt Scientifique FOTON

¹Laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT/Université de Rennes 1, CNRS UMR 6082

²Centre Commun Lannionnais d'Optique/Université de Rennes I-GET, CNRS UMR 6082

pascal.besnard@enssat.fr

RÉSUMÉ

Dans ce papier, nous présentons un synoptique des recherches sur les lasers impulsionnels picosecondes à 1,55 μm dans le groupe Physique des Lasers du Laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT, UMR 6082 « FOTON ». Des lasers à fibres en anneau et des lasers à semi-conducteurs placés en cavité externe ont été étudiés. Nous avons pu mettre en évidence un nouveau type de Q-switch, la possibilité de réaliser un blocage de modes sur plus de 30 canaux situés dans la bande C à 10 GHz et 40 GHz ainsi que l'effet de l'injection optique sur un laser en cavité externe à modes bloqués.

1. INTRODUCTION

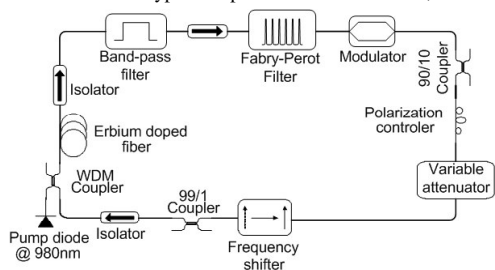
Bien que l'étude des lasers à modes bloqués a directement suivi la naissance des lasers dans les années 1960, la génération de train d'impulsions est un thème d'actualité comme en témoignent la revue Selected Topics in Quantum Electronics de juillet 2003, le Photonics Technologies Letters d'août 2004 ou des articles récents dans Optics Letters ou au Journal of Quantum Electronics. Dans des domaines comme ceux des télécommunications optiques ou de la métrologie, il est demandé de produire des trains d'impulsions de quelques picosecondes, qui doivent être très réguliers, avec peu de gigue temporelle et en fréquence. Il peut être d'intérêt de réaliser des sources multi-couleurs, fonctionnant en blocage de modes sur plusieurs canaux pour des applications WDM (Wavelength Division Multiplexing) ou de CDMA (Code Division Multiple Access).

2. LE PRINCIPE DES LASERS A MODES BLOQUÉS

La mise en phase de modes longitudinaux d'un laser conduit à la réalisation d'un train d'impulsions comme en témoigne la simple somme géométrique d'ondes planes : $E(t) = E_0 \sum_n \exp\left(2i\pi \frac{2Lt}{c}\right) = E_0 \sin\left(M\pi \frac{ct}{2L}\right) / \sin\left(\pi \frac{ct}{2L}\right)$. Cette dernière expression représente une suite d'impulsions séparées de l'inverse de l'intervalle spectral libre (1/ISL) et de largeur $1/(M \cdot \text{ISL})$, où M représente le nombre de modes en présence. M est relié au rapport de la largeur de la courbe de gain sur l'intervalle spectral libre. La mise en phase peut se faire par la modulation directe de la pompe laser (commutation de gain), par l'ajout d'un modulateur interne (de type électro-optique par exemple), par le déclenchement passif réalisé à l'aide d'un absorbant saturable, ou de processus non linéaire (effet Kerr, non-linéarité de polarisation...).

3. LE DESCRIPTIF DES EXPÉRIENCES

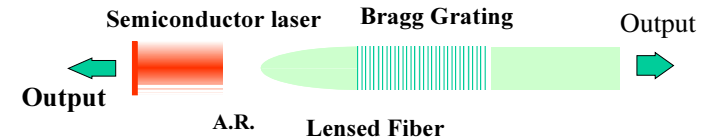
Deux types d'expériences ont été menés, l'une utilisant un laser en anneau à fibre dopé Erbium



(expérience faite à l'université Laval au Québec), l'autre des lasers à semi-conducteurs soumis à une contre réaction optique par un réseau de Bragg. Nous avons pu étudier différents régimes et modéliser ces cavités. Le blocage est réalisé de manière active, en utilisant un modulateur électro-optique pour le laser à fibre et une modulation directe du courant pour le laser à semi-conducteurs. La première figure

présente une cavité constituée de plusieurs éléments : un milieu amplificateur constitué d'une fibre dopée Erbium ; un contrôleur de polarisation ; un filtre Fabry-Pérot permettant de sélectionner plusieurs canaux de longueurs d'ondes ici espacés de 100 GHz ; un filtre permettant l'égalisation du gain soit un gain laser identique pour tous les canaux (en choisissant une bonne valeur de la pompe optique) ; un modulateur électro-optique permettant la mise en phase des modes avec un taux de répétition de 10 GHz ; un coupleur pour extraire le signal de l'anneau ; un décaleur de fréquence, ici un acousto-optique qui évite le brûlage de modes (spatial hole burning) et favorisant l'opération multimode du laser. Ce dernier élément est essentiel pour obtenir un laser fonctionnant sur plusieurs canaux simultanément. Jean-Noël MARAN soutiendra une thèse en cotutelle en 2005 sur ce travail.

La seconde cavité est plus simple dans son principe puisqu'elle consiste à coupler un réseau de Bragg à un laser à semi-conducteurs comme l'illustre la seconde figure. Cette contre-réaction optique est accompagnée d'une modulation directe du courant de pompe à une fréquence de 10 GHz. Les



lasers utilisés proviennent d'Alcatel (Bruno THÉDREZ) ou de Thalès (Michel KRAKOWSKY). Les réseaux de Bragg ont été réalisés par la société IDIL Fibres Optiques et le COPL avec différents chirps et apodisations pour les comparer. Les lentilles de couplage ont été réalisées au CCLLO. Les anti-reflets ont été réalisés par Alcatel, Kerdry ou le Technion d'Haïfa (Israël). Céline GUIGNARD soutiendra une thèse en 2005 sur ce travail.

4. QUELQUES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX ET THÉORIQUES

Le laser à fibre

La configuration décrite précédemment nous a permis d'obtenir un laser fonctionnant en régime continu, en régime Q-switch (pertes déclenchées) ou en blocage de modes sur plus de 24 canaux espacés de 50 ou 100 GHz. Chaque canal contient plusieurs modes longitudinaux espacés de 3 MHz. En particulier, nous avons pu mettre en évidence un fonctionnement Q-switch pour lequel ni le gain, ni les pertes ne sont modulés. Ce dernier résultat peut paraître très surprenant pour un Q-switch qui consiste généralement à moduler l'une de ces deux quantités. En fait, nous avons pu montrer que le milieu actif n'avait pas le temps de réagir aux impulsions trop courtes ($\sim 30 \mu\text{s}$). Le Q-switch prend son origine dans une modulation du spectre optique. Cette dernière est liée à une compétition entre (i) le décaleur en fréquence, qui déplace la raie laser vers les courtes longueurs d'onde, et (ii) le milieu de gain qui favorise les grandes longueurs d'ondes qui ont dans ce cas plus de gain. Nous avons pu obtenir de bons accords entre l'expérience et la théorie en utilisant un modèle propagatif en z et t prenant donc en compte le brûlage de mode mais aussi l'ensemble du spectre de la bande C.

Une première démonstration mondiale d'un laser à fibre fonctionnant sur plus de 24 canaux en modes bloqués a été effectuée à température ambiante avec un taux de répétition de 10 GHz (et plus récemment de 40 GHz). Les impulsions étaient gaussiennes, en limite de Fourier et de largeur 30 ps.

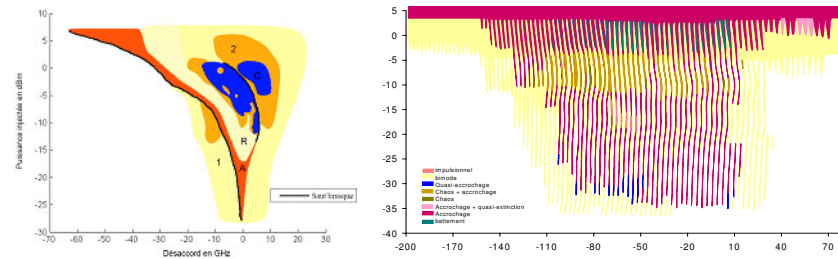
Le laser à semi-conducteurs

La contre-réaction optique est généralement néfaste à la bonne stabilité d'un système. Une autre approche est d'associer un absorbant saturable ou un Miroir Non Linéaire (MNL, dont la réflectivité dépend de l'intensité, avec une réponse en « S », faible (forte) aux faibles (fortes) intensités). Dans ce cas, il est important d'avoir des temps de réponse suffisamment courts pour le matériau ($\sim \text{ps}$). Nous avons pu montrer théoriquement qu'avec ce couplage, des taux de répétition de 20 GHz pouvaient être obtenus même si la commutation se réalise à des fréquences bien inférieures.

L'ajout d'une fibre à pour principal avantage sa compacité. Le réseau de Bragg permet la réflexion mais peut limiter le nombre de modes par rapport à un miroir classique large bande. Il permet surtout de contrôler le chirp. Ainsi, il est possible de réaliser des impulsions en limite de Fourier par l'ajout d'un tel élément, le laser seul ayant tendance à chirper l'impulsion au travers du facteur de couplage phase-amplitude α . Le choix des paramètres du réseau de Bragg s'est donc révélé

crucial pour les caractéristiques des impulsions. Une série de simulations ont été entreprise pour étudier l'influence de ces paramètres.

Une dernière étude a été consacrée à l'influence de l'injection optique qui est connue pour améliorer la bande passante de modulation électrique ainsi que la forme des impulsions. L'injection consiste en le couplage unilatéral (injection) du rayonnement d'un laser dit maître dans une cavité d'un laser dit esclave. Nous avons pu tracer les cartographies d'un laser couplé à un réseau de Bragg, c'est-à-dire les différents régimes d'émission en fonction de la puissance injectée et du désaccord.



Les diverses zones représentent différents régimes de fonctionnement du laser esclave lorsqu'on varie le désaccord en fréquence entre le maître et l'esclave (abscisse en GHz) et la puissance optique injectée (en dBm) La cartographie de droite est obtenue pour un laser massif, celle de gauche pour un laser couplé à un réseau.

CONCLUSION

Nous avons étudié le comportement du fonctionnement en modes bloqués d'un laser à fibre et d'un laser à semi-conducteurs. Le principal inconvénient de la technologie fibre est la difficulté d'atteindre des taux de répétitions élevés sans l'ajout d'un modulateur alors que le laser à semi-conducteurs, qui semble être un meilleur candidat pour les taux de répétitions élevés, présente des difficultés dans le couplage optique de sortie. Nous avons montré que la technologie fibre permettrait d'obtenir un fonctionnement en modes bloqués sur plusieurs canaux à l'instar de la technologie semi-conducteurs. Le couplage d'un laser à semi-conducteurs à un réseau de Bragg peut être un moyen simple de procéder à l'ingénierie d'impulsions.

REMERCIEMENTS

Nous remercions Sophie LAROCHELLE du COPL (Québec), codirectrice de la thèse en cotutelle (Université de Rennes I/ Université de Québec) de Jean-Noël MARAN.

RÉFÉRENCES

- [1] A.NAUMENKO, P.BESNARD, N.LOIKO, G.UGHETTO, J-C.BERTREUX "Characteristics of a semiconductor laser coupled with a fiber Bragg grating with arbitrary amount of feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 39, issue 10, pp. 1216-1228, october 2003.
- [2] J-N.MARAN, S.LAROCHELLE, P.BESNARD "An erbium-doped fiber laser simultaneously modelocked on more than 24 wavelengths at room temperature", *Optics Letters*, Vol.28, issue 21, pp. 2082-2084, november 2003.
- [3] K-F.MAC DONALD, V-A.FEDOTOV, S.POCHON, B-F.SOARES, N-I.ZHELUDEV, C.GUIGNARD, A.MIHAESCU, P.BESNARD "Oscillating bubbles at the tips of optical fibers in liquid nitrogen", *Physical Review E*, Vol. 68, n° 027301, august 22, 2003.
- [4] J-N.MARAN, S.LAROCHELLE, P.BESNARD "C-band multi-wavelength frequency-shifted erbium-doped fiber laser", *Optics Communications*, Vol. 218, issue 1-3, pp. 81-86, march 15, 2003.
- [5] S.BLIN, C.GUIGNARD, P.BESNARD, R.GABET, G-M.STÉPHAN, M.BONDIU "Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers", *invited paper, Comptes Rendus Physique, Elsevier Sciences*, Vol. 4, issue 6, pp. 687-699, july-august 2003.
- [6] M.THUAL, P.CHANCLOU, O.GAUTREAU, L.CALEDEC, C.GUIGNARD, P.BESNARD "Appropriate microlens to improve coupling between laser diodes and single mode fibres", *Electronics Letters*, Vol. 39, issue 21, pp. 1504-1506, october 16, 2003.

Comparaison de la synchronisation d'un laser à semi-conducteurs par l'injection optique d'un signal chaotique ou continu.

O. Vaudel, C. Guignard et P. Besnard

ENSSAT

Laboratoire d'Optronique, UMR FOTON

6 rue de Kerampont BP 80518 22305 Lannion Cedex FRANCE

pascal.besnard@enssat.fr

L'injection optique consiste en un couplage unidirectionnel d'un laser dit maître avec un laser esclave. Le laser injecté présente une large variété de comportement dynamique : accrochage en fréquence, mélange d'ondes, doublement de période, chaos, relaxation, bistabilité [1, 2, 3, 4, 5]. Ce même procédé est utilisé pour synchroniser un laser avec un laser ayant un comportement chaotique [6, 7]. Le chaos est généré par contre-réaction optique et il est important d'atteindre des hyper-chaos (chaos de haute dimension) dans le cas d'applications liées à la cryptographie. Le laser esclave peut quant à lui être ou non soumis à contre-réaction optique.

La synchronisation est souvent comparée au comportement du laser soumis à injection optique. Si quelques travaux théoriques existent sur la robustesse de la synchronisation et la comparaison avec l'injection optique par un signal continu, nous n'avons pas connaissance de travaux expérimentaux sur ce type de comparaison. Nous avons récemment proposé [8] l'étude d'une synchronisation s'affranchissant de toute contre-réaction optique. Si l'expérience proposée est basée sur un chaos de faible dimension, elle présente l'avantage de pouvoir faire varier les paramètres de contrôle, de permettre une comparaison directe avec le cas de l'injection d'un signal continu et d'être interprétée par un modèle simple. Nous montrons que la synchronisation s'effectue sur les zones de mélange d'onde déterminées dans le cas de l'injection optique par un signal continu et qu'il existe une valeur seuil de la puissance injectée permettant d'obtenir une corrélation satisfaisante entre les deux signaux.

Références

- [1] T.B.Simpson, J.M. Liu, K.F. Huang, and K. Tai, *Nonlinear dynamics induced by external optical injection in semiconductor lasers*, Quantum Semiclassical Optics, vol.9, p. 765, (1997).
- [2] S. Wiezcorek, *The dynamical complexity of optically injected semiconductor lasers*, Ph. D. Thesis Vrije University (2002).
- [3] S. Blin, C. Guignard, P. Besnard, R. Gabet, G. M. Stéphan and M. Bondiou, *Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers*, C. R. Physique 4, 687-699 (2003).
- [4] M. Bondiou, *Etude des propriétés spectrales d'un laser à semi-conducteurs soumis à injection optique*, thèse de l'université de Rennes I, (1999).
- [5] S. Blin, *Réalisation de lasers à fibre à contre-réaction répartie pour l'étude de l'injection optique : comparaison à l'injection avec des lasers à semi-conducteur*, thèse de l'université de Rennes I, thèse de l'université Laval Québec (2003).
- [6] J.-P. Goedgebuer, P. Levy, L. Larger, C.-C. Chen, W.T. Rhodes, *Optical communication with synchronized hyperchaos generated electrooptically*, IEEE J. of Quantum, Vol. 38, N. 9, p.1178 (2002).
- [7] J. Ohtsubo, *Chaos synchronization and chaotic signal masking in semiconductor lasers with optical feedback*, IEEE J. of Quantum, Vol. 38, NO. 9, p. 1141 (2002).
- [8] C. Guignard, S. Blin and P. Besnard, *New scheme for the synchronization of low dimensional chaos* poster EC1M CLEO EQEC Munich (2003).

Relative Intensity Noise of an injected semiconductor laser

J. Poette, O. Vaudel and P. Besnard
École Nationale des Sciences Appliquées et de Technologies.
FOTON, Laboratoire d'Optronique
associé au Centre National de la Recherche Scientifique (UMR6082).
6, rue de Kerampont, 22305 LANNION, FRANCE.

ABSTRACT

A study of the Relative Intensity Noise (RIN) of an optically injected semiconductor laser is presented versus the injected power. The seeded laser is then operating from an amplifying regime towards a locking one, at the same wavelength than that of the master one. It is shown that when the Master is more coherent than the slave, a reduction of the RIN of the slave is progressively observed along with an increase of the injected power. In the converse case, no significant modification of the RIN is experimentally observed.

Keywords: optical injection, semiconductor laser, Relative Intensity Noise, Linewidth
pacs : 42.55Ah 42.55Lt 42.60.Da

1. INTRODUCTION

The first works on injection locked lasers were investigated by Stover¹ in 1966. The idea is to introduce a signal from an external laser called "*master*" into the cavity of a second one named "*slave*". Different operating regimes can be observed depending on the injected power of the master into the slave cavity, and also on the detuning, i.e. the difference between the wavelengths of the master and of the free-running slave. The goal of this experiment is to introduce a reference field in the slave cavity that enters in competition with the spontaneous emission. The external source is usually more coherent than the slave spontaneous field. This property has an important consequence on the lasing field of the injected slave, even when the injected light power is very weak. A lot of work has been done on such experimental scheme, particularly investigations on linewidth² and on cut-off frequency³ for direct modulation of semiconductor lasers. Noise models of injected laser have also been studied.⁴ In opposition, few experimental observations, specially in laser used as amplifier devices, has been investigated.^{5,6} (Note that in 5,6, the lasers are used as amplifiers under the laser threshold.)

Several ways could be used to describe how a laser operates. The standard equations using the Lamb approximation, usually called Lang and Kobayashi equations for a semi-conductor laser, reveal the different operating modes^{7,8} of an optically injected laser. Another model was introduced by G.M. Stéphan.^{9,10} It describes the static properties of the laser such as the power, the linewidth, considering the power spectral density of the laser field.¹¹ An important advantage of this formalism consists in its simplicity. It has been shown that this model can explain locking and amplifying operations for an optically injected laser. Good quantitative and qualitative results are obtained when they are compared to experimental measurements.^{2,12-14} The use of the generalized transfer function (Appendix A) for simulation of RIN is not presented here. The experimental results are interpreted using the standard rate equations.

In a first part, we introduce optical injection for a better understanding of the physics behind the experiment. The Airy function generalized to laser study is also presented. This last comprehensive method enables to describe the static properties of injected lasers such as power and linewidth. In the second part, the definition and the measurement of Relative Intensity Noise is presented. A following part concerned numerical simulations. Finally, experimental results obtained in the different operating modes are described and compared to the theoretical results.

Further author information: (Send correspondence to P.Besnard)
E-mail: pascal.besnard@enssat.fr

2. RELATIVE INTENSITY NOISE

Before studying Relative Intensity Noise (RIN) of the device under injection, let's remind free running laser characteristics.

2.1. RIN measurement

The goal is to estimate intensity fluctuations of the laser light for radio frequencies. Experimentally, it consists in studying the electrical power spectral density of the current from a photo-detector. When using electrical devices, thermal noise adds its own current on the signal. Moreover for an ideal transceiver, the production of electrons when receiving a photon creates shot noise. The power spectral density is thus made of three contributions. To increase the signal to noise ratio, an amplifier is added after the transceiver. As it modifies the transfer function of the detection, non-perfect response of the detector must be included in order to get the Relative Intensity Noise. As a matter of fact, RIN is an estimation of the intensity fluctuations, which must be then independent on and uncorrelated to the detection device or the light power detected by the receiver.

Elimination of thermal noise is quite easy by measuring the power spectral density of the detection system without light power. The result is then subtracted from the measurement of the laser spectral density. It assumes a constant thermal noise versus light power.

The shot noise contribution needs a more complex estimation. One solution is to use a balanced detector,^{17,18} which is made of two identical photodiodes. It has been shown that the difference between the two photocurrents give access to the shot noise power, while the sum is equal to the one of a standard detector. Balanced detection needs to be carefully tuned in order not to increase floor measurement.

The technic we use consists in making a measurement of the power spectral density of a reference source of light, that has been chosen for having a negligible RIN compared to the shot noise term. We used two different laser sources depending on the electrical frequency of the measurement. The first one is a ring solid laser with an electronic feedback on the diode pump, especially designed to reduce the RIN laser, and the other is a narrow linewidth and cell gas frequency stabilized DFB laser. This combination of two references allows measurements only limited by the electrical bandwidth of the equipment, which is 10 kHz - 20 GHz. Our method doesn't need a reference laser running at the same time, neither at the same power as the one of the laser under test, which is more comfortable than technics for which both lasers need to be measured¹⁹ concomitantly. The lower noise we measured was -170 dB.Hz^{-1} with 1 mW on the receiver, which is 20 dB lower than standard systems, and the frequency range is 10 kHz-20 GHz. The drawback of this method is the time necessary to make high precision measurements, so that the configuration tested has to be highly stable.

2.2. Theory

The mostly known relative intensity noise approach consists in including Langevin source terms representing noise contributions of the photon S and carrier number N in the standard evolution equations.²⁰ These Lang and Kobayashi model can be written for a semiconductor laser:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \Gamma v_g g_0 (N - N_t)(1 - \epsilon S)S - \frac{S}{\tau_p} + R_{sp} + F_s \quad (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{q} - v_g g_0 (N - N_t)(1 - \epsilon S)S - \frac{N}{\tau_e} + F_n \quad (2)$$

where I is the pumping current, q the electron charge, v_g the group velocity, g_0 the differential gain, ϵ the compression factor, τ_e the carrier lifetime, Γ the confinement factor, τ_p the photon lifetime and finally R_{sp} the spontaneous term. The relative intensity noise can be deduced from a small signal approach by writing $N = N_0 + n$ and $S = S_0 + s$ where N_0 and S_0 are respectively the stationary solutions of the carrier and the photon evolution equations. The RIN is the Power Spectral Density (DSP_e) of the intensity noise normalized to the mean photocurrent, and can be defined by:

$$RIN = \frac{DSP_e}{\langle I \rangle} = \frac{\langle s^2 \rangle}{\langle S_0^2 \rangle} \quad (3)$$

From these expressions, it can be deduced the following expression for the RIN behavior of a free running single mode laser:

$$RIN(\omega) = \frac{A + B \cdot \omega^2}{(\omega^2 - \omega_R^2)^2 + 4\omega^2\Gamma_R^2} \quad (4)$$

where ω is the electrical pulsation, $\omega_R = 2\pi \cdot f_r$ with f_r the relaxation frequency, Γ_R the damping factor and A, B are functions of the correlation terms $\langle F_s^2 \rangle$, $\langle F_n^2 \rangle$ and $\langle F_s F_n \rangle$. These terms can be deduced from measurements. There is a resonance in the RIN. Its maximum gives the relaxation frequency while its line-width is related to the damping factor. Using this method to measure the relaxation frequency fits better to a small signal theory than using a pump modulation which is clearly far from a small perturbation.

Fig.2.2.a presents a simulation of the RIN spectrum of a single mode semiconductor. Theoretical fit of an experimental measurement for a single mode DFB semiconductor laser diode is also presented in Fig2.2.b.

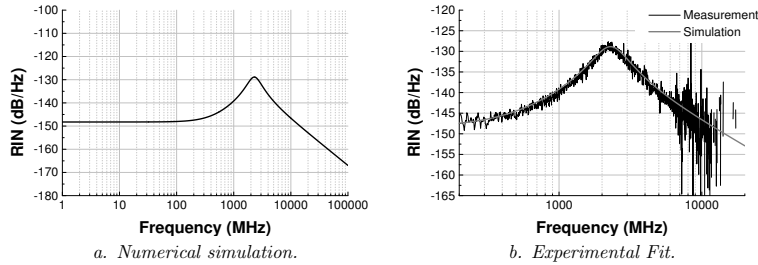


Figure 1. RIN simulation of a single mode semiconductor laser diode.

3. NUMERICAL INVESTIGATIONS OF AN OPTICALLY INJECTED LASER

Our concerns are principally the relative intensity transfer from a laser to another. Studies of spectral modifications by optical injection have already been well described and observed.¹⁴ All the different operating modes of an injected semi-conductor laser have been dressed versus the injected power, the detuning, and the pumping rate of the slave laser. All these characterizations include spectral and temporal behavior. Some of the observations are spectral purity transfer, pulling, wave-mixing, chaos behavior... This part describes a numerical analysis, which explains the experimental observations, using the equation 1 and 2 by adding an injected field.

The study of the RIN transfer consists firstly in using for the master laser, the solution as presented in equation 4. Note that the expression is a function of $\langle F_n^2 \rangle$, $\langle F_s^2 \rangle$ and $\langle F_n F_s \rangle$ that are linked to diffusion coefficients corresponding to the noise sources.

The result represents the master laser noise, which is introduced in the slave evolution equations as follow:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \Gamma v_g g_0 (N - N_t) (1 - \epsilon S) S - \frac{S}{\tau_p} + R_{sp} + F_s + \frac{\kappa}{\tau_{rt}} S_m \quad (5)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{q} - v_g g_0 (N - N_t) (1 - \epsilon S) S - \frac{N}{\tau_e} + F_n \quad (6)$$

where S_m is the master laser source term equal to $S_m = S_{m0} + s_m$, and S_{m0} is the stationary solution of the master equations and s_m is the small signal solution. κ represents the injected power coupling factor and τ_{rt} corresponds to the round-trip time of the field inside the cavity. As it can be seen, the spontaneous emission source term is directly in competition with the injected field. For low values of the injected power (for low value of κ), the equations are the same as those of a free running laser replacing the photon noise F_s by $F_s + \kappa s_m$. The RIN is directly correlated to the amplitude behavior of s_m , introducing cross noise terms like $\langle F_n F_s \rangle$ both for the slave and master lasers.

Using again the small signal approach, the expressions for the stationary solutions N_0 and S_0 , and finally inserting the Langevin noise sources lead to the following expression if $S = S_0 + s$ and $N = N_0 + n$:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \left[v_g g_0 (N_0 - N_t) \left(\Gamma (1 - 2\epsilon S_0) - \epsilon \eta \right) - \frac{1}{\tau_p} \right] s + v_g g_0 (1 - \epsilon S_0) (\Gamma S_0 + \eta) n + F_s + \frac{\kappa}{\tau_{rt}} s_m \quad (7)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \left(v_g g_0 (N_0 - N_t) (1 - 2\epsilon S_0) \right) s - \left(v_g g_0 (1 - \epsilon S_0) + \frac{1}{\tau_e} \right) n + F_n \quad (8)$$

This last equation may be written:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = as + bn + F_s + \frac{\kappa}{\tau_{rt}} s_m \quad (9)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = cs + dn + F_n \quad (10)$$

Finally, the slave laser spectral density amplitude of the relative intensity can be expressed as a function of the master noise as :

$$RIN_s(\omega) = \frac{1}{S_s^2} \frac{b^2 \langle F_n^2 \rangle + (\omega^2 + d^2) (\langle F_s^2 \rangle + \frac{\kappa}{\tau_{rt}} RIN_m(\omega))}{(\omega^2 - \omega_R^2)^2 + 4\Gamma_R^2 \omega^2} \quad (11)$$

where $RIN_i(\omega) = \frac{\langle s_i^2 \rangle}{S_i^2}$; S_i stands for the steady state solution, and i=s or i=m indicating respectively slave and master parameters.

Some of the cross terms are null, especially those including noise from both master and slave lasers. The Langevin noise terms can be given from the expression of the diffusion coefficients. A numerical representation of the solution is given in fig 2.a for a standard case where the master laser is more coherent than the Slave. The power corresponds to the one inside the slave cavity. When the injected power (related to κS_m) is 30 dB lower than the power of the free running slave laser (S_0), no significant change in the slave RIN occurs. For increasing value of κ , the noise decreases from the free running state to be finally as low as the master RIN.

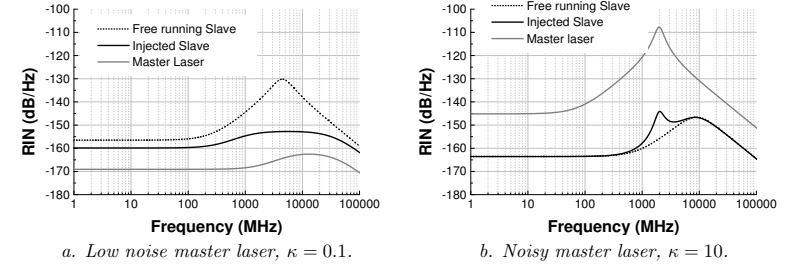


Figure 2. RIN Simulation of injected laser depending on the master laser noise.

In the case of a less coherent master laser, the injected power necessary to observe changes in the slave RIN spectrum, is higher than in the former case (-23 dB versus -30 dB). Furthermore, in the present case, the RIN increase of the injected laser occurs only for frequencies next to the relaxation frequency, even for high injected power. To observe a significant modification of the low-frequency noise, the difference between the injected power and the free running laser must reach 0 dB, which is quite difficult to experimentally realize. The available power as well as the coupling losses and the reflection don't allow us to reach such power.

This increase in the RIN has been observed in the simulations even for a master laser with a higher relaxation frequency. The power necessary to observe variations in the noise spectrum are of the same order of magnitude for both master laser with a lower and higher relaxation frequency than that of the slave.

Another point concerns the sensitivity of the slave laser to master perturbations. The slave laser is much more affected by the injected light, near threshold than far from threshold.

4. EXPERIMENTAL INVESTIGATION

The experimental setup is presented in fig.3. The master laser is a tunable external cavity laser diode. Its wavelength can be chosen to be the one of slave DFB diode at 1551.7 nm. The slave output field is polarized and the master field must be polarized on the same axis. The optical spectrum indicates the operating mode of the injected laser. When locking is obtained, all the slave laser power is concentrated inside a line identical to the master one, and centered at the master wavelength. An amplifier must not be used between the laser and the RIN detection part because it adds its own noise. On the other hand, it does not modify the linewidth of the amplified field.

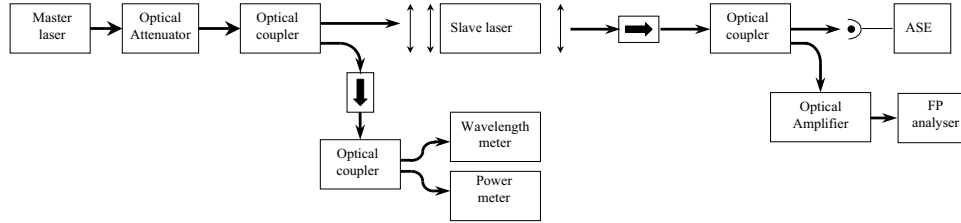


Figure 3. Experimental setup

4.1. Free running lasers

Fig.4 shows the RIN spectrum with and without amplification of the master laser for frequency between 1 MHz - 12 GHz. As it can be seen, the spectrum has not the same shape as in the simulation presented before. A double peak is present at 5.5 GHz, and its harmonic near 11 GHz. External feedback explains this discrepancy. The master tunability is obtained using an external cavity grating, which modifies the RIN. When the signal is amplified, a low frequency increase of a few dB is certainly due "amplified spontaneous emission (ASE)"-"signal" beating.

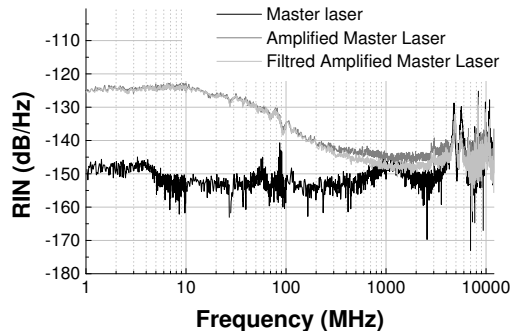


Figure 4. Relative Intensity noise of master laser

It is known from experimentalists that when white spontaneous noise, using for example an erbium-doped fiber amplifier, is added to the laser signal, there is a RIN increase at all frequencies as shown in this figure. With these two configurations (with or without optical amplifier), we have access to a master laser with higher and lower RIN than the slave laser. The non-amplified master laser have a lower RIN than the free running slave laser while amplified master one is noisier with a spectrum composed of an ASE part and an amplified coherent contribution.

When filtering the amplified master laser to suppress the ASE pedestal due to erbium amplifier, the intensity noise is still affected as if there were no filter. It shows that even if the optical spectrum are identical in the two cases (the filter selects the coherent part and removes the ASE), the filtered amplified field has been affected so that the RIN has suffered a definitive increase.

In conclusion, the low frequency noise of the amplified master laser is due to signal-spontaneous beating, and is not affected by an optical filter. Filtering will reduce the low spontaneous-spontaneous beating noise at all frequencies.

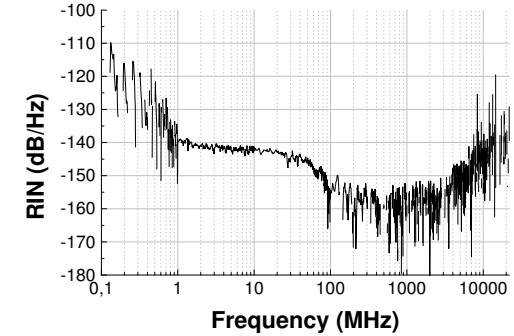


Figure 5. Relative Intensity noise of free running slave laser

Figure 5 presents the free running laser diode RIN spectrum. This diode have been pumped ten times above threshold. The relaxation frequency increases and the RIN decreases as the pumping rate increases.^{3,4,6,21-23} For such pump current the relaxation frequency of the laser is higher than 12 GHz and the noise is below the threshold measurement of -150.dB/Hz at this power. The technique used in this result is a classical one, because the stability of the injected laser is not sufficient to work with our method, which requires several hours of measurements. For a better comparison, all the measurements will be made in the same conditions. For frequencies higher than 200 MHz, the measure is equal to the noise measurement floor. It is limited by the thermal noise floor and the amplification range of the electrical spectrum analyzer, which uses different amplifiers. The total noise floor is then a succession of increasing noise floor. The measured noise of the laser (above the noise floor) is due to the spontaneous-signal beating part of the total RIN spectrum. The signal-signal beating seems to have a very low contribution and is not observed on this measurement.

4.2. Relative Intensity Noise of an optically injected laser

First investigations were done for injection locking. Locking is reached by seeding enough power from the master laser and setting a null detuning; all the power of the slave laser is then concentrated into a spectrum identical to the master one. Therefore, the optical spectrum from the Fabry-Perot analyzer (FPA) shows an important increase of the power at the resonant frequency.

Figure 6 shows different optical spectra of the injected laser when the injected power is increased at a null detuning. When the power is weak (-90 dBm or 1 pW), the optical spectrum of the injected laser is the one of the free running slave. For an intermediate range [-80 dBm, -40 dBm], one observes a selective amplification of the master line; The optical contains two contributions, a pedestal due to the spontaneous emission of the free-running laser, a small peak due to the amplification of the master line. Above this range, saturation appears and all the slave power is transferred into the master line. It is the frequency-locking operating, which corresponds to a saturation of the slave line by the master line.¹⁴

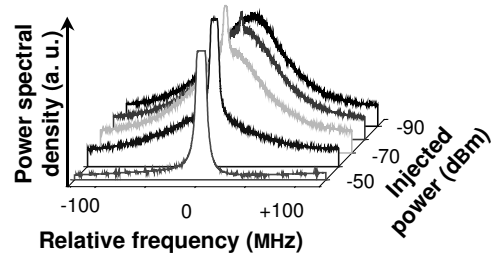


Figure 6. Slave Spectrum for different injected power.

4.3. Injection locking by a more coherent master

Under optical injection, the spontaneous emission source term is under competition with the injected light of the master laser. During injection locking, slave power spectrum is identical to the master laser. The source term seems to be completely replaced by the injected laser field.

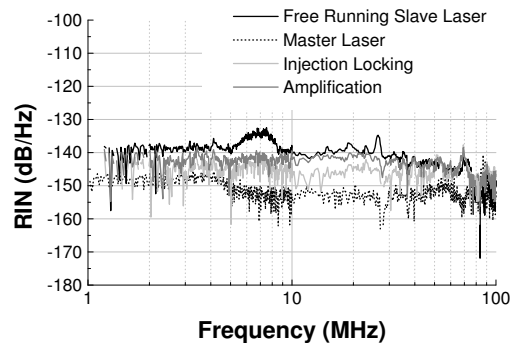


Figure 7. Relative intensity noise of injection locked laser.

We present for the first time, to our knowledge, the RIN of a laser used as an amplifier, and the transition from totally free running operation to injection locked one. Fig 7 shows the evolution of the RIN when the slave is in a locking regime or an amplified regime. This last case is interesting as the linewidth is not conventional and consists in two parts: a pedestal and an amplified component, which is the amplified master line. Free running slave laser and master are plotted for comparison.

The first idea is to assume that the the slave RIN must be reduced to the master laser level thanks to the spectral purity transfer. Fig 7 shows that this is not totally the case in the low frequency range 1-100 MHz, whatever is the regime (locking or amplifying). For a master laser more coherent than the slave laser, a decrease of the noise level is observed. The RIN of the injected laser is reduced when compared to the free running laser, but is still higher than the master one. Above this range or for frequency higher than 100 MHz, one can observe a slave RIN identical to the slave. This part of the curves is not represented because it doesn't bring any information about the laser behavior.

When the slave laser operates as an amplifier, only a part of the slave laser power is used to amplify the master signal. It results in an intermediate RIN between the injection-locked slave RIN and the free-slave RIN as if the laser would have been less coherent than in the locking regime. The variation is continuous from the injection locked to free running operation. Note that this experiment requires precautions as both lasers have their own frequency shift.

4.4. Injection by a noisy master laser

This part presents optical injection by a noisy master device. As explained before, the tunable laser is followed by an optical amplifier used to increase the intensity noise thanks to the ASE-laser signal beating that occurs in the amplifier. A 25 dB increase of the RIN can be observed at low frequency as shown in the figure 8. Such transformation does not modify the spectral linewidth of the amplified master signal.

The previous theoretical simulation indicates that modification can only be seen for higher injected power than for the low injection case. Unfortunately, such power were not available experimentally. We observe no RIN evolution, even for powers that allow us to measure RIN reduction in the low noise case, according to the simulation.

On of the more interesting observation of the High noise master laser is the spectral purity transfer with no intensity noise modification of the slave laser. When injecting a high power but noisy master field, locking mode is reached and the slave laser linewidth becomes equal to the master laser one. However we can also observe that the RIN of the slave laser doesn't increase to the master level.

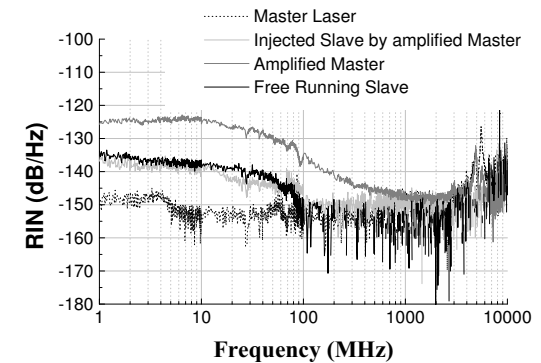


Figure 8. Injection with an amplified master laser.

Figure 8 shows the RIN of the injected slave laser by a high noise master device.

5. CONCLUSION.

Simulation and experimental results of single mode semiconductor laser submitted to optical injection were analyzed. It was the first time that relative intensity noise of a laser used as an amplifier was experimentally observed.

As explained in the simulation part, the sensitivity of the slave laser decreases as the pumping rate increases, for both noisy and more coherent master laser. Simulations present the sensitivity evolution of the slave laser along with the pumping rate. It also gives the different behaviors of the slave laser submitted to low noise and high noise master laser. In the first case, RIN at all frequencies was affected. In the second case, only frequencies near the relaxation were affected.

When using a master laser more coherent than the slave, a RIN reduction from free running laser to injection locking regime can be observed along with a decrease of the injected power. A noisy master laser was also studied. Unfortunately our slave laser under test were not powerful enough to make original observations close to threshold.

All these experimental constraints partially explain why no modification happens when noisy master laser has been employed.

A laser used as an amplifier, is the only way to get in the same time a reduction of the relative intensity noise and an increase of the signal power. It does not add any spontaneous emission in opposition to the classical amplifier, so that the signal to noise ratio is less degraded than in a standard device.

Following studies will concern the use of the generalized Airy functions to interpret the RIN of a laser.

APPENDIX A. GENERALIZED TRANSFER FUNCTION FOR THE LASER

A.1. Airy function generalized to the laser

Let's consider the basic ingredients of a laser: a gain medium inserted into a cavity. The lasing process needs also a source term, which is generally the spontaneous emission generated by the gain medium. Using the Maxwell equations, the equation of the field in the frequency domain can be easily expressed.⁹ Finally, one can obtain the following expression for the electrical field:

$$E(\omega) = \frac{s}{1 - \exp(-L + G) \cdot \exp(-i\phi)} \quad (12)$$

where s represents the source term equal to the spontaneous emission, G is the saturated gain of the medium, L the losses (including mirror and absorption losses) and ϕ is the phase. All these expressions are given after one round-trip inside the laser cavity. This expression could be used for different kinds of cavities such as Fabry-Perot, distributed Bragg Reflector and even for Distributed FeedBack ones. All fields in the pre-cited cavities can be expressed like in the expression (12).

The field intensity is proportional to $|E(\omega)|$, so that the power spectral density $y(x)$ is:

$$y(x) = \frac{S_{sp}}{(1 - e^{-L+G})^2 + 4 \cdot e^{-L+G} \cdot \sin^2(A(x - x_0)/2)} \quad (13)$$

with S_{sp} is the saturated spontaneous emission, x the normalized frequency $x = \pi \cdot \frac{\nu}{c/2 \cdot d}$ and $A = 2 \cdot n_g \cdot \nu$ the optical frequency and n_g the refractive index in the cavity.

One way to obtain the total optical intensity is to integrate the power spectral density $y(x)$ over all frequencies: $Y = \int y(x) \cdot dx$. The expression (13) could be quite difficult to integrate in an analytical way. When a lorentzian expression is considered ($\sin(A(x - x_0)/2) \simeq A(x - x_0)/2$), one obtains the following expression of Y :

$$Y = \int y \cdot dx = \frac{\pi \cdot S_{sp}}{A} \frac{1}{e^{(-L+G)/2} - e^{3 \cdot (-L+G)/2}} \quad (14)$$

The figure 9.a represents the laser intensity of a laser by the Lamb method, and a numerical integration of the expression 13. These methods give analog result for high pumping rate, but near the threshold. The Airy solution agrees experimental measurements. Spontaneous emission may be taken into account as well for rate equations.²⁴

Fig 9.b represents the normalized intensity and the spectral linewidth versus the pumping rate. For a better visibility, logarithmic scale was chosen. Both linewidth and intensity variation are linear under and over the threshold: they can be approximated by linear solutions. For pumping rate crossing the threshold, evolutions of both parameters are very abrupt: changes over several orders of magnitude occur!

A.2. Power spectral density of an optically injected, laser

This model simply includes the injected field from the master laser by modifying the source term S in the expression 13:

$$S_{inj} = S_{sp} + \eta y_m \quad (15)$$

where y_m represents the power spectral density of the master laser and η the injecting factor. It is well known that optical injection will modify the noise properties of the slave. It has been shown that the RIN of the injected laser will be reduced when injected by a more coherent field.^{4,6,15,16}

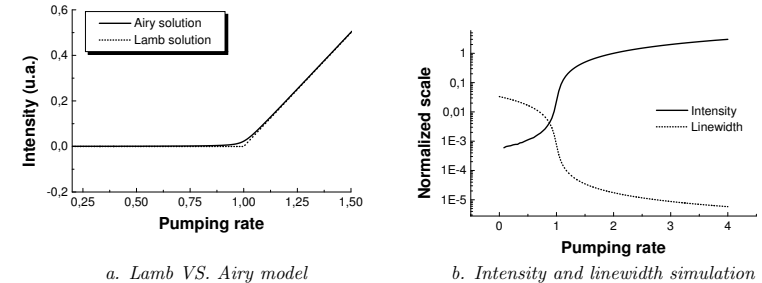


Figure 9. Single mode laser simulation.

REFERENCES

1. H. Stover and W. Steier, Applied Physics Letters., 8, 91 (1966).
2. M. Bondiou et al., Journal of Optics B, vol 2, pp 41-46 (2000)
3. J. Wang and al., Photonics Technology Letters, vol. 8, n. 1 (1996)
4. G. Yabre and al. Journal of Quantum Electronics, vol. 36, n. 3 (2000)
5. H. Shi and al., Photonics Technology Letters, vol 14, n.6, (2002).
6. X. Jin and S.L. Chang, Applied Physics Letters, vol.77, n. 9, (2000)
7. S. Wiczorek and al., Optics Com., vol. 215, pp125-134 (2003)
8. T.B. Simpson and al. Quantum Semiclass. Opt., vol. 9, pp765-784 (1997)
9. G.M. Stéphan, "Semi-classical study of the laser transition", Phys. Rev. A., **55**, pp. 1371-1384 (1997).
10. G.M. Stéphan, "Spectral properties of an injected laser", Phys. Rev. A, **58**, 2467 (1998).
11. S. Blin, PHD Thesis, Rennes I University and Laval University, n 140 (2003)
12. S. Blin, G.M. Stéphan, R. Gabet and P. Besnard, "Amplification process in a laser injected by a narrow band, weak signal" Europhysics Letters, 52, (2000) 60.
13. R. Gabet, G. M. Stéphan, M. Bondiou, P. Besnard and D. Kilper, "Ultrahigh sensitivity detector for coherent light: the laser," Opt. Comm. 185, 109-114 (2000).
14. S. Blin, C. Guignard, P. Besnard, R. Gabet, G. M. Stéphan and M. Bondiou, "Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers," C. R. Physique 4, 687-699 (2003).
15. S. Piazzolla, P. Spano and M. Tamburrini, Journal of Quantum Electronics, vol. 22, n. 12 (1986)
16. P. Spano, S. Piazzolla and M. Tamburrini, Journal of Quantum Electronics, vol. 22, n. 3 (1986)
17. F. Jeremie and al. J. Opt. Soc. Am. B, vol.14, n. 2 (1997)
18. I. Maurin, PHD Thesis, Paris VI University (2002)
19. M.C. Cox and al., Proc.-Sci. Meas. Tech., vol. 145, n. 4 (1998)
20. G.P. Agrawal and N.K. Dutta, "Long Wavelength semiconductor lasers", Von Nostrand Reinhold Company, New York (1986)
21. G. Yabre, Journal of lightwave technology, vol.14, n. 10 (1996)
22. C.H. Chang, L. Chrostowski and C.Chang-Hasnin, "Frequency response enhancement of injection-locked lasers", CLEO2003.
23. L. Chrostowski, C.H. Chang and C Chang-Hasnin, "Reduction of relative intensity noise and improvement of spur-free dynamic range of an injection locked VCSEL", LEOS2003.
24. E. Rosencher, B. Vinter, Optoélectronique, Masson, Paris, 1998 (in French); English translation: Optoelectronics, Cambridge University Press, 2002.

Robustness of synchronization of two semiconductor lasers: comparison between optical injection by a continuous or a chaotic wave

O. Vaudel, C. Guignard and P. Besnard

ENSSAT, GIS FOTON, Laboratoire d'Optronique (CNRS UMR6082), 6 rue de Kerampont, 22300 Lannion, France
Tel: 33 2.96.46.90.53 Fax.33 2.96.37.01.99 pascal.besnard@enssat.fr

Abstract: Synchronization of chaotic signals is studied when the chaos is generated through optical injection. The use of optical injection enables a strict comparison when a continuous or a chaotic wave seeds the laser.

OCIS codes: (140.5960) semiconductor Lasers, (140.3430) Laser theory.

Chaotic synchronization can be realized with the help of two semiconductor lasers, by feeding one (Slave) with the help of another one [1]. The chaotic of this last is generated through optical feedback. All these experiments describe high dimensional chaos brought by a delayed system. The general idea is then to inject light from an external cavity Laser (ECL) into a second laser with or without an extended cavity. Similar experiments have been realized with fiber laser [2]. This type of synchronization is sometimes compared to optical injection, at least theoretically. But up to now, no direct experimental comparisons have been presented.

In this communication, we propose a scheme where a low dimensional chaos is produced by optical injection (a master laser feeds a first laser

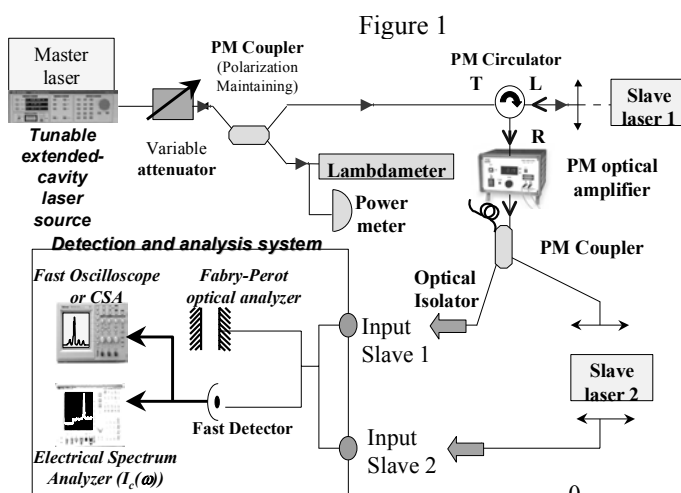


Figure 1

(slave 1)). This coupled system is used to feed a second slave as shown in figure 1. This scheme enables a direct comparison to the injection by a continuous wave and with theoretical simulations if the dimension of the chaotic attractor remains low and the bandwidth small (oscilloscope with 5 GHz bandwidth). Moreover, this set-up

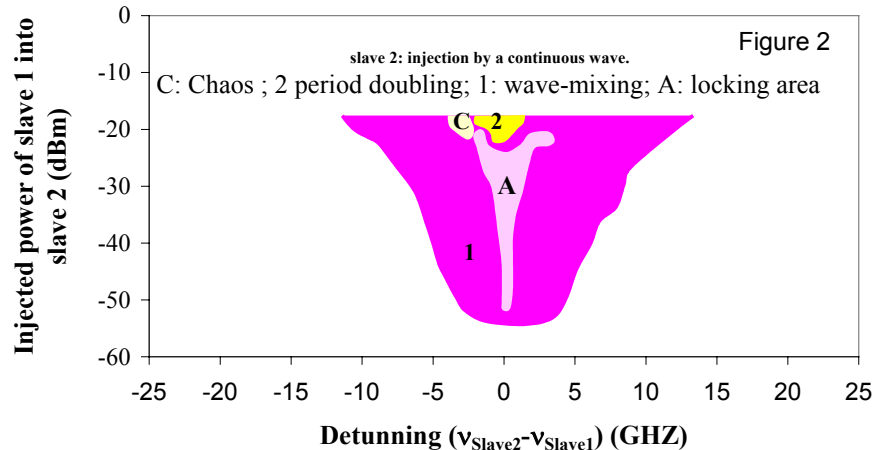


Figure 2

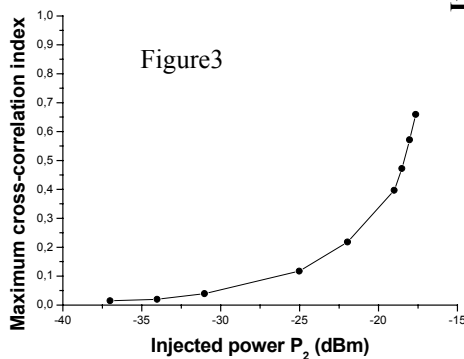


Figure 3

permits a complete control of the operating points of master, slave 1, and slave 2 so that correlation map can be experimentally drawn. In this communication, we show that the synchronization is reached not only in the locking range but also in the wave-mixing area (zone 1 in figure 2) and that at least -20 dBm should be injected to reach synchronization (correlation equal to 0.7 as shown in figure 3).

References :

- [1] J. Ohtsubo, IEEE J. of Quantum, Vol. 38, NO. 9, pp. 1141-1154 Sept. 2002.
- [2] V. Annovazzi-Lodi, S. Merlo, M. Norgia and A. Scirè, IEEE J. of Quantum, Vol. 38, NO. 9, pp.1171-1177 Sept. 2002.
- [3] C. Guignard, S. Blin and P. Besnard "New scheme for the synchronization of low dimensional chaos" poster EC1M CLEO EQEC Munich 2003.

SYNCHRONIZATION MAP OF TWO UNI-DIRECTIONALLY COUPLED CHAOTIC SEMICONDUCTOR LASERS

Olivier Vaudel, Céline Guignard, and Pascal Besnard

ENSSAT,

GIS FOTON, Laboratoire d'Optronique (CNRS UMR6082),

6 rue de Kerampont, 22300 Lannion,

France

pascal.besnard@enssat.fr

Abstract

Optical injection exhibits different behaviors like frequency locking, wave mixing, relaxation regimes, period doubling, and chaos. The main parameters used in experiments are the optical injected power P_i from the master and the optical frequency difference between the slave and the master frequency, called the detuning $\Delta\nu$. Usual values for $\Delta\nu$ and P_i are in the respective intervals [-100,+100 GHz] and [-50 dBm, 0 dBm] ([100 nW, 1 mW]). In an injected power-detuning chart (P_i - $\Delta\nu$), a map can be drawn to show in a glance these different regimes. Optical injection is also the fundamental process, employed for the synchronization of two uni-directionally-coupled chaotic semiconductor lasers. The chaos is generally brought by optical feedback and has a high dimensionality. The general idea is to inject light from a master external cavity laser (ECL) into the cavity of a second laser in order to duplicate the temporal behavior of the master. We propose here an optical set-up, which enables the synchronization of two lasers exhibiting low dimensional chaos. This scheme permits to analyze more easily, in the injected power-detuning map, the degree of correlation between the two synchronized lasers, as well as to have a strict comparison with the optical injection by a continuous wave signal. The robustness of synchronization with respect to the detuning and the injected power can be thus evaluated.

Key words

Laser, synchronization, chaos, optical injection.

1 Introduction

A few years after the first experimental demonstration of a laser by Maiman (Maiman, 1960), Stover presented an optical injection experiment with gas lasers (Stover and Steier, 1966). The signal of a master laser is seeded into a second one called the slave.

When the frequencies of both lasers are close together and the injected power is high enough, the slave laser gets the spectral properties of the master one in terms of frequency and linewidth. This property has been widely used in the case of spectral purity transfer (Erickson and Szabo, 1971) by scientists to obtain tunable, powerful and narrow linewidth lasers for various applications such as telecommunication, spectroscopy or metrology. Optical injection experiments using semiconductor lasers were first made in 1982 (Lang, 1982) and shows asymmetric locking area (Petitbon *et al.*, 1988) and bistability (Kawaguchi *et al.*, 1985). Many phenomena have been classified (Lang, 1982; Gavrielides *et al.*, 1997; Simpson *et al.*, 1997; Bondiou *et al.*, 1998; Blin *et al.*, 2003) following the control parameters which are essentially the injected power P and the detuning $\Delta\nu$ between the master and slave frequencies ν_m, ν_s . Usual values for $\Delta\nu$ and P_i are in the respective intervals [-100,+100 GHz] and [-50 dBm, 0 dBm] ([100 nW, 1 mW]). Analysis (Wieczorek *et al.*, 1999; Wieczorek *et al.*, 2003) using bifurcation theory of the Lang and Kobayashi model (Lang, 1982) leads to good agreement with those observations. General results are usually presented in the injected power-detuning chart (P_i - $\Delta\nu$), for which the different colors of this map show in a glance the different regimes (Simpson *et al.*, 1997; Bondiou *et al.*, 1998; Wieczorek *et al.*, 1999; Blin *et al.*, 2003). In those descriptions, the slave is fed by a continuous wave.

Experiments using chaotic injected signals have gained in interest in the recent years to study the synchronization of chaos. It consists in studying the behavior of a slave when the temporal output of an ECL master is chaotic. The chaos is generated through optical feedback. The general idea is to inject light into a second laser with the same strength κ as the one used to realize the feedback of the master. In that way, if the master optical field $E(t)$ is interacting with a delayed term $\kappa E(t - \tau)$, the slave cavity will be fed with

a field $\kappa E(t)$, duplicating the extended cavity of the master. The slave is usually also submitted to optical feedback, having the same characteristics as the one of the master (Ohtsubo, 2002). Two types of synchronization have been identified:

The injected laser completely synchronizes with anticipation (with a time lag corresponding to the round-trip EC time), as explained formerly.

The injected synchronizes with no anticipation (isochronous). This last type is more robust to variations of parameters than the first one.

First experiments were made with semiconductor lasers (Ohtsubo, 2002) and similar experiments have been realized with fiber lasers (Annovazzi-Lodi *et al.*, 2002). All these experiments used high dimensional chaos brought by a delayed system, which is required to secure chaotic communications (Goedgebuer *et al.*, 1998; Udaltsov *et al.*, 2001).

In this communication, we present our first results using a scheme (Guignard *et al.*, 2003) where a low dimensional chaos is produced with semiconductor lasers. The idea is to realize a chaotic master through optical injection so that it requires to cascade three lasers with approximately the same wavelength as shown in figure 1. If this last property is at first view of poor interests for applications because of the low dimension chaos, this scheme has many advantages for the fundamental aspects as we can fix the different operating points of the slave and of the master lasers. We can also choose the central frequency of the chaotic band by adjusting the bias current and real time analysis is possible with an oscilloscope of 5 GHz bandwidth. Finally, this experiment enables a direct comparison with optical injection by a continuous-wave and with theoretical simulations of this low-dimensional system. Note that this set-up has been tried out without success by Chen (Chen and Liu, 2005). The authors never succeeded to get chaos synchronization by cascading two optical injections. They named the tree cascaded lasers: master laser diode, transmitter laser diode, and receiver laser diode. In order to obtain synchronization, they were compelled to inject inside the receiver cavity, photons from both the two first lasers, the master and the transmitter. In this paper, we prefer to call them: Reference Laser (RL), Master Laser (ML) and Slave Laser (SL) as we have a strict unidirectional coupling from the reference laser towards the master laser, and from the master towards the slave (see figure 1). Our experiment is then different from synchronization using optical feedback or from the one described in reference (Chen and Liu, 2005). We think that this proposal could be interesting to study the robustness of synchronization to the variations of parameters (Kouomou *et al.*, 2004). The paper is organized as follows. In a first part, we describe the general properties of optical injection while in a second one, we give first results on synchronization obtained with our experimental set-up and in the

last part, we draw some conclusions.

2 General overview of optical injection

Optical injection exhibits different behaviors like frequency locking, wave mixing, relaxation regimes, period doubling, and chaos. We give a short overview of them in this paragraph.

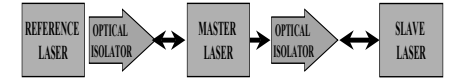


Figure 1. Schematic sketch of the experimental set-up for the synchronization of chaos

2.1 Optical injection experiment

Figure 2 displays a sketch of our experiment: the wavelength is at $1.55 \mu\text{m}$, the lasers are of the type used in optical telecommunication (semi-conductor Distributed FeedBack and Fabry-Perot lasers), and all components are fibred. This mounting allows a perfect reproducibility of the results and becomes very stable when it is properly isolated in an acoustic box. Experimental results are obtained either by fixing the detuning and varying the injected power thanks to a programmable attenuator, or by fixing the injected power and varying the detuning. The different pieces of the equipment are managed by a computer which records also the data. The master laser is a commercially available, single mode tunable semi-conductor laser which delivers a power up to 3 mW . The master interface includes a high coefficient isolator (70 dB isolation) that ensures unidirectional coupling (injection) from the master to the slave. Experimental results are obtained either:

- by fixing the detuning and varying the injected power thanks to a programmable attenuator and a Polarization-Maintaining (PM) optical amplifier (+18 dBm),
 - or by fixing the injected power and varying the detuning thanks to the tunable source with a precision of 1 picometer.
- Moreover the use of a PM amplifier enables to attain unprecedented optical injected power (5 dBm).

2.2 Classification of the different regimes

Different dynamics can be shown as observed by the map presented in figure 3. All these regimes have been largely commented. Regions are shown where the following different phenomena appear:

- 1- Figure 4 shows an example of optical spectra taken with a Fabry-Perot analyzer in the case of frequency locking where the frequency detuning is 10 GHz: upon injection, the resonance frequency of the slave

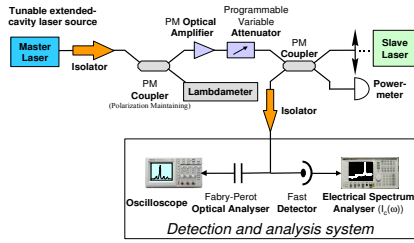


Figure 2. Sketch of the experimental set-up

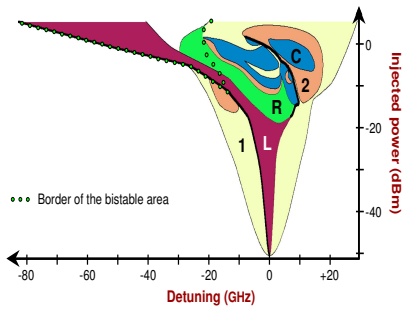


Figure 3. An example of map in the injected-power frequency chart showing regions of frequency locking **L**, wave-mixing **I**, relaxation **R**, period doubling **2** and chaos **C**. The current of the slave was set at 4 times its current threshold (its output power is equal to 5.2 dBm). The injected power varies between -50 and 5 dBm and the frequency detuning between -80 and 30 GHz. Bistability is not shown in this figure.

disappears and its power is transferred to the incoming field. One sees from figure 3 that this effect can be obtained for large detuning, especially for negative detunings. Areas of frequency locking appear, not only around the central zero detuning, but also as islands between chaotic and wave-mixing regions. This phenomenon is accompanied by a purity transfer: the linewidth of the slave Γ_s adjusts itself to that of the master which is, here, $\Gamma_m = 100$ KHz.

2- When the detuning is varied, wave-mixing occurs before encountering locking. An "image" frequency $\nu_s - (\nu_m - \nu_s)$ is generally generated, symmetric of ν_m with respect to ν_s . Figure 5 shows the Fabry-Perot spectrum of this image (together with a pushing effect) at -6.3 GHz when $\Delta\nu = 6.3$ GHz. The

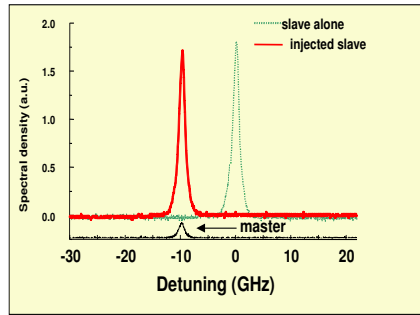


Figure 4. Frequency locking manifests itself by a transfer of the energy of the slave laser from its own frequency toward that of the injected field. Here, the master frequency (lower trace) is detuned by -10 GHz with respect to that of the free slave (right trace). Upon injection, the eigenfield component of the slave disappears.

electronic spectrum shows the beating peak at 6.3 GHz.

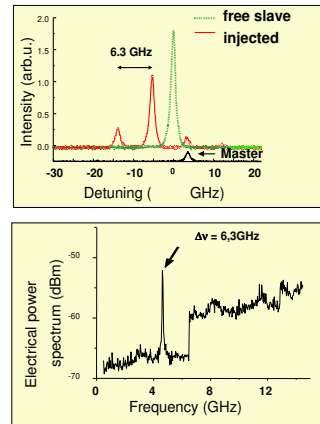


Figure 5. The wavemixing regime generates an "image" of the amplified signal at the master frequency with respect to the one of free-running slave. On the top chart, the Fabry-Perot spectra reveals three lines for the injected laser: one approximately at ν_s , the free slave frequency, another at ν_M the master frequency and the last one at $(\nu_s - \nu_M)$ a frequency which is the image of the master frequency with respect to that of the slave frequency. On the bottom chart, a beating between these components is observed at 6.3 GHz with the help of an Electrical Spectrum Analyzer (ESA).

3- Frequency generation effects through interaction

with the oscillation frequency can generally be observed in region noted **2** in figure 3. An illustration of such period doubling is given in figure 6 where the optical and electronic spectra are shown. In region noted **R** on figure 3, the spectral range separating two lines are exactly equal to the relaxation frequency of the coupled laser.

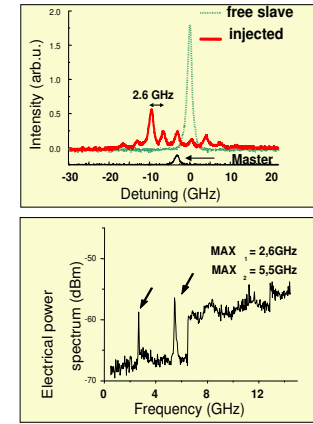


Figure 6. The wavemixing regime generates an "image" as in figure 5. However the relaxation frequency is exactly equal to the half of the detuning ($\nu_s - \nu_M$), which leads to the appearance of period doubling as shown by the Fabry-Perot spectra on the left. The right chart reveals this period doubling through the spectrum from the E.S.A.

4- Chaos can occur in region noted **C** in figure 3. An illustration of this effect is given in figure 7 where a broad band could be assimilated to noise. Here both spectra are widened.

5- Bistable domains can be observed on the negative detuning side in the vicinity of the border of a region when one of the control parameter P_{inj} or ν_m is increased and then decreased. This change in the laser system does not occur for the same value of P_{inj} or ν_m . It happens only when the limit of the region is abrupt ("flip" regime, as opposed to the smooth transition, bold line in figure 3). Such huge bistable regions will be detailed elsewhere.

3 Synchronization of two uni-directionally coupled chaotic semiconductor lasers

In this part, we give first results when the injected signal is chaotic and not continuous as described in the former paragraph.

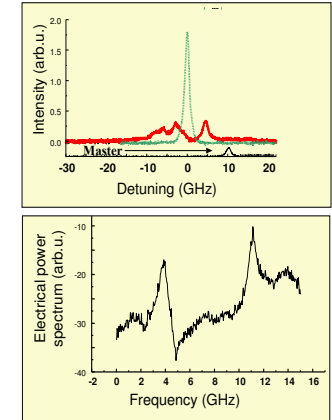


Figure 7. The chaotic regime generates wide optical and electrical spectra.

3.1 Experimental set-up

The experimental set-up is detailed in figure 8. Three lasers are used to study the synchronization. As shown previously in the optical injection by a continuous wave (figure 2), a tunable reference laser fixes the operating point of the master laser on a map similar to figure 3. Its output is injected inside the slave cavity. Powers of both injected signals are controlled thanks to PM optical amplifier and attenuator. The frequency of the master is adjusted by the temperature controller. Temporal and spectral analysis are made simultaneously for the master and the slave, using a fast real-time oscilloscope (LeCroy Wavemaster 8500), a spectrum analyzer (HP8593E), a Fabry-Perot interferometer (FSR 135 GHz or 10 GHz with a finesse of 100) and an optical spectrum analyzer.

3.2 Experimental results

First observations are made when the injected power and the frequency of the reference laser are fixed so that the master is operating in the region **C** (as shown in figure 3). Figure 9 gives the map of the slave for pump current at 1.5 its threshold, when the detuning between the master and slave frequencies as well as the injected power are varied. Dashed area describes the region for which one can observe synchronization. The upper limit of dashed area corresponds to the maximum power available for the configuration of the experimental set-up, which is limited by the specific mounting. The synchronization is clearly realized over the whole wave-mixing area, which indicates that the synchronization is not only limited to the locking area as often assumed. Chaotic behavior can be observed in crossed dashed area with a lower degree of correlation.

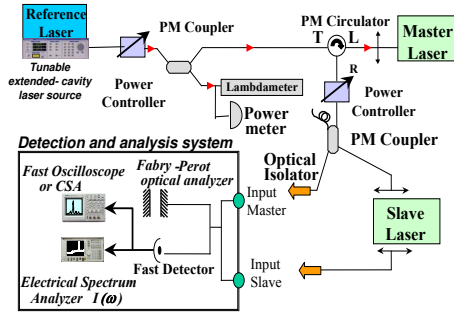


Figure 8. Three lasers are used to study the synchronization of two lasers. The tunable reference laser fixes the operating point of the master laser on a map similar to figure 3. Its output is injected inside the slave cavity. The powers of both injected signals are controlled thanks to PM optical amplifier and attenuator. The frequency of the master is adjusted by the temperature controller. Temporal and spectral analysis are made simultaneously for the master and the slave.

It can be measured by introducing the following inter-correlation coefficient:

$$c = \max \left(\frac{\sum_i (s_i - \bar{s})(m_i - \bar{m})}{\sqrt{\sum_i (s_i - \bar{s})^2} \sqrt{\sum_i (m_i - \bar{m})^2}} \right) \quad (1)$$

where s (m) is the slave (master) sampled signal. Figure 10 shows the dependence of the intercorrelation

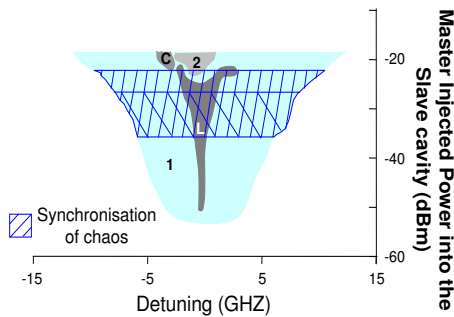


Figure 9. Map of the slave for pump current at 1.5 its threshold. Dashed area is a region for which one can observe synchronization. Chaotic behavior occurs in crossed dashed area with a low correlation. The upper limit of dashed area corresponds to the available maximum power.

coefficient c on the injected power for a null detuning

between the master and the slave. A power of $20 \mu W$ or -17 dBm is necessary to reach a correlation degree of 0.7. Weak synchronization can be observed for injected power as low as -37 dBm ($0.2 \mu W$). This quantity is comparable to the power necessary to quit the amplifying regime of optical injection and reach the locking area (Blin *et al.*, 2003). At this low level injection, the

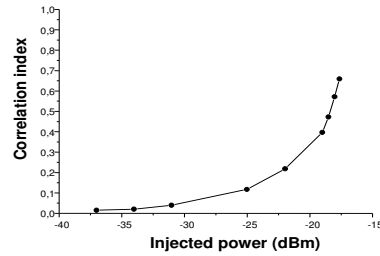


Figure 10. Dependence on the injected power of the intercorrelation coefficient between the master and the slave for a null detuning.

optical spectra is almost unaffected while the optical power density becomes progressively more and more noisy along with the injected power, as shown in figure 11. Changing the operating point of the master by varying the frequency or the injected power of the reference laser will enable the synchronization of chaos as far as the master is running in a chaotic regime. This property is illustrated in figure 12, for which case, the detuning between the slave and the master is set at 5 GHz and the injected power by the master is -29 dBm. The green dashed area indicates operating points of the master, which lead to a chaotic regime of the slave. It corresponds roughly to the area of chaos for the master. This property, which is self-evident, could lead to more difficult interpretations when the injected power is increased. For example, if the slave is operating in a chaotic regime for optical injection by a continuous-wave master, it will keep on running chaotically whatever the regime of the master is (free-running, chaotic, CW, periodic...)

4 Conclusion

We have proposed in this paper first results on synchronization of two unidirectionally coupled semiconductor lasers when the output of the master is chaotic and not continuous. Contrary to the usual practice, the chaos is not generated by optical feedback but by optical injection. It enables us to show that chaotic synchronization corresponds to the wave-mixing area and that the degree of correlation between the chaos of the master and the slave, is increasing along with the injected power. The robustness of synchronization

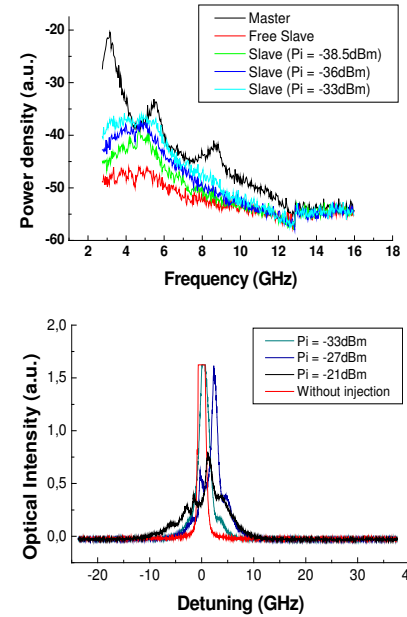


Figure 11. Evolution of the power density of the slave optical signal in the microwave range [0-16 GHz] when the injected power is increased. Bottom chart: Fabry-Perot spectra

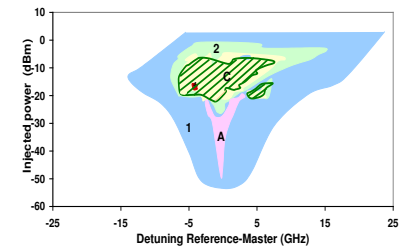


Figure 12. Map of the master when the frequency and the injected power of the reference laser are varied. The dashed green area indicates a chaotic behavior of the slave when the detuning between the slave and the master is fixed at 5 GHz and the injected power by the master is -29 dBm.

with respect to the detuning and the injected power can be thus evaluated and detailed in terms of correlation. Further developments concern the comparison to numerical simulations.

References

- Annovazzi-Lodi, V., Merlo, S., Norgia, M. and Scirè, A. (2002). Characterization of a chaotic telecommunication laser for different fiber cavity lengths. *IEEE J. of Quantum* **38**(9), 1171–1177.
- Blin, S., Guignard, C., Besnard, P., Gabet, R., Stéphan, G. M. and Bondiou, M. (2003). Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers. *Comptes Rendus de Physique Elsevier Semiconductor lasers/Lasers semiconducteurs* **4**(6), 687–700.
- Bondiou, M., Gabet, R., Besnard, P. and Stéphan, G. M. (1998). Optical bistabilities in injected semiconductor lasers. In: *Proceedings Laser '97*. New Orleans, USA.
- Chen, H-F. and Liu, J-M. (2005). Unidirectionally coupled synchronization of optically injected semiconductor lasers. *IEEE J. Sel. Topics in Quant. Electron.* **10**(5), 918–926.
- Erickson, L. E. and Szabo, A. (1971). Spectral narrowing of dye laser output by injection of monochromatic radiation into the laser cavity. *Appl. Phys. Lett.* **18**(10), 433–435.
- Gavrielides, A., Kovanis, V., Varangis, A. M., Erneux, T. and Lythe, C. (1997). Coexisting periodic attractors in injection-locked diode lasers. *Quantum and Semi-classical B. Optics* **9**, 785.
- Goedgbeuer, J.-P., Larger, L. and Porte, H. (1998). Optical cryptosystem based on synchronization of hyper-chaos generated by a delayed feedback tunable laser diode. *Phys. Rev. Lett.* **80**(3), 2249–2252.
- Guignard, C., Blin, S. and Besnard, P. (2003). New scheme for the synchronisation of low dimensional chaos. In: *CLEO EQEC*. Munich june 2003. p. Poster.
- Kawaguchi, H., Inoue, K., Matsukoa, T. and Otsuka, K. (1985). Bistable output characteristics in semiconductor lasers injection locking. *IEEE J. Quantum Electron.* **21**(9), 1314–1317.
- Koumou, Y. C., Colet, P., Gastaud, N. and Larger, L. (2004). Effect of parameter mismatch on the synchronization of chaotic semiconductor lasers with electro-optical feedback. *Phys. Rev. E.* **86**(5), 6226–6241.
- Lang, R. (1982). Injection locking properties of a semiconductor laser. *IEEE J. Quantum Electron.* **18**(6), 976–983.
- Maiman, T. H. (1960). Optical and microwave-optical experiments in ruby. *Phys. Rev. Lett.* **4**, 564–566.
- Ohtsubo, J. (2002). Chaos synchronization and chaotic signal masking in semiconductor lasers with optical feedback. *IEEE J. of Quantum* **38**(9), 1141–1154.
- Petitbon, I., Gallion, P., Debarge, G. and Chabran, C. (1988). Stability of an injection-locked dfb 1.5 μ semiconductor laser. *IEEE J. Quantum Electron.* **24**(2), 148–154.

- Simpson, T. B., Liu, J. M., Huang, K. F. and Tai, K. (1997). Nonlinear dynamics induced by optical injection in semiconductor lasers. *Quantum and Semiclassical B. Optics* **9**, 765–784.
- Stover, H. and Steier, W. (1966). Locking of laser oscillators by light injection. *Appl. Phys. Lett.* **8**(4), 91–93.
- Udaltsov, V. S., Goedgebuier, J.-P., Larger, L. and Rhodes, W. T. (2001). Optical cryptosystem based on synchronization of hyperchaos generated by a delayed feedback tunable laser diode. *Phys. Rev. Lett.* **86**(9), 1892–1895.
- Wieczorek, S., Krauskopf, B. and Lenstra, D. (1999). A unifying view of bifurcations in a semiconductor laser subject to optical injection. *Opt. Commun.* **172**, 279–295.
- Wieczorek, S., Simpson, T. B., Krauskopf, B. and Lenstra, D. (2003). Bifurcation transitions in an optically injected diode laser: theory and experiment. *Opt. Commun.* **215**, 125.

LARGE BISTABILITÉ DANS UN LASER INJECTÉ

Olivier VAUDEL, Pascal BESNARD
 Laboratoire d'optronique FOTON/ENSSAT
 6, rue de Kerampont
 BP 80518 - 22305 LANNION Cedex
 pascal.besnard@enssat.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons dans cette communication le fonctionnement d'un laser à semi-conducteurs injecté. Nous mettons numériquement en évidence et pour la première fois à notre connaissance de larges bistabilités. Ces résultats numériques sont en bon adéquation avec des résultats expérimentaux antérieurement obtenus [1].

MOTS-CLEFS : *laser à semi-conducteurs, injection optique, bistabilité, simulation*

1. INTRODUCTION

L'injection optique dans les lasers ouvre la voie à de nombreuses applications, tant dans la métrologie [2] que dans les télécommunications [3]. Une de ces applications possibles est la création de mémoires optiques grâce à l'utilisation des bistabilités présentes dans un système d'injection optique.

Après avoir rappelé les résultats expérimentaux obtenus sur un laser à semi-conducteurs injecté, nous montrons ici, pour la première fois à notre connaissance, qu'il est possible de mettre numériquement en évidence la présence de ces bistabilités.

2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Une injection optique consiste en l'injection du signal d'un premier laser dit *maître*, dans un second laser dénommé *esclave*. Le laser maître est un laser accordable en longueur d'onde qui, associé à un couple amplificateur optique-atténuateur, permet de fixer les paramètres de l'injection optique que sont le désaccord et la puissance injectée. Le désaccord est l'écart entre la fréquence optique du laser maître et celle du laser esclave libre, *i.e.* sans injection. Le laser esclave utilisé est un laser à contre-réaction répartie InGaAsP massif à double hétérojonction et à ruban enterré.

La figure 1 montre le principe d'une telle injection optique. Notons ici l'importance de l'isolateur optique permettant d'éviter toute perturbation du maître par l'esclave.

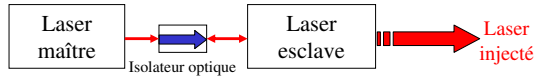


Fig. 1: Principe d'une injection optique

L'étude du fonctionnement du laser injecté est expérimentalement effectuée grâce à un analyseur de spectre optique Fabry-Perot de résolution 1,5 GHz et un analyseur de spectre électrique associé à un détecteur rapide.

Les différents modes de fonctionnement d'un laser injecté ont déjà été étudiés [4, 5, 6]. Il est d'usage de les tracer expérimentalement dans un plan désaccord-puissance injectée. La figure 2 montre un exemple de ces cartographies pour le laser esclave polarisé à quatre fois son courant de seuil.

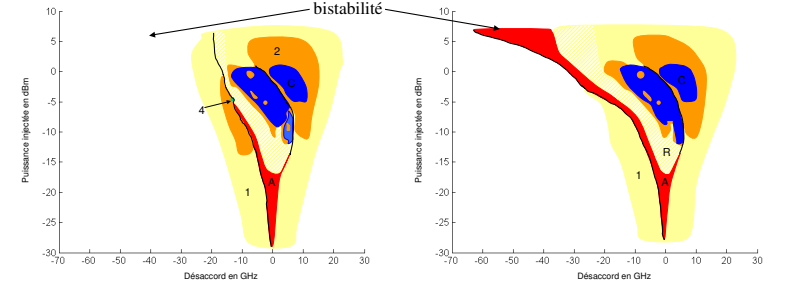


Fig. 2: Cartographie expérimentale du laser polarisé à quatre fois le seuil.

À gauche, désaccord croissant ; à droite, désaccord décroissant.

La cartographie de gauche est réalisée pour un désaccord croissant, *i.e.* en augmentant la fréquence du laser maître alors qu'à droite, la cartographie est réalisée pour un désaccord décroissant. Les zones d'accrochage total sont repérées par la lettre «A», les zones de mélange d'ondes par «1», «2» et «4» et celles de chaos par «C». Cette figure fait également clairement apparaître la présence de bistabilités pour le laser injecté.

3. SIMULATIONS NUMÉRIQUES

Nous présentons maintenant la simulation numérique du laser à semi-conducteurs optiquement injecté. Le système d'équations normalisées décrivant l'évolution du champ électrique complexe E et de la densité de porteurs normalisée Δn est le suivant :

$$\begin{cases} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{2\tau_c} \left[g_d \frac{\Delta n + 1/n_{sp}}{1+\varepsilon I} - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] E + \frac{i\alpha}{2\tau_c} \left[g_d \left(\Delta n + 1/n_{sp} \right) - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] E + \kappa E_{inj} \\ \frac{d\Delta n}{dt} = \frac{1}{\tau_e} \left[j_b - \Delta n - \tau_e G_N \frac{\Delta n + 1/n_{sp}}{1+\varepsilon I} \right] \end{cases}$$

Il est adapté du modèle de LANG et KOBAYASHI pour tenir compte de la contribution de l'injection optique κE_{inj} .

Ces équations, une fois intégrées en prenant comme conditions initiales des conditions similaires à l'expérience, permettent alors de tracer des cartographies numériques représentant le fonctionnement du laser. De telles cartographies sont présentées sur la figure 3.

Sur cette figure, seules les zones d'accrochage total ont été reportées. On peut cependant observer un bon accord qualitatif des zones obtenues : le creux de relaxation est par exemple bien visible, tout comme la présence de bistabilités.

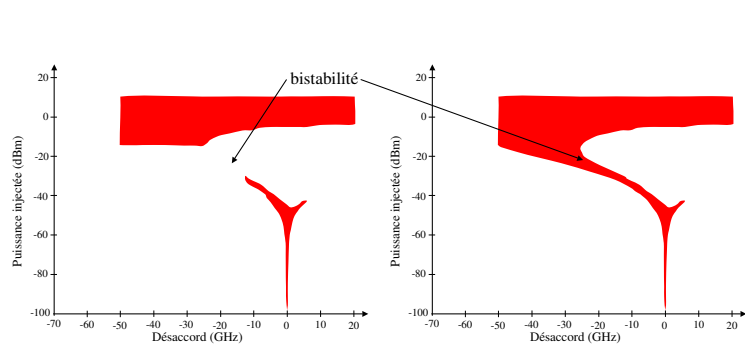


Fig. 3: Cartographie numérique du laser polarisé à quatre fois le seuil.
 À gauche, désaccord croissant ; à droite, désaccord décroissant.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nous avons montré dans cet article, après avoir rappelé le comportement expérimental d'un laser à semi-conducteurs optiquement injecté, qu'un modèle simple permettait de retrouver la forme des zones d'accrochage, mais aussi les zones de bistabilité observées expérimentalement et qui n'avaient jusque là été jamais mises en évidence lors de simulation.

Nous allons maintenant nous attacher à compléter les cartographies numériques présentées ici pour y faire figurer les zones de mélange d'ondes et de chaos. Cela nous permettra de pousser l'étude des lasers injectés, notamment pour des applications de synchronisation de chaos [7].

RÉFÉRENCES

- [1] S. Blin, P. Besnard, R. Gabet, G. Stéphane "Huge bistabilities at high optical injection level" Oral communication Postdeadline EP1-2-THU EQEC I Munich June 2003.
- [2] P. Gallion *et al*, "Contribution of Spontaneous Emission to the Linewidth of an Injected-Locked Semiconductor Laser," *Electronics Letters* **21**, pp. 626–628, 1985.
- [3] G.-H. Duan *et al*, "40 GHz all-optical clock recovery using polarization insensitive distributed Bragg reflector lasers," *Proceedings of CLEO*, Baltimore (USA), 2003. Papier CThQ5.
- [4] F. Morgensen *et al*, "Locking conditions and stability properties for a semiconductor laser with external light injection," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **21**, pp. 784–793, Juillet 1985.
- [5] Stéphane Blin, Céline Guignard, Pascal Besnard, Renaud Gabet, Guy Michel Stéphane, Marc Bondiou "Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers," invited paper, in *Semiconductorlasers/Lasers semiconducteurs*, Comptes Rendus de Physique Elsevier on behalf of Académie des Sciences, tome 4 fascicule 6 pp 687-700 July 2003.
- [6] S. Wieczorek, B. Krauskopf and D. Lenstra, "A unifying view of bifurcations in a semiconductor laser subject to optical injection" *Opt. Commun.* **172**, (1999) 279.
- [7] G. D. VanWiggeren and R. Roy, "Communication with Chaotic Lasers," *Science* **279**(5354), pp. 1198–1200, Février 1998.

FAIBLE LARGEUR DE RAIE ET PERFORMANCES DE LASERS MONOLITHIQUES MONODES A FAIBLES COUTS DE REVIENT

Céline Guignard¹, Olivier Vaudel², Julien Poette², Brian Kelly³, Liam Barry¹, Pascal Besnard² et James O’Gorman³

¹ Research Institute for Networks and Communications Engineering,
Dublin City University, Glasnevin, Dublin 9, Ireland

² FOTON-ENSSAT
6 rue de Kerampont, BP 80518 22305 LANNION cedex

³ Eblana Photonics Ltd, Unit 32, Trinity Enterprise Centre, Dublin 2, Ireland
guignard@eeng.dcu.ie

RESUME

Les lasers à modes discrets sont obtenus à partir d’une structure Fabry Perot sur laquelle des perturbations de l’indice de réfraction ont été introduites. Nous montrons dans cette communication les propriétés remarquables de ces lasers monomodes : un courant de seuil de la dizaine de mA, une faible largeur de raie de la centaine de kHz, associée à des fréquences de relaxation de l’ordre du GHz, un bon taux de suppression de modes (> 40 dB) et un bruit d’intensité inférieur à -130 dB/Hz. De telles performances combinées au faible coût de revient devrait ouvrir la voie à des applications variées.

MOTS-CLEFS : *lasers à semi-conducteurs, lasers monomodes, RIN, largeur spectrale.*

1. INTRODUCTION

L’extension des réseaux optiques jusqu’à la maison nécessite le développement de sources lasers monomodes bas coûts [1]. Les lasers DFB et les VCSELs sont, à l’heure actuelle, les lasers monomodes les plus utilisés. Le principal inconvénient des structures de type VCSEL est lié à la grande sensibilité de leur longueur d’onde d’émission aux variations d’épaisseur des différentes couches déposées par épitaxie, qui composent la structure. Ainsi, une variation de 1% dans l’épaisseur de ces couches entraîne un décalage de la longueur d’onde d’émission de 10 nm [2]. De telles contraintes rendent leur exploitation commerciale plus difficile, du fait de l’important coût de fabrication engendré. Les lasers DFB ont, quant à eux, permis d’établir de nombreux records en termes de bande passante, de largeur spectrale ou encore de sensibilité à la température, élargissant ainsi le spectre de leurs applications. Toutefois, leur fabrication repose sur, d’une part, la réalisation d’un réseau de diffraction à partir de techniques holographiques ou lithographiques ; et d’autre part sur la gravure de la zone active après reprise de croissance sur le réseau. Cette dernière étape, impliquant l’utilisation de techniques d’épitaxie, entraîne une certaine disparité dans les performances des lasers, contribuant ainsi à l’augmentation des coûts de fabrication de tels composants.

Dans cette communication, nous présentons les performances d’une nouvelle génération de lasers à semi-conducteurs monolithiques et monomodes, dits « à modes discrets », émettant à 1,55 μm et présentant une faible largeur spectrale. Ces lasers sont obtenus à partir de lasers Fabry Perot sur lesquels une structure de fentes est inscrite par lithographie. L’introduction d’une telle structure vient perturber l’indice de réfraction, altérant ainsi le seuil de chaque mode oscillant dans la cavité [4]. Cette technique de fabrication faible coût permet de favoriser un seul mode de la structure.

2. SPECTRE OPTIQUE ET MESURE DU BRUIT

Les lasers utilisés pour cette étude sont caractérisés par une longueur de cavité de 350 μm . Ils sont intégrés dans un module coaxial présentant un taux de couplage laser/fibre de l’ordre de 60%, i.e environ 2.2 dB de pertes de couplage. L’évolution de la puissance injectée en fonction du courant de polarisation (PI), à 25°C, est présentée sur la figure 1(a). Le courant de seuil de ces lasers est

typiquement de l’ordre de 15 mA. Le laser présenté ici est ainsi caractérisé par un courant de seuil de 15,6 mA associé à une efficacité de 0,09 W/A à 25°C. Les effets thermiques sont ressentis pour des courants de polarisation supérieurs à 100 mA. Le spectre optique typique est présenté sur la figure 1(b). Nous constatons alors qu’à 25°C, la longueur d’émission du laser est de 1549 nm à 4 I_{th} pour un taux de suppression de modes de 50,9 dB. De façon générale, des taux de suppressions de modes de plus de 40 dB sont obtenus avec les lasers à modes discrets, et ce même près du seuil (~1,01).

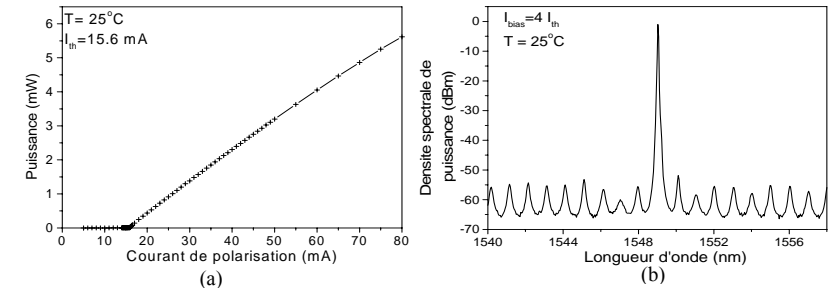


Figure 1 : (a) Caractéristique PI et spectre optique à 4 I_{th} (b) d’un laser à modes discrets.

Le bruit des lasers est une donnée importante pour de nombreuses applications. Dans cette communication, nous nous sommes uniquement intéressés au bruit en intensité, communément appelé par son acronyme anglais RIN (Relative Intensity Noise) et n’avons pas étudié le bruit de fréquence de ces structures. La Figure 2(a) présente donc l’évolution du RIN entre 1 MHz et 12 GHz, pour différents courants de polarisation. Le bruit observé au-delà de 10 GHz est lié à la bande passante du détecteur utilisé, qui est alors en limite de détection.

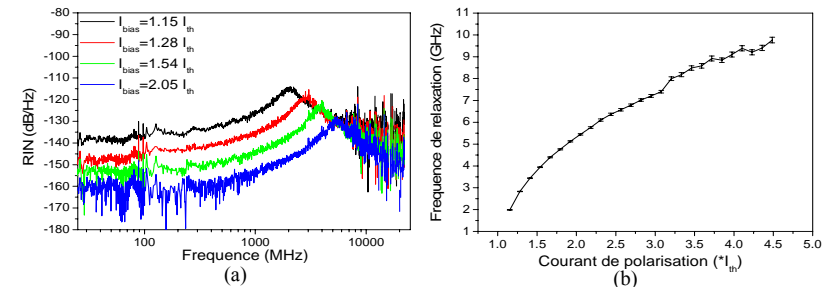


Figure 2 : (a) Mesure de RIN d’un laser à modes discrets pour différents courants de polarisation. (b) Evolution de la fréquence de relaxation du laser en fonction du courant de polarisation.

L’allure du spectre est celle classiquement observée avec des lasers à semi-conducteurs. Ainsi, le bruit diminue lorsque le courant de polarisation augmente. Lorsque le laser est polarisé à deux fois son courant de seuil, il possède, aux basses fréquences, un RIN d’environ -160 dB/Hz (la sensibilité limite du banc de mesure développé à l’UMR FOTON est de -170 dB/Hz +/- 0,5 dB/Hz pour 0 dBm reçu). Ce bruit augmente aux hautes fréquences pour atteindre un maximum de -130 dB/Hz aux environs de la fréquence de relaxation du laser. Nous avons déduit, à partir des mesures de RIN, la valeur de la fréquence de relaxation, dont l’évolution est donnée par la Figure 2(b). La fréquence de relaxation est comprise entre 2 et 10 GHz lorsque le laser est polarisé entre 1 et 4,5 fois son seuil. Notez que le léger « décrochage » de la courbe et la plus grande irrégularité des mesures, pour des

courants supérieurs à $3 I_{th}$, sont liés à un problème de calibration car il a fallu introduire un atténuateur, les puissances incidentes devenant trop importantes sur le détecteur.

3. MESURE DE LA LARGEUR SPECTRALE

De nombreux domaines d'application requièrent une grande pureté spectrale. La figure 3 présente l'évolution de la largeur spectrale de deux lasers à modes discrets en fonction du courant de polarisation. Cette mesure a été réalisée à l'aide d'une détection auto-hétérodyne (Advantest Q73321), caractérisée par une résolution de 20 kHz, et associée à un analyseur de spectre électrique.

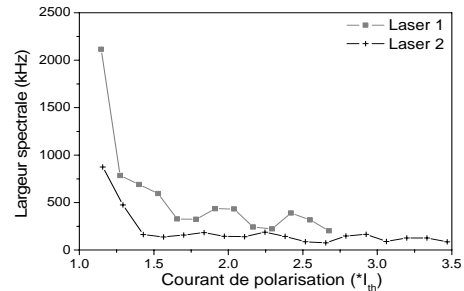


Figure 3 : Evolution de la largeur spectrale du laser en fonction du courant de polarisation.

La largeur spectrale de ces deux lasers décroît progressivement de 2.1 MHz à des valeurs inférieures à 500 kHz pour le laser 1 et de 900 kHz à moins de 200 kHz pour le laser 2. Bien que l'allure générale de ces courbes corresponde à l'évolution classique [3], dite de Schawlow-Townes, de la largeur spectrale en fonction du courant de polarisation, des oscillations inhabituelles sont observées sur les deux courbes. Ce phénomène n'est, pour l'instant, pas encore clairement expliqué. Il n'en reste pas moins que ces lasers présentent une largeur spectrale très inférieure à celle habituellement observée avec des lasers DFB (de l'ordre du MHz à la dizaine de MHz).

4. CONCLUSION

Nous avons présenté dans cet article les bonnes performances, en terme de courant de seuil, de bruit, d'un nouveau type de lasers à semi-conducteurs monomodes. Ces lasers, dits « à modes discrets », présentent également un taux de suppression de modes supérieur à 40 dB associé à une largeur de raie de la centaine de kHz. Ces composants bas coûts permettent donc d'atteindre des largeurs spectrales relativement fines pour une structure semi-conductrice, et ce sans mettre en œuvre des systèmes complexes, tels que des lasers à cavité étendue. De plus, ces lasers semblent présenter une bonne robustesse à la contre-réaction optique, ce qui permettrait de les utiliser sans isolateurs optiques. Nous avons déjà montré leur plus faible sensibilité à une perturbation externe comparativement à une structure classique Fabry-Perot ou DFB.

REFERENCES

- [1] K. Kurata, K. Yamauchi, A. Kawatani, A. Goto, N. Kimura, K. Higasikawa, S. Dohmae, H. Tanaka, and S. Ishikawa, "Low cost optical module packaging techniques for optical access network systems," *IEICE Trans.*, vol. E80-c, no. 1, pp. 98-106, 1997.
- [2] C. J. Chang-Hasnain, "Tunable VCSEL," *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 6, pp. 978-987, 2000.
- [3] G.M. Stephan, T.T. Tam, S. Blin, P. Besnard, M. Tetu, "Laser line shape and spectral density of frequency noise", *Physical Review A*, vol. 71, no. 043809, 2005.
- [4] L. F. DeChiaro, "Damage Induced Spectral Perturbations in Multilongitudinal-Mode Semiconductor Lasers," *Journal of Lightwave Technology.*, vol. 8, no. 11, pp. 1659-1669, 1990.

Numerical and Experimental Investigation of the Impact of Optical Injection on the Characteristics of a Gain-Switched Pulse Source

C. Guignard, A. Clarke, *Student Member, IEEE*, P. M. Anandarajah, *Member, IEEE*, O. Vaudel, L. P. Barry, *Member, IEEE* and P. Besnard, *Member, IEEE*

Abstract—A complete analysis of the impact of optical injection on the spectral and temporal quality of a gain-switched DFB pulse source is presented in this paper. A range of 10 GHz in detuning and 5 dB in injected power has been experimentally identified to allow pulse duration of the optically injected gain-switched DFB laser below 10 ps and TPSR higher than 35 dB. These features are associated with an SMSR around 30 dB and a timing jitter of less than 1 ps. These attributes demonstrate the feasibility of the use of optical injection in conjunction with appropriate pulse compression schemes for developing an optical pulse source, based on a gain-switched DFB laser that has the necessary characteristics in terms of SMSR, TPSR, timing jitter, chirp and pulse duration for high-speed photonic systems.

Index Terms — Semiconductor lasers, Optical pulse generation, Gain-switching, Optical injection.

I. INTRODUCTION

SEMICONDUCTOR lasers are key components to develop short optical pulses suitable for applications such as optical sampling, soliton generation and time-division multiplexed (OTDM) communication systems. In fact, future terabit all-optical communication systems may be achieved by using Return-to-Zero (RZ) coding associated to an increase in the per-channel data rate by exploiting OTDM systems [1] or by using hybrid WDM/OTDM systems [2]. However, one of the major problems associated with the reduced channel spacing and increased line rate is the more stringent characteristics that are imposed on the transmitter performance in terms of repetition rate, pulsewidth, jitter, spectral side mode suppression ratio (SMSR), temporal pedestal suppression ratio (TPSR or extinction ratio) and chirp. Therefore, the design of an optimum optical transmitter is crucial, in that it has to be capable of generating pulses with adequate temporal and spectral purity for acceptable operation in high-speed optical communication systems. For example, to achieve bit

rates in excess of 80 Gbit/s requires pulse durations lower than 5 ps, with SMSR and TPSR higher than 30 dB [3], [4].

Picosecond pulse generation can be accomplished with many different techniques such as external modulation of a continuous-wave light signal [5], gain switching [6], and mode-locking [7]-[9]. In comparison to gain switching, active mode-locking requires expensive and complex techniques but is superior concerning the amplitude and timing jitter and the minimum width of the obtainable pulses. However, gain-switching (GS) of single-mode DFB lasers is recognized to be the simplest, reliable, and most attractive option to generate picosecond optical pulses for optical communication at high bit-rates [10]. While the advantages in employing the gain-switching technique are numerous, some of its major drawbacks are the degradation of a large chirp, the SMSR and a relatively large timing jitter, which is mainly attributed to spontaneous noise and pulse turn on dynamics [11], [12]. We have already demonstrated how the nonlinear chirp across the pulse can be used to compress the pulse and achieve transform-limited pulses by using a non-linearly chirped fiber Bragg grating [30]. The significant reduction of the SMSR under gain-switching conditions is due to the very large fluctuation in the photon density (caused by the laser being pulled below threshold), which results in side modes of the laser being strongly excited. As a consequence the SMSR of a GS DFB laser can be 25 dB lower in comparison to the usual SMSR (>30 dB) exhibited by DFB laser under continuous operation or direct modulation with modulation indices up to 80-90 %. Whereas timing jitter can be reduced by optimizing the bias condition [13], [14], improvement of the SMSR requires more sophisticated techniques. Self-seeding [15] and optical injection [16]-[19] have been demonstrated to be the most effective solutions to improve both the poor timing jitter and the SMSR of the generated pulses. However, optical injection is advantageous in comparison to self-seeding, in that it does not require any adjustment of the repetition frequency or external cavity length. Due to its possibility to improve laser performance for both digital and analog applications, injection locking of semiconductor lasers has been actively investigated during the past years [20]-[23]. It has been predicted theoretically and experimentally demonstrated that when a modulated follower laser (also termed “slave” laser) is locked to the

master laser, its performance can be improved, resulting in a larger bandwidth, smaller chirp, and less distortion.

In this paper, we propose to extend on the different works that have been published on the use of optical injection to optimize the timing jitter and the SMSR of GS DFB pulse source by presenting a numerical and experimental study of the impact of optical injection on the other key parameters (pulsewidth, TPSR and frequency chirp) for high-speed optical communication.

The paper is organized as follows. Section II focuses on the experimental characterization of the impact of optical injection on the fundamental parameters (TPSR, pulsewidth and frequency chirp) for optical communication purposes. In section III, the main trends observed experimentally will be numerically verified, using large signal simulations based on the rate equation formalism. Numerical mappings of the evolution of the TPSR and pulsewidth under optical injection will be presented. Finally, the results will be discussed in section IV.

II. EXPERIMENTS

A. Experimental setup

The experimental setup used for this study is shown in Fig. 1. All the components, except the package slave laser, are fiberized and Polarization-Maintaining (PM) so that the polarization of the injected field is controlled to ensure a constant coupling until the output of the circulator. And as the coupling fiber of the package slave laser is not PM, a polarization controller (PC) is used to align the polarization of the injected light onto the polarization of the laser field. This mounting allows then a good reproducibility of the results. However, the accuracy of the injected power strongly depends on the quality of the adjustment of the polarization of the injected light, which has to be transverse electric (TE). It has been demonstrated that if the light injected into the laser is in the transverse magnetic (TM) laser mode, then a 9 dB penalty is observed in the injected power when the slave is biased at $4 I_{th}$. This penalty drops down to 2.5 dB when the slave is biased around the threshold.

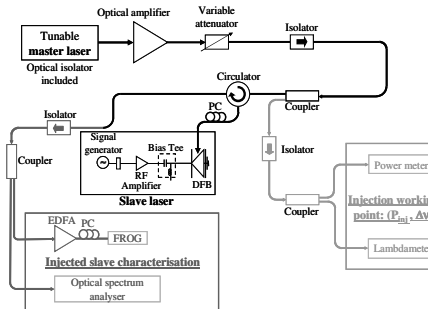


Fig. 1. Experimental setup

This experiment consists of a unidirectional coupling, imposed by the presence of an optical isolator, between two lasers: the signal of the first laser, called Master Laser (ML), is injected into the second laser, called the Slave Laser (SL) without affecting the ML. The ML is a commercially available, single mode tunable external cavity semiconductor laser, with a precision of 1 pm (125 MHz at 1550 nm), which gives out a power up to 3 mW. This power can be increased with the aid of a PM optical amplifier (+23 dB), which contains a high coefficient isolator (70 dB isolation) that ensures unidirectional seeding from the master to the slave. The SL, a commercially available NEL DFB laser contained within a hermetically sealed high-speed package, is gain-switched with the aid of a 10 GHz amplified sine wave. A bias tee is then used to combine the electrical RF signal with a DC bias ($2.5 I_{th}$) to enable gain-switching. The laser used is characterized by a 3 dB bandwidth of 20 GHz, and an output power of 4.7 dBm, both measured at a bias current of $3 I_{th}$. The resulting pulses generated were at a wavelength of 1551.54 nm.

During the experiment, the working point of the slave laser is considered to be fixed and the control parameters of interest are the power of the injected field, P_{inj} , and the frequency difference, or detuning $\Delta V = \nu_M - \nu_S$, between the master (ν_M) and the slave (ν_S) laser frequencies. Experimental results are obtained either by fixing the detuning and varying the injected power thanks to a programmable attenuator or by fixing the injected power and varying the detuning by changing the frequency of the ML (precision of $1 \text{ pm} \approx 125 \text{ MHz}$). In order to accurately analyze the injected signal, an optical spectrum analyzer characterized by a resolution bandwidth (RBW) of 0.07 nm (8.75 GHz at 1550 nm) and the Frequency Resolved Optical Gating (FROG) technique were used [24]. A short pulse Erbium Doped Fibre Amplifier (EDFA), specifically designed for the amplification of pulses with duration in the order of 2 ps (FWHM), is used before the FROG measurement setup to improve the signal-to-noise ratio of the measurement. This type of measurement allows an accurate characterization of the intensity and the chirp profile across the optical pulses from the gain-switched laser with and without external injection.

B. Improvement of the SMSR

As explained in the introduction, the goal of this paper is not to focus on how the optical injection affects the SMSR of the GS pulse source, as it is a well-known result [15]. However, during all the experiments, the impact of optical injection on the TPSR, the pulsewidth and the frequency chirp have been analyzed in the injection area where both the timing jitter and the SMSR of the pulse source matched the requirements of high-speed optical communication systems. So, in this section, we propose to briefly define the area of the study that is going to be presented in the rest of the paper.

C. Guignard, A. Clarke, P.M. Anandarajah and L.P. Barry are with RINCE, School of Electronic Eng., Dublin City University, Ireland (e-mail: liam.barry@dcu.ie).

O. Vaudel and P. Besnard are with FOTON-ENSSAT, CNRS UMR6082, 6 rue de Kerampont, BP 80518 22305 LANNION, France.

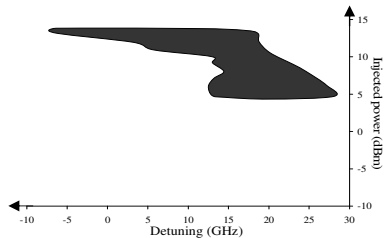


Fig. 2. Experimental map showing the area where an SMSR higher than 30 dB is achievable under optical injection.

Fig. 2 presents the range of injected power and detuning where the gain-switched pulse source exhibits an SMSR of at least 30 dB. The timing jitter of this source remains below 1 ps in this zone as illustrated by Fig. 3, which displays the non-averaged oscilloscope trace of the detected pulse obtained using a 60 GHz detector associated with a high-speed oscilloscope.

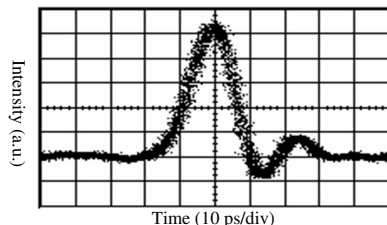


Fig. 3. Oscilloscope trace of the externally injected gain-switched pulse.

When there was no light injected, the optical bandwidth (FWHM) of the multimode spectrum (due to excitation of side modes) and the SMSR were 1.1 nm and around 5 dB respectively. The improvement of the SMSR is then observed for positive detuning and high injection power (>4 dBm). A wide tuning range of 25 GHz, ranging from -7 to 18 GHz with respect to the gain peak mode of the slave laser, was obtained with an SMSR better than 30 dB for an injection power of 13 dBm. However, from a practical point of view, an injection power around 7 dBm associated with a detuning of 20 GHz will be preferred since it offers a better stability. In fact, a range in detuning of 13 GHz (from 13 to 26 GHz) associated with a 6 dB range in injected power (from 4 to 10 dBm) is observed around this operating point.

However, as previously reported for gain-switched Fabry-Pérot lasers under self-seeding [25] or optical injection [26], the SMSR improvement is accompanied by a narrowing of the optical spectrum. From Fig. 4, one may notice that the spectral width monotonously decreases as the injecting power increases. For example, for a detuning of 19.4 GHz, the spectral width gradually decreases from 140 GHz without optical injection to 135 GHz for $P_{inj}=6$ dBm to 100 GHz for $P_{inj}=11$ dBm. The origin of this reduction of

the spectral width can be attributed to the reduced threshold gain induced by the optical injection field [6].

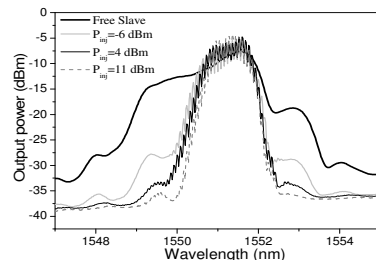


Fig. 4. Evolution of the optical spectrum of a gain-switched DFB pulse source submitted to optical injection (the detuning is fixed at 19.4 GHz).

C. Pulsewidth and TPSR under optical injection

The evolution of the pulsewidth under optical injection is an important parameter since the maximum bit rate achievable in OTDM systems is fixed by the pulsewidth of the source. Moreover, the performance of a short optical pulse source in high-speed optical communication systems also depends on the TPSR. It has been demonstrated that a TPSR of at least 30 dB [4] is required to prevent coherent interference noise between individual OTDM channels. In this section, the effect of optical injection on these two parameters is investigated.

Both the TPSR and the duration of the pulses are measured with the FROG. This equipment allows an accurate measurement of TPSR up to about 40 dB if the signal to noise ratio is sufficient.

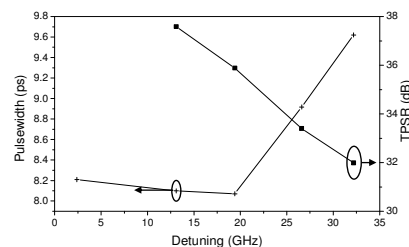


Fig. 5. Pulsewidth and TPSR evolution when the detuning is varied ($P_{inj}=5$ dBm).

The free-running laser is characterized by a pulse duration of around 7.5 ps without pedestals. But under optical injection, this pulsewidth increases with the augmentation of either the injected power or the detuning. From Fig. 5, we can say that a detuning under 20 GHz (with $P_{inj}=5$ dBm) has low impact on both the TPSR and the duration of the pulses since the pulsewidth remains under

8.2 ps and the TPSR remains higher than 35 dB. At detunings higher than 20 GHz, the pulsewidth increases linearly with the detuning, (~ 0.12 ps/GHz), whereas the TPSR level decreases by 0.3 dB/GHz.

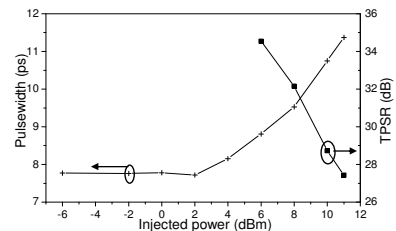


Fig. 6. Pulsewidth and TPSR evolution when the injected power is varied ($\Delta\nu=19.4$ GHz).

Fig. 6 highlights that the characteristics of the pulse are more sensitive to the variation of the injected power in comparison to the variation of the detuning. In fact, for injected powers higher than 2 dBm, the pulsewidth starts increasing exponentially and the TPSR decreases linearly with a slope of -1.4 dB/dBm. However, if the injected power remains below 8 dBm, pulses characterized by a duration under 10 ps and a TPSR of at least 31 dB are achieved. So, if the pulse can be compressed as outlined in the reference [30], such TPSR levels should permit to use this source in practical OTDM systems. But if the source is subjected to higher levels of injection, then coherent interference noise will be introduced between the different multiplexed channels due to the level of the pulse TPSR, which will result in the introduction of transmission penalties.

D. Chirp reduction

The pulsewidth itself is not sufficient to fully characterize and optimize a pulse source. The spectral quality of the pulse is also a crucial characteristic since frequency chirp across the pulse leads to a degradation of the performance of these pulses when used in practical optical communication systems [27]. Moreover, it is well known that the technique of gain-switching is associated with a poor spectral purity of the generated pulses. The direct modulation of the laser diode causes a time varying carrier density in the active region of the device, which causes a variation in the output wavelength from the laser during the emission of the optical pulse. This results in a large frequency chirp across the generated pulses. It has been demonstrated in the literature how this chirp can be used to compress the pulse using dispersion-compensating fiber [28], linearly [29] and non linearly [30] chirped fiber Bragg grating to obtain near transform-limited pulses. However, these techniques, and in particular the last mentioned, require a good knowledge of the shape and magnitude of the chirp. Chirp reduction under optical injection has been demonstrated experimentally by Mohrdiek et al. [31] via the

eye diagrams obtained with a transmission experiment with and without optical injection. But these experiments give no indication on either the shape of the chirp or the sensitivity of this chirp to the variation of the injection conditions. We improve on this work by proposing a full characterization of this chirp reduction as a function of injection level and detuning, using FROG measurements.

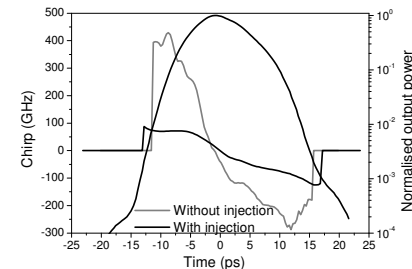


Fig. 7. Chirp reduction induced by optical injection ($P_{inj}=5$ dBm and $\Delta\nu=32.2$ GHz).

Fig. 7 presents the evolution of the frequency chirp when the laser is free-running and under optical injection. From this figure, we can notice that the pulse obtained from the free-running laser is characterized by a chirp becoming nonlinear in its wings, and a chirp magnitude of around 700 GHz. Under optical injection (Fig. 7 where a detuning of 32.2 GHz and a seeding power of 5 dBm have been considered), the chirp magnitude is reduced to only 200 GHz but the chirp remains nonlinear in the wings of the pulse.

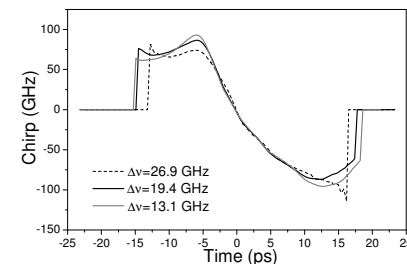


Fig. 8. Evolution of the chirp when the detuning is varied (the injection power is fixed around 5 dBm).

Fig. 8 presents the evolution of the frequency chirp when the detuning is equal to 26.9, 20 and 13.1 GHz, whereas the injected power is fixed at 5 dBm. Slight modifications of the nonlinear chirp across the pulse can be observed. If the injected power is varied, then important variations in the nonlinear chirp across the pulse appear, as illustrated by Fig. 9. These observations demonstrate that when pulse compression of an externally injected GS pulse source is

undertaken, the compression will be more dependent on the injection level than to the detuning.

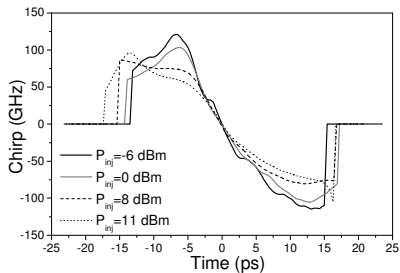


Fig. 9. Evolution of the chirp when the injected power is varied (the detuning is fixed around 19.4 GHz).

III. THEORY

To further confirm the trends observed experimentally, we numerically investigate the influence of optical injection on the pulsewidth, the TPSR and the frequency chirp of a gain-switched pulse source.

A. Theoretical model

The evolution of the gain-switched optical pulses subjected to external injection is investigated theoretically by the rate equation formalism. The laser is described by the following single-mode rate equations, which are given for the carrier density $N(t)$ and the complex electric field $E(t) = \sqrt{S(t)}e^{i(\omega_s t + \phi(t))}$, where $S(t)$ is the photon density and $\phi(t)$ the phase.

$$\begin{aligned} \dot{E}(t) &= \frac{1}{2} \left[\Gamma_c G(N, S) - \frac{1}{\tau_p} \right] E(t) \\ &+ i \frac{\alpha_H}{2} \left[\Gamma_c G_N(N(t) - N_t) - \frac{1}{\tau_p} \right] E(t) + \kappa \sqrt{S_{inj}} e^{i\omega_s t} \quad (1) \\ \dot{N}(t) &= J - \frac{N(t)}{\tau_c} - g(N, S)S(t) \end{aligned}$$

These equations call for the physical constants described below. N_t and N_{th} ($N_{th} = N_t + 1/\Gamma_c G_N \tau_p$) represent the carrier density at transparency and at threshold, respectively. Γ_c is the field confinement factor; G_N is the differential gain and α_H is the linewidth enhancement factor. The nonlinear gain is expressed as $g(N, S) = G_N(N(t) - N_t)(1 - \epsilon_{nl} S(t))$, where ϵ_{nl} is the gain compression factor. The carrier lifetime τ_c is determined at threshold. The photon lifetime τ_p is determined by the full losses of the solitary laser: $1/\tau_p = \nu_g \alpha_m - 1/\tau_c \ln(R_1 R_2)$. Here, α_m corresponds to the scattering losses in the active volume, $\nu_g = c/n_g$ is the group velocity with c the speed of

light in vacuum and n_g the group index of the active medium. The parameters R_1 and R_2 are the power reflectivity of the left and right facets of the laser: $R_{1,2} = r_{1,2}^2$. $\tau_c = 2L_D/\nu_g$ corresponds to the cavity lifetime and L_D is the laser diode length. ω_s and ω_M are the angular frequencies of the slave and master lasers, respectively. In the following, the difference, $\Delta\nu = \nu_M - \nu_S$, between the master and the slave laser frequencies will be referred to as the detuning. S_{inj} corresponds to the carrier density of the master laser that is injected into the slave laser. The feed-in rate is given by: $\kappa = f(1 - r_2^2)/r_2 \tau_c$ when the master is injected through the facet with a reflectivity r_2 . f stands for the optical losses. To compare the numerical results with the experiments, it is better to deal with an injection power, P_{inj} , rather than an injection photon density, S_{inj} . The relationship between them is given by [32]:

$$P_{inj} = h \omega_g \alpha_m S_{inj} \frac{(1 - r_2^2) r_1}{(r_1 + r_2)(1 - r_1 r_2)} \quad (2)$$

where h is the Plank constant and α_m are the losses due to the mirrors. This injection power corresponds to the power accessible in front of the coupling facet of the laser. A direct comparison of the numerical and experimental values is therefore possible.

Finally, $J = I/qV$ is the injection current density with V the volume of the active medium. When the laser is gain-switched, the injection current is given by: $I(t) = I_b + m \sin(2\pi f_m t)$ where I_b corresponds to the bias current and m and f_m are respectively the modulation depth and frequency.

TABLE 1: SOME PARAMETERS VALUES FOR THE LASER DIODE USED IN THE NUMERICAL SIMULATION

Symbol	Physical constant	Value
L_D	Length of the active medium	3.5×10^{-4} m
l	Width of the active medium	2.7×10^{-6} m
e	Thickness of the active medium	3×10^{-8} m
n_g	Group index of the active medium	3.53
α_m	Scattering losses	2290 m^{-1}
Γ_c	Confinement factor	0.746
G_N	Differential gain	$2.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$
ϵ_{nl}	Gain compression factor	$5.2 \times 10^{-20} \text{ sm}^3$
N_t	Carrier density at transparency	$3.0 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$
τ_c	Carrier lifetime at threshold	0.126 ns
τ_p	Photon lifetime	2.05 ps
τ_c	Round trip time in laser cavity	8.24 ps
α_H	Linewidth enhancement factor	6.5
$R_{1,2}$	Amplitude reflectivities	0.3

Table 1 gives the values of the parameters we used in our simulations. Some of them were provided by the constructor, while the others were estimated from fitting experimental results [31].

B. Evolution of the pulsewidth under optical injection

In section II, we highlighted the importance of a good knowledge of the evolution of the pulsewidth under optical

injection to optimize the performances of an externally

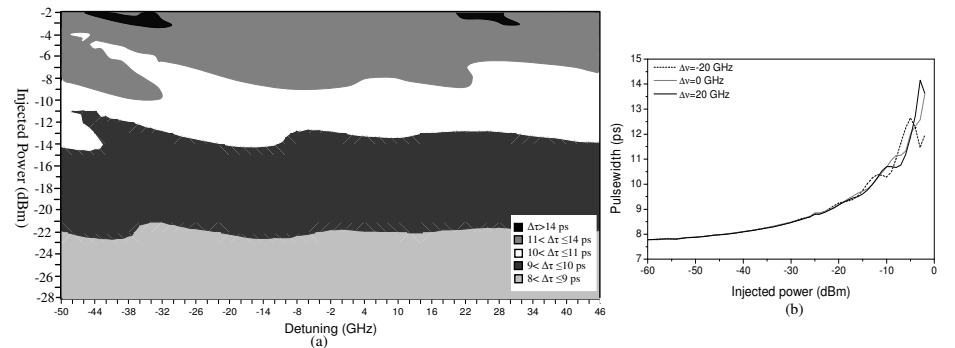


Fig. 10. (a) Numerical mapping of the evolution of the pulsewidth when both the injected power and the detuning are varied. (b) Evolution of the pulsewidth as a function of the injected power for three detunings: -20, 0 and 20 GHz.

injected GS DFB pulse source. We propose in this part to complement the experimental characterizations presented in section II by presenting a numerical mapping of the evolution of the pulsewidth when both the detuning and the injected power are varied. In the mapping presented in Fig. 10 (a), the detuning ranges from -50 to 46 GHz, whereas the injected power is varied from -28 to -2 dBm. The laser was biased at 3 I_{th} and modulated with a sine wave signal characterized by an amplitude of 5 I_{th} (which is approximately equivalent to the amplitude modulation used experimentally) and a frequency of 10 GHz. The gain-switched source was characterized by a pulse duration of around 7.7 ps when there was no light injected. For seeding powers lower than -14 dBm, the pulsewidth remains below 11 ps. But if we keep increasing the injection power, the pulses start to dramatically broaden to reach duration higher than 14 ps (which is closed to twice the pulsewidth without injection). The pulse broadening under strong optical injection, described here, has been previously reported [34]-[36].

To analyze more precisely the evolution of the pulsewidth under optical injection, the duration of the pulses has been plotted as a function of the injected power for different detunings (-20, 0 and 20 GHz), as shown by Fig. 10(b). We can notice that for low injected powers (<-30 dBm), the detuning has no contribution to the broadening of the pulse, since the pulsewidth remains almost the same when the detuning is varied. At injected power levels greater than -15 dBm, the pulsewidth starts increasing exponentially, as experimentally observed. Slight deviations in the pulsewidth can be observed depending on the detuning.

Generally speaking, these results confirm that the most critical parameter, in terms of impact on the pulsewidth, is the injected power. The effect of detuning, if provided in

the range from -50 to +50 GHz, can almost be neglected.

C. Evolution of the chirp under optical injection

The poor spectral quality of the pulses is one of the major drawbacks of the gain-switching technique. However, this problem can be overcome using different compression schemes, as previously explained. To further confirm the feasibility of implementing such methods in a real system, we are going to focus on the impact of optical injection on the frequency chirp of the pulse.

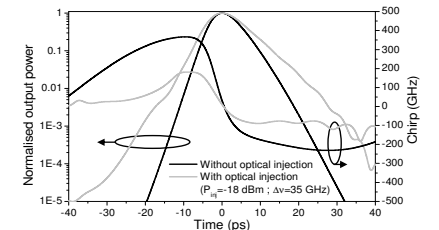


Fig. 11: Chirp reduction induced by optical injection and associated pulses.

Fig. 11 presents the frequency chirp and the pulse shape of the free-running laser (black line). The pulse and associated chirp of this laser under optical injection ($P_{inj} = -18$ dBm and $\Delta\nu = 35$ GHz) are represented by the gray lines. This figure clearly illustrates both the broadening of the pulse and the reduction of the magnitude of the frequency chirp under optical injection. In fact, when the GS DFB pulse source is optically injected, the magnitude of the chirp drops from around 600 GHz to 370 GHz (i.e. a reduction of 330 GHz) and an increase of 1.9 ps can be observed (from 7.7 ps without injection to 9.6 ps under optical injection). These two effects of optical injection can be attributed to

the fact that by optically injecting the gain-switched laser, an injection field with larger amplitude than the laser's spontaneous emission is introduced in the cavity. The spontaneous emission of the laser is then artificially increased, which in terms limits the peak inversion level [6]. The gain variations during the pulse emission are reduced, leading to both larger pulsewidths and smaller magnitude of the chirp, as illustrated by Fig. 11. From this figure, we can also observe the presence of pedestals on the pulse, which lead to a TPSR around 24 dB.

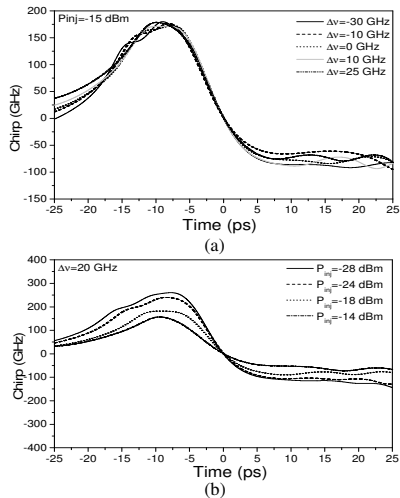


Fig. 12. Evolution of the chirp when (a) the detuning or (b) the injected power is varied.

Fig. 12(a) presents the evolution of the chirp when the injected power is fixed to -15 dBm whereas the detuning is swept from -30 to 25 GHz. From this figure, we can observe

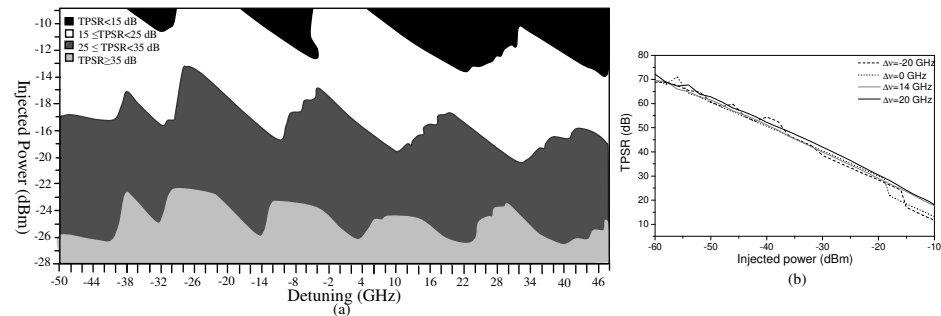


Fig. 13 (a) Numerical mapping of the evolution of the pulse pedestals when both the injected power and the detuning are varied. (b) Evolution of the pedestals as a function of the injected power for three detunings: -20, 0, 14 and 20 GHz.

that the detuning has only a slight impact on the nonlinear chirp across the pulse, whereas the variations in injected power have significant effect on the chirp, as illustrated by Fig. 12(b). The trends of these numerical results confirm the trends experimentally observed.

D. Evolution of the TPSR under optical injection

As previously mentioned, TPSR of at least 30 dB [4] is required to prevent coherent interference noise between individual OTDM channels. However, since there is always a slight difference between experiment and theory, we will consider that an acceptable TPSR for the aimed application has to be better than 35 dB.

A numerical mapping of the evolution of the TPSR when both the detuning and the injected power are varied is presented in Fig. 13(a). From this map, we can observe that TPSR of at least 35 dB is achievable for detunings ranging approximately from -40 to 40 GHz and injected powers lower than -26 dBm. Then, for seeding levels between -26 and -16 dBm, the TPSR depends on the detuning. Even if TPSR around 35 dB can still be observed for some detunings, like from -14 to 0 GHz, the pulses are mainly characterized by TPSR lower than 35 dB for other ranges of detunings. Then, if we keep increasing the injected power, the TPSR dramatically decreases. However, for a fixed detuning, the level of the TPSR decreases almost linearly when the injected power increases, as illustrated by Fig. 13(b). The slope, around -1.1 dB/dBm, of this decreasing remains almost constant for all the detunings and it is comparable to the -1.4 dB/dBm experimentally observed.

The two mappings presented in this section confirm the weak impact of low injected power on the width and TPSR of the pulses as well as a slightly higher dependence of the TPSR on detuning in comparison to the pulsewidth. The most efficient way of optimizing an optically injected gain-switched laser is therefore to fix the detuning and then to vary the injected power. Experimentally, this optimization of the injection level has been done in conjunction with an optimization of both the timing jitter and the SMSR of the pulse source.

IV. DISCUSSION AND CONCLUSION

The increase of bit-rate in all-optical communication systems relies on the development of short optical pulse sources with high spectral and temporal purity. Due to the simplicity and the good reliability of gain-switching technique, pulse sources based on GS DFB laser is an attractive solution. Moreover, optical injection has been demonstrated to be a good solution to overcome the major drawbacks of GS technique, which are principally a degradation of the SMSR and a high timing jitter. As a consequence, we can find, in the literature, numerous papers on the impact of optical injection on SMSR and timing jitter improvement. However, pulsewidth, TPSR and frequency chirp also play a considerable role in the performances of these sources when used in practical OTDM systems. The impact of optical injection on these key parameters has been investigated in this paper.

The experimental analysis presented is undertaken within an injection area where the injected pulse source is characterized by an SMSR in excess of 30 dB and a timing jitter of approximately 1 ps. Such SMSR and timing jitter characteristics are observed around the injection point (20 GHz, 7 dBm) within a range in detuning of 13 GHz (from 13 to 26 GHz) associated with a 6 dB range in seeding power (ranging from 4 to 10 dBm). When the GS DFB pulse source is submitted to such an optical injection, it is characterized by a pulsewidth below 10 ps and TPSR better than 35 dB (for a detuning between 15 and 25 GHz and an injection level ranging from 4 to 8 dBm). The broadening of the pulse, which results from a reduction of the spectral width and consequently a reduction of the magnitude of the frequency chirp, can be attributed the reduced threshold gain induced by the optical injection field [6]. However, the remaining chirp across the pulse (~200 GHz) and its low sensitivity to reasonable variations of optical injection conditions ensure the possibility to compress the pulse. For example, in previous work [30], we demonstrated the generation of 3.5 ps optical pulses exhibiting a time-bandwidth product of 0.45 by employing a tailor made non-linearly chirped fibre Bragg grating after an optically injected gain-switched laser. These features ensure that if such a compression scheme (or one equivalent) is used in conjunction with the appropriate optical injection, then optically injected GS DFB pulse sources are optimized for use in high-speed OTDM systems with bit rates in excess of 80 Gbit/s.

These experimental results were then compared to a numerical analysis of the single-mode rate equations, which were found to validate the experimental results including the chirp profiles as a function of injected power and detuning. The numerical analysis was utilized to generate complete mappings of the evolution of both the pulsewidth and the TPSR when the detuning and the level of the injected field are varied. Even if the trends numerically observed are experimentally verified, we noticed a ~20 dB difference in injected powers between the numerical and experimental values. This difference can mainly be

attributed to a misalignment of the lens used to couple the light into the laser and probably to the fact that the polarizations were not completely matched. Then part of this difference can be attributed to the model we used.

In conclusion, we provided a complete analysis of optically injected gain-switched sources, which is important in the development of picosecond pulse sources used for high-speed communication systems.

REFERENCES

- J. P. Turkiewicz, E. Tangdionga, G. Lehmann, H. Rohde, W. Schairer, Y. R. Zhou, E. S. R. Sikora, A. Lord, D. B. Payne, G.-D. Khoe, and H. de Waardt, "160 Gb/s OTDM networking using deployed fiber," *IEEE J. Lightw. Technol.*, vol. 23, no. 1, pp. 225–235, Jan. 2005.
- M. Saruwatari, "All-optical signal processing for terabit/second optical transmission," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 6, no. 6, pp. 1363–1374, Nov./Dec. 2000.
- P. Anandarajah, L. P. Barry, and A. Kaszubowska, "Performance Issues Associated With WDM Optical Systems Using Self-Seeded Gain Switched Pulse Sources Due to Mode Partition Noise Effects," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, pp. 1202–1204, Aug. 2002.
- P. L. Mason, A. Wonfor, D. D. Marcenac, D. G. Moodie, M. C. Brierley, R. V. Pentz, I. H. White and S. Bouchoule, "The effects of pedestal suppression on gain-switched laser sources for 40 Gbit/s OTDM transmission," *LEOS'97*, vol. 1, pp. 289–290, Nov. 1997.
- M. Suzuki, H. Tanaka, K. Utaka, N. Edagawa, and Y. Matsushita, "Transform-limited 14 ps optical pulse generation with 15 GHz repetition rate by InGaAsP electroabsorption modulator," *Electronics Letters*, vol. 28, no. 11, pp. 1007–1008, May 1992.
- K. Y. Lau, "Gain switching of Semiconductor Injection Lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 52, no. 4, pp. 257–259, January 1988.
- J. M. Wiesenfeld, M. Kuznetsov, and A. S. Hou, "Tunable, picosecond pulse generation using a compressed, mode-locked laser diode source," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 2, no. 5, pp. 319–321, June 1990.
- P. B. Hansen, G. Raybon, U. Koren, B. I. Miller, M. G. Young, M. Chien, C. A. Burrus, and R. C. Alfiness, "5.5-mm long InGaAsP monolithic extended-cavity bragg-reflector for active mode-locking," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, no. 3, pp. 215–217, March 1992.
- R. Kaiser, B. Hutt, H. Heidrich, S. Fidorra, W. Rehbein, H. Stolpe, R. Stenzel, W. Ebert, and G. Sahin, "Tunable monolithic mode-locked on InP with low timing jitter," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 5, pp. 634–636, May 2003.
- L. P. Barry, R. F. O'Dowd, J. Debeau and R. Boittin, "Tunable Transform Limited Pulse Generation using Self-Injection Locking of an FP Laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, no. 10, pp. 1132–1134, Oct. 1993.
- E. H. Botcher, K. Ketterer, and D. Bimberg, "Turn-on delay time fluctuations in gain-switched AlGaAs/GaAs multiple-quantum-well lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 63, pp. 2469–2471, 1988.
- M. Jinno, "Correlated and uncorrelated timing jitter in gain-switched laser diodes," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, no. 10, pp. 1140–1143, Oct. 1993.
- A. Shen, S. Bouchoule, P. Crozat, D. Mathoaras, J.-M. Lourtioz and C. Kazmierski, "Low timing jitter of Gain- and Q-Switched Laser Diodes for High Bit Rate OTDM Applications," *Electron. Lett.*, vol. 33, no. 22, pp. 1875–1877, Dec. 1997.
- A. G. Weber, W. Ronghan, E. H. Botcher, M. Schell, and D. Bimberg, "Measurement and Simulation of the Turn-On Delay Time Jitter in Gain-Switched Semiconductor Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 2, pp. 441–446, Feb. 1992.
- L. P. Barry, J. Debeau and R. Boittin, "Simple technique to improve the spectral quality of gain-switched pulses from a DFB laser," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 25, pp. 2143–2145, Dec. 1994.
- M. Rosendo, H. Daza, and C.A. Saloma, "Jitter Dynamics of a Gain-switched Semiconductor Laser Under Self-Feedback and External Optical Injection", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 37, no. 2, Feb. 2001.

- [17] P. Gunning, J. K. Lucek, D. G. Moodie, K. Smith, R. P. Davey, S. V. Chernikov, M. J. Guy, J. R. Taylor and A. S. Siddiqui, "Gain-Switched DFB Laser Diode Pulse Source using Continuous Wave Light Injection for Jitter Suppression and an Electro-absorption Modulator for Pedestal Suppression," *Electron. Lett.*, vol. 32, no. 11, pp. 1010-1011, May 1996.
- [18] D.-S. Seo, D. Y. Kim, and H.-F. Liu, "Timing Jitter Reduction of Gain-switched DFB Laser by External Injection Seeding," *Electron. Lett.*, vol. 32, no. 1, pp. 44-45, Jan. 1996.
- [19] S. Nogiwa, Y. Kawaguchi, H. Ohta and Y. Endo, "Generation of Gain-switched Optical Pulses with Very Low Timing Jitter by Using External CW-Light Injection Seeding," *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 3, pp. 235-236, Feb. 2000.
- [20] J. M. Liu, H. F. Chen, X. J. Meng, and T. B. Simpson, "Modulation bandwidth, noise, and stability of a semiconductor laser subject to strong injection locking," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 1325-1327, Oct. 1997.
- [21] V. Annovazzi-Lodi, A. Scire, M. Sorel, and S. Donati, "Dynamic behavior and locking of a semiconductor laser subjected to external injection," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 2350-2357, Dec. 1998.
- [22] L. P. Barry, P. Anandarajah, and A. Kaszubowska, "Optical Pulse Generation at Frequencies up to 20 GHz Using External Injection Seeding of a Gain-Switched Commercial Fabry-Pérot Laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, no. 9, pp. 1014-1016, Sept. 2001.
- [23] L. Chrostowski, X. Zhao, C. J. Chang-Hasnain, R. hau, M. Ortsiefer, and M.-C. Amann, "50-GHz Optically Injection-Locked 1.55- μm VCSELs", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 2, pp. 367-369, Jan. 2006.
- [24] R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbugel, and B. A. Richman, "Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 68, pp. 3277-3295, May 1997.
- [25] L. P. Barry, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey, "Characterization of 1.55- μm Pulses from a Self-Seeded Gain-Switched Fabry-Perot Laser Diode Using Frequency-Resolved Optical Gating", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 7, pp. 935-937, Jul. 1998.
- [26] Y. Matsui, S. Kutsuzawa, S. Arahira, and Y. Ogawa, "Generation of Wavelength Tunable Gain-Switched Pulses From FP MQW Lasers with External Injection Seeding", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, no. 8, pp. 1087-1089, Aug. 1997.
- [27] J. M. Dudley, L. P. Barry, J. D. Harvey, M. D. Thomson, B. C. Thomsen, P. G. Bollond, and R. Leonhardt, "Complete characterization of ultrashort pulse sources at 1550 nm," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, no. 4, pp. 441-450, Apr. 1999.
- [28] K. A. Ahmed, H. F. Liu, N. Onodera, P. Lee, R. S. Tucker and Y. Ogawa, "Nearly Transform Limited Pulse (3.6 ps) Generation From Gain-Switched 1.55 μm Distributed Feedback Laser By Using Fibre Compression Technique," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 1, pp. 54-56, Jan. 1993.
- [29] B.J. Eggleton, P. A. Krug, L. Poladian, K. A. Ahmed and H. F. Liu, "Experimental Demonstration of Compression of Dispersed Optical Pulses by Reflection from Self-Chirped Optical Fibre Bragg Gratings," *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 12, pp. 877 - 879, June 1994.
- [30] P. M. Anandarajah, C. Guignard, A. Clarke, D. Reid, M. Rensing L. P. Barry, G. Edvell, and J. D. Harvey, "Optimized Pulse Source Employing an Externally Injected Gain-Switched Laser Diode in Conjunction With a Nonlinearly Chirped Grating", *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 12, no. 2, March/Apr. 2006.
- [31] S. Mohrdiek, H. Burkhard, and H. Walter, "Chirp Reduction of Directly Modulated Semiconductor Lasers at 10 Gb/s by strong CW Light injection", *IEEE J. Lightw. Technol.*, vol. 12, no. 3, pp. 418-424, March 1994.
- [32] A. Naumenko, P. Besnard, N. Loiko, G. Ughetto, and J. C. Bertreux, "Characteristics of a Semiconductor Laser Coupled With a Fiber Bragg Grating With Arbitrary Amount of Feedback", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 39, no. 10, pp. 1216-1228, Oct. 2003.
- [33] J. C. Cartledge and R. C. Srinivasan, "Extraction of DFB laser rate equation parameters for system simulation purposes," *IEEE J. Lightw. Technol.*, vol. 15, no. 5, pp. 852-860, May 1997.
- [34] D. S. Seo, H. F. Liu, D. Y. Kim, and D. D. Sampson, "Injection power and wavelength dependence of an external-seeded gain-switched Fabry-Perot laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, pp. 1503-1505, 1995.
- [35] M. Cavelier, N. Stelmakh, J. M. Xie, L. Chusseau, J.-M. Lourtioz, C. Kazmierski, and N. Bouadma, "Picosecond (<2.5 ps) wavelength-tunable (~20 nm) semiconductor laser pulses with repetition rates up to 12 GHz," *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 224-226, 1992.
- [36] S. Bouchoule, N. Stelmakh, M. Cavelier, and J.-M. Lourtioz, "Highly attenuating external cavity for picosecond-tunable pulse generation from gain/Q-switched laser diodes," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, no. 6, pp. 1693-1700, June 1993.
- [37] R. Adler, "A study of locking phenomena in oscillators", *Proceedings of the IEEE*, vol. 61, no. 10, pp 1380-1385, Oct. 1973.

C. Guignard received the Eng. degree in optronics in 2001, the Masters degree in Sciences and Techniques of Communications (D.E.A.) in optics communications, also in 2001, and the Ph.D. degree in optronics in 2005 from the University of Rennes I, Rennes, France. Since April 2005, she has been a Postdoctoral Researcher in the Radio and Optical Communications Laboratory, Research Institute for Networks and Communications Engineering (RINCE), Dublin City University, Dublin, Ireland. Her principal research interests include optical pulse generation with semiconductor laser, optical injection and optical injection.

A. Clarke (S'03) received the B.Eng. degree in electronic engineering in 2002 from Dublin City University, Dublin, Ireland, where she is currently pursuing the Ph.D. degree in optical communications. The main topic of her research is high-speed all-optical processing using semiconductor optical amplifiers (SOAs).

P. M. Anandarajah (S'00-M'04) received the B.Eng. degree in electronic engineering from the University of Nigeria, Nsukka, Nigeria, in 1992, and the M.Eng. and Ph.D. degrees from Dublin City University, Dublin, Ireland, in 1998 and 2003, respectively. From 1993 to 1997, he was an Instructor/ Maintenance Engineer in the Aeronautical Telecommunications Department, Nigerian College of Aviation Technology (NCAT), Zaria, Nigeria. Since September 2003, he has been a Postdoctoral Researcher with the Radio and Optical Communications Laboratory at the Research Institute for Networks and Communications Engineering (RINCE), Dublin City University. His major areas of research interests include - Generation and optimization of short optical pulses, all-optical signal processing using Semiconductor Optical Amplifiers, Radio-over-Fibre (RoF) distribution systems and wavelength packet switching.

O. Vandel received the Master degree in optronics engineering and research in 2003 from Université de Rennes I, France, where he is currently pursuing the Ph.D. degree in laser physics. The main topic of his research is chaos synchronization and optical injection using semiconductor lasers.

L. P. Barry (M'98) received the B.E. degree in electronic engineering and the M.Eng.Sc. degree in optical communications from University College Dublin, Dublin, Ireland, in 1991 and 1993, respectively, and the Ph.D. degree from the University of Rennes, Rennes, France. From February 1993 to January 1996, he was a Research Engineer in the Optical Systems Department of France Telecom's Research Laboratories (CNET), Lannion, France. In February 1996, he joined the Applied Optics Centre, University of Auckland, Auckland, New Zealand, as a Research Fellow. In March 1998, he took up a lecturing position in the School of Electronic Engineering, Dublin City University, Dublin, Ireland, where he has since developed the Radio and Optical Communications Laboratory.

P. Besnard received the Ph.D. degree from ENSSAT, University of Rennes I, Rennes, France, in 1991. He spent one year as postdoctoral researcher at the Ontario Lightwave and Laser Research Center, Toronto, ON, Canada. He then moved to ENSSAT, Lannion, France, where he is a Professor. He is at the head of the optronics department and of the Laser Physics Group at FOTON/ENSSAT. His principal research interests include laser physics, optical injection, optical feedback, and mode-locked laser.

Synchronization between Semiconductor Lasers using restrictively optical injection

Olivier Vaudel, Julien Poëtte, Céline Guignard, and Pascal Besnard, *Member, IEEE*

Abstract—We have proposed to realize chaos synchronization [1] without the help of optical feedback, using uniquely optical injection, i.e. a unidirectional coupling between a master laser and a slave laser. In this paper, it is shown theoretically and experimentally that synchronization between 1.55 μm -DFB semiconductor lasers can be realized over a broad range of parameters in the chart “detuning”-“injected power”, in well-known region where nonlinear processes occur like frequency-locking or wave-mixing. High correlation index of 96 % can be experimentally achieved. Numerical simulations, using standard Lang and Kobayashi equations, confirms these experimental observations through correlation maps in the chart “detuning”-“injected power”. Finally the role of optical coherency is discussed.

Index Terms—Semiconductor lasers, optical injection, injection mapping, chaos synchronization, Nonlinear dynamics, RIN.

I. INTRODUCTION

THE first observation of two oscillators synchronization was made in 1655 by HUYGENS with pendulums [2]. At the beginning of 20th century, synchronization was studied with electrical or microwave oscillators [3]–[5]. First experiments with lasers dated back from 1960’s when PANTELL [6] and STOVER [7] made an optical injection between two gaz lasers.

In the optical domain, different kinds of lasers were used: gaz lasers [6], [7], vertical surface emitting lasers (VCSELs) [8], [9], microchip lasers [10], [11], and, of course, semiconductor lasers [12]–[15], for which first experiments were made in 1980 with AlGaAs laser emitting at 840 nm.

After the proposal of PECORA and CARROLL [16], [17], on chaos synchronization, numerous studies have been extensively undertaken theoretically [18]–[21] or in various physical domains [22]–[24]. Most of them were focused on semiconductor lasers even if one can find a few studies on gaz lasers [25] or on fiber ring laser [26]. This allows the use of synchronization in modern optical communication systems in order to generate, for instance, secure communication channels [26], [27]. Moreover, even if few studies dealt with optoelectronic feedback lasers [28], most of them were made, and are still made, with optical feedback semiconductor lasers [29]–[33].

In this paper, we present synchronization results obtained with semiconductor distributed feedback (DFB) lasers in an original optical injection configuration. This is based on a

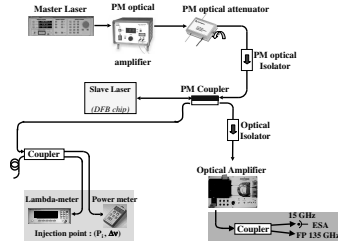


Fig. 1. Optical injection sketch.

cascade of two successive optical injections. This scheme had already been presented in [1]. The aim of the first one is to generate a chaotic optical source and the second one is to study the synchronization between these lasers. This scheme enables a close comparison with the case of optical injection by a continuous wave signal, to be drawn, thanks to maps in a “detuning”-“injected power” chart, showing the degree of correlation between these two lasers. The robustness of synchronization with respect to the detuning and the injected power can be thus evaluated.

The paper is organized as follow: Section II describes the experimental observations and Section III presents numerical studies based on the experimental set-up. Finally, Section IV discusses the different results presented in this paper and draws a conclusion.

II. EXPERIMENTS

A. Experimental setup

The principle of optical injection is sketched in Fig. 1. It consists of a unidirectional coupling between two lasers imposed by the presence of an optical isolator. The signal of the first laser, called the Master Laser (ML), is injected into a second laser, called the Slave Laser (SL) without affecting the ML. The ML is a commercially available, single mode tunable external cavity semiconductor laser, with a precision of 1 pm (125 MHz at 1.55 μm), which gives out a power up to 3 mW. This power can be increased thanks to a PM optical amplifier (+23 dBm), with a high coefficient isolator (70 dB isolation) that ensures a unidirectional seeding from the master to the slave. The SL is a massive InP/InGaAsP buried double heterostructure DFB laser chip emitting at 1.55 μm . Its temperature is regulated at 25 °C thanks to a Peltier controller. Note that all the experiment is fiber-made

TABLE I
LASER DIODE PARAMETERS’ VALUE.

Symbol	Physical constant	Las. #1	Las. #2
L_D	Length of the active medium	200 μm	
l	Width of the active medium	30 μm	
e	Thickness of the active medium	1.5 μm	
n	Group index of the active medium	3.8	
Γ_C	Confinement factor	5 %	
G_N	Differential gain	$1.5 \times 10^{-8} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	$8 \times 10^{-8} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
N_t	Carrier density at transparency	$1.77 \times 10^{+19}$	$1.1 \times 10^{+18}$
τ_e	Carrier lifetime at threshold	181 ps	141 ps
τ_p	Photon lifetime	10 ps	5 ps
τ_c	Round trip time in laser cavity		5 ps
α_H	Linewidth enhancement factor	6.5	5

with polarization maintaining (PM) components, allowing a perfect reproducibility of the measurements.

During the experiment, the working point of the slave laser is considered to be fixed and the interesting control parameters are the power of the injected field, P_{inj} , and the frequency difference, or detuning $\Delta\nu = \nu_M - \nu_S$, between the master (ν_M) and the slave (ν_S) laser frequencies. Experimental results are obtained either by fixing the detuning and varying the injected power thanks to an optical attenuator or by fixing the injected power and varying the detuning by changing the frequency of the ML. In order to accurately analyze the injected signal, we use a Fabry-Perot optical spectrum analyzer characterized by a resolution of 1.5 GHz, a fast photo-detector (15 GHz bandwidth) followed by an electrical spectral analyser (ESA) and a 5 GHz bandwidth real-time scope.

In the work presented hereafter, two slave chips are used. They have been characterized with standard measurements (power versus injection current, free spectral range (FSR),...) and with a very accurate relative intensity noise (RIN) setup [34]. The estimation of the laser intensity fluctuations enable the oscillation relaxation frequency and the damping rate of each laser to be measured. Experimentally, it consists in studying the electrical power spectral density of the current from a photo-detector, which is made of three contributions: Relative Intensity Noise of the source, thermal noise and shot noise. Elimination of thermal noise is quite easy. The shot noise contribution needs a more complex estimation. The technic we use consists in making a measurement of the power spectral density of a reference source of light, that has been chosen for having a negligible RIN compared to the shot noise term. We used two different laser sources depending on the electrical frequency of the measurement. The first one is a ring solid laser with an electronic feedback on the diode pump, especially designed to reduce the RIN laser, and the other is a narrow linewidth DFB laser frequency-stabilized on a cell gas. This combination of two references allows measurements only limited by the electrical bandwidth of the equipment, which is 10 kHz - 20 GHz.

All these measurements allow us to numerically determine different intrinsic parameters values, such as carrier lifetime or density, which are listed in Tab. I.

A particular attention has been taken in order to perfectly fit the alpha parameter, the RIN versus the microwave frequency, the Light-Intensity curve as well as the dependency of the relaxation frequency on the bias current, the qualitative aspect (at low injected level) of the frequency locking area that will be described in the next paragraph.

B. Mapping of the optically injected laser

The slave laser chip is operating at a pumping rate $r = I_{lth} = 4$.

Fig. 2 presents the different dynamical regimes of the injected slave for one of the used lasers, with the help of a mapping drawn in the injected power - detuning plane ($(P_{inj}, \Delta\nu)$ plane). Fig. 2(a) is obtained for a decreasing detuning while Fig. 2(b) is set for an increasing detuning. The different regimes appear in different colors and labels: “L” stands for frequency-locking [35], [36] (the amplification of the master line is made at the expense of the slave line and is characterized by a purity transfer), “1” for wave-mixing (Wave-mixing could create an image frequency $\nu_s - (\nu_m - \nu_s)$, symmetric of ν_m with respect to ν_s and multiple of them), “2” for period doubling (new frequency lines appear in the middle of two lines observed in wave mixing), “4” for period quadrupling (new frequency lines appear in the middle of two lines observed in period doubling), “C” for chaos (the frequency spectra is characterized by a broad band that could be assimilated to noise), “R” for undamped relaxation (in this regime, whose characteristics are pretty close to those of wave-mixing, the modes spacing do no longer correspond to the detuning but to the relaxation frequency of the free slave laser). These behaviors are well-known and have already been precisely described [14], [15], [37] so that we will not bring any more details in this section.

However, by comparing the two figures, huge bistabilities can be observed [38]. If they have been historically seen for medium injected power (between -10 dBm and -5 dBm) by KOBAYASHI [13] in 1981 with Fabry-Perot lasers and by KAWAGUCHI [39] in 1985 with DFB lasers, they had never been mapped before our work [38]. If they could be interesting to realize optical memories, their whole description is under the scope of this paper.

The authors are with FOTON-ENSSAT, 6 rue de Kerampont, BP 80518 LANNION CEDEX, France.

Corresponding author: Pascal Besnard (pascal.besnard@enssat.fr)

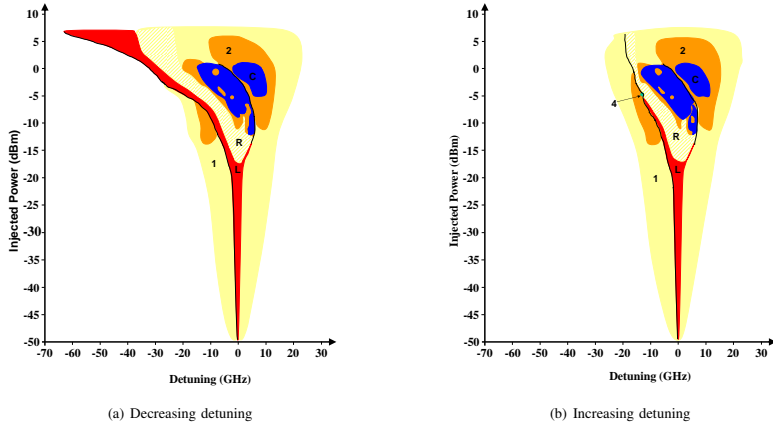


Fig. 2. Experimental mapping of an injected semiconductor laser.

C. Chaos synchronization experiment

We now present chaos synchronization results using a double optical injection scheme, as presented in [1]: a first laser, also called the ML, is injected in a second one so that it operates in a chaotic state. This laser is usually called the transmitter laser (TL) in chaos synchronization experiments. The photons of the TL is then injected inside the cavity of a third laser, called the receiver (RL), whose behavior will be analyzed and compared to that of the TL.

We should mention here that Chen et al. [24] tried a similar experimental set-up except that both the TL and RL are coupled to the ML. They never succeeded synchronization using our scheme (“When the injection from the master laser to the receiver is absent, we have never been able to experimentally accomplish identical chaos synchronization for this system under any operating conditions.”) We will try to give reasons why such experiment may easily fail in Section IV.

As previously described [15], we look at optical and microwave spectrums and record time series during $200 \mu s$ with a $50 ps$ -depth. The two temporal samples are then compared using the cross-correlation index I_c defined as:

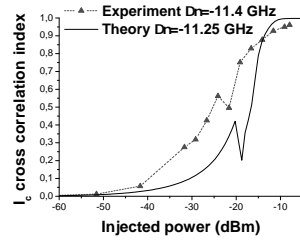
$$I_c = \max_{\tau} (r_{\tau}) \quad (1)$$

where r_{τ} is the Pearson coefficient [40], [41] defined by:

$$r_{\tau} = \frac{\sum_i [x_i - \bar{x}][y_i - \bar{y}]}{\sqrt{\sum_i [x_i - \bar{x}]^2} \sqrt{\sum_i [y_i - \bar{y}]^2}} \quad (2)$$

In Eq. (2), x_i (respectively y_i) represents the TL-power (RL-power) emitted at t_i time sample. \bar{x} and \bar{y} are the average power emitted by TL and RL-lasers respectively.

Fig. 3 presents the evolution of the coefficient I_c versus power

Fig. 3. Evolution of cross-correlation index I_c versus the injected optical power.

when TL and RL-lasers are respectively used at pumping rate of 2.02 and 2.8 and at a $-11.4 GHz$ detuning.

We can see an important dependency of I_c on the injected power: for low powers, the cross-correlation index is near 0, which implies no synchronisation, whereas for upper injected power, the I_c coefficient grows up to 96%. Note that this growth is very abrupt because I_c increases from 10 to 70% in only 16 dB!

Finally, for an injected power of $-8 dBm$, we obtain a 96% correlation, that means an almost perfect similarity between the two chaos. This case is illustrated by Fig. 4.

In Fig. 4(a), we plot time series samples of TL and RL-lasers. In this figure, the synchronization time delay is compensated for in order to easily compare the two power evolutions and in order to show their very good agreement. In Fig. 4(b) the dependence of RL-power versus TL-power is plotted. The obtained figure is a “noisy” line which is well-known to be a proof of good synchronization [29], [42], because it implies

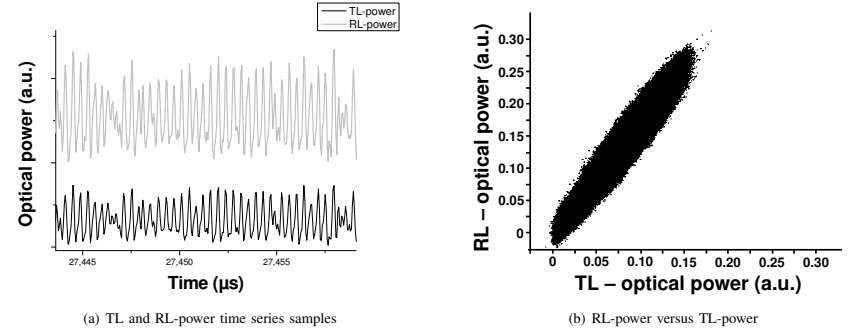


Fig. 4. Time series samples showing chaos synchronization.

that $P_{RL} \propto P_{TL}$.

III. SIMULATION

In order to proceed with our study, the injected laser’s behavior is numerically investigated.

A. Theoretical model

The evolution of a single-mode injected laser is theoretically described by the following rate equations, which are given for the carrier density $N(t)$ and for the complex electric field $E(t)$:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} \left[\Gamma_C G_N (N - N_t) - \frac{1}{\tau_p} \right] E + \frac{i\alpha}{2} \left[\Gamma_C G_N (N - N_t) - \frac{1}{\tau_p} \right] E + \kappa E_{inj} \quad (3a)$$

$$\frac{dN}{dt} = J - \frac{N}{\tau_e} - G_N (N - N_t) I \quad (3b)$$

In Eq. (3a), E_{inj} is the complex electric field of the ML, which is injected in the SL.

N_t and N_{th} ($N_{th} = N_t + 1/(\Gamma_C G_N \tau_p)$) represent the carrier density at transparency and at threshold, respectively. Γ_C is the field confinement factor; G_N ($G_N = G v_g = G c/n$) is the differential gain, with c the speed of light in vacuum and n the group index of the active medium. α_H is the linewidth enhancement factor. The carrier lifetime τ_e is determined at threshold. L_D is the laser diode length; l and e are the active medium width and thickness. $J = I/qV$ is the injection current density with V the volume of the active medium ($V = L_D \times l \times e$) and q the electronic charge.

The experimentally evaluated parameters listed in Table I are used in the following numerical studies.

B. Numerical mapping

We now map the nonlinear dynamics of the simulated injected semiconductor laser as we have done in section II. The result is shown on Fig. 5, obtained for a SL pumping rate of 4.

Fig. 5(a) presents the mapping for a decreasing detuning while Fig. 5(b) is obtained for an increasing detuning. We can observe, for the first time to our knowledge, that bistability is well numerically reproduced.

Furthermore, a rather good qualitative agreement is achieved between experimental and numerical maps. By comparing them in Fig. 2 and 5, minor differences on the extension and location of the different regimes can be seen. Small errors onto the value of the different parameters may explain these small discrepancies as well as the sensitivity of the maps to the injection current, as it can be experimentally checked. The principal difference that can be stressed, is related to the injected power scale: we must experimentally inject about 25 dB more power than in simulations. This surprising result may find its explanation in the fact that the rate equations don’t take into account the coherency of the injected signal. The rate equation formalism considers a monochromatic waveplane for the electric field with an infinitely narrow linewidth (or at least limited by the numerical noise in the simulation, which implies a finite linewidth) whereas the experimentally used ML presents a full width at half maximum (FWHM) of $130 kHz$. We have already shown the impact of ML-FWHM on the optical injection mapping [43] and introduced a generalized transfer function for the laser [15]. The main effect of coherency can be simply summarized: *The more coherent is the laser, the more efficient is the optical injection.* This effect has been experimentally demonstrated by using lasers with different linewidths in order to reveal the vertical down-shift of the whole mapping when the linewidth is reduced. This property has been checked for medium optical injected, *i.e.* below $-10 dBm$ and at null detuning. Despite this drawback in the standard rate equations, their simplicity enables the general properties to be retrieved.

C. Chaos synchronization

To numerically investigate the chaos synchronization process, we use a model similar to Eq. (3): one system describes the TL while another one describes the RL-working. The

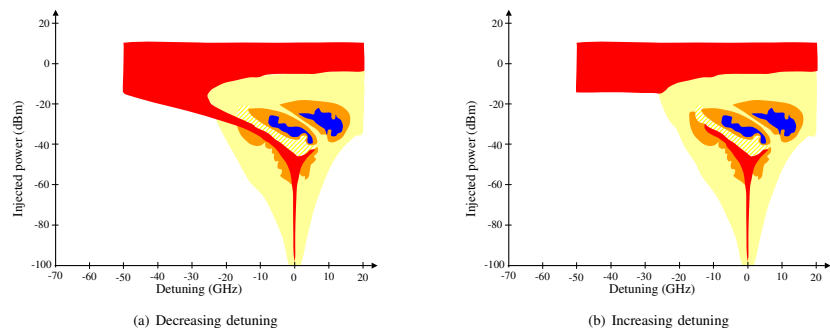


Fig. 5. Numerical mapping of an injected semiconductor laser. The same code of colors as in Fig.2 has been used.

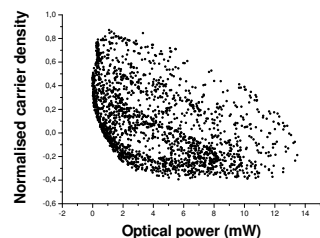


Fig. 6. TL laser dynamics in a normalised carrier density - emitted power plane.

numerical values that are used are the ones given in Table I with laser #1 for TL and #2 for RL.

Fig. 6 presents the time dynamics of the TL-laser in a normalised “carrier density” - “emitted power” plane. It is obtained for a null detuning, a -30 dBm injected power and a pumping rate of 4. The cloud of dots observed in the Poincaré section of fig. 6 illustrates that TL-laser is working under chaotic state. This observation is consistent with the numerical mapping presented in Fig. 5.

Once the operating point of TL is fixed by the ML, synchronization can then be studied. First of all, abrupt transition between low and high correlation areas, is observed at a fixed detuning. Fig.3 presents qualitatively a similar evolution of the cross-correlation index I_c versus the optical injected power for the experiment and the simulation. Keep in mind that in the experimental case, the TL and RL are operating around 2 times the threshold while they are at 4 times threshold for the simulations. A strict comparison is under the scope of this paper.

It should be noted that there exists another area of high-correlation index, corresponding to the left locking tongue of the mapping obtained along with a decreasing detuning (see fig. 5(b)). The occurrence of this first synchronization region, located around the locking area is strongly dependent on the

detuning as it is illustrated in fig. 7(a) (for example when the detuning is decreased from -0.25 GHz down to -1 GHz). The same observation is made for increasing detuning but on a smaller range. Thus, for the first time to our knowledge, bistability is demonstrated in the synchronization process, as illustrated by Figs 7(a) and 7(b). The drawing of correlation maps will enable a broader view to be caught as detailed in the following.

Fig. 8 presents chaos synchronization mapping for RL-laser when both TL and RL-lasers are polarized at 4 times their thresholds. It can be directly compared to the numerical mapping of single optical injected semiconductor laser presented on Fig. 5. However, the color code corresponds here to a value scale for the I_c cross-correlation index, given in percentage onto the right side of the frame.

Fig. 8(a) is obtained for decreasing detuning, Fig. 8(b) for increasing detuning. These figures clearly show that the location of synchronization of two chaotic lasers is mainly obtained for high injected powers. The I_c cross-correlation index is indeed upper 90% for powers above -6 dBm. As a matter of fact, for decreasing detuning, correlation can become upper 80% as shown in Fig. 8(a), with a shape similar (somewhat larger) to the stable injection locking area that is obtained in the case of single optical injection. Astonishingly, this area is strongly shrunken in the case of increasing detuning, as revealed in Fig. 8(b), for which the index I_c is about 80% for null detuning. A close comparison between Fig. 8(a) and Fig. 8(b) highlights the dependency on the variation direction of the detuning.

IV. CONCLUSION

We have presented a cascade scheme for the study of synchronization using two successive optical injections. We have demonstrated the feasibility of such a double unidirectional coupling with the possibility to reach very high correlation index (96 %). We should mention that a very critical parameter in the experiment is the relaxation oscillation frequency (ROF). The TL and RL should have very close ROF in order to be able to synchronize or to generate a chaotic behavior: Seeding

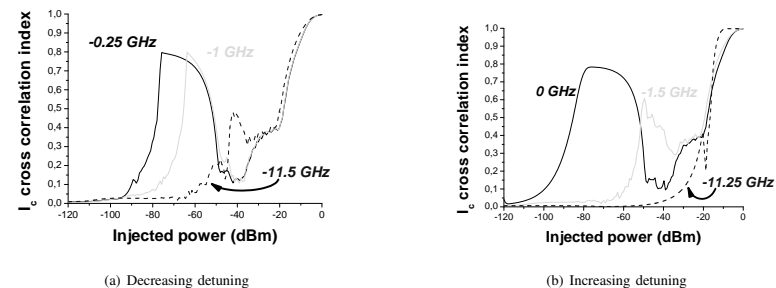


Fig. 7. Evolution of cross-correlation index I_c versus power for different detunings.

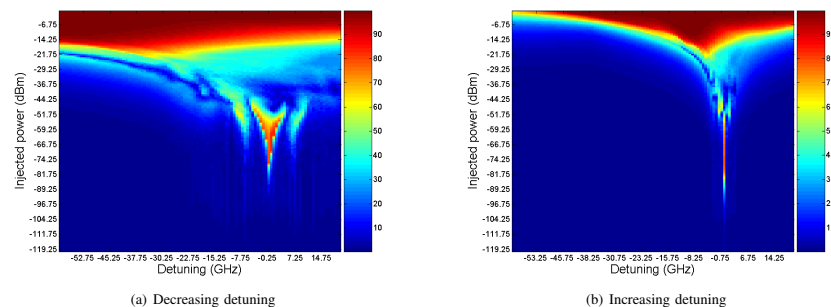


Fig. 8. Numerical mapping of cross-correlation index for chaos synchronization.

a chaotic wave may make the RL operate in a chaotic regime even with a low correlation index while with very different ROF, the chaotic field of the TL will be unable to destabilize the RL, which will keep on working CW. This constraint compels a good characterization of the structures to ensure an operation of both lasers (transmitter and receiver) at a proximate RO.

This scheme is then a useful experimental and theoretical tool to study synchronization. Thus we have shown that more generally synchronization is very sensitive to the direction of detuning variation, showing huge bistability that have been summarized in correlation maps. The next step will be to explore the synchronization experimentally.

ACKNOWLEDGMENT

O. Vaudel would like to thank Gwenaëlle Girault for helpful discussions and paper review.

REFERENCES

- [1] C. Guignard, S. Blin, and P. Besnard, “New Scheme for the Synchronization of Low Dimensional Chaos,” in *Conference on Lasers and Electro Optics - The European Quantum Electronics Conference (CLEO-EQEC)*, Munich (Germany), June 2003, ECIM.
- [2] C. Huygens, *Oeuvres Complètes de Christian Huygens*, La Haye ed. La Haye: Société hollandaise de sciences Martinus Nijhoff, 1893.
- [3] B. Van Der Pol, “Forced oscillations in a circuit with non-linear resistance,” *Philosophical Magazine Supplement* 7, vol. 3, no. 13, pp. 65–80, 1927.
- [4] R. Adler, “A Study of Locking phenomena in oscillators,” *Proceedings of the Institute of Radio Engineers (IRE)*, vol. 34, pp. 351–357, June 1946.
- [5] M. Hines, J. Collinet, and J. Ondria, “FM noise suppression of an injected phase-locked oscillator,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique*, vol. MTT-16, no. 9, September 1968.
- [6] R. H. Pantell, “The laser oscillator with an external signal,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 53, pp. 474–477, May 1965.
- [7] H. L. Stover and W. H. Steier, “Locking of laser Oscillators by light injection,” *Applied Physics Letters*, vol. 8, pp. 91–93, May 1966.
- [8] D. Boiko, G. Stéphan, and P. Besnard, “Fast polarization switching with memory effect in a vertical cavity surface emitting laser subject to modulated optical injection,” *Journal of Applied Physics*, vol. 86, no. 8, pp. 4096–4099, October 1999.
- [9] I. Gatara, J. Buesa, H. Thienpont, K. Panajotov, and M. Sciamanna, “Nonlinear dynamics and polarization bistability in optically injected VCSELs,” in *Proceedings of SPIE - Volume 6184 Semiconductor Lasers and Laser Dynamics II*, Daan Lenstra, Markus Pessa, Ian H. White, Editors, 618411, Apr. 2006, pp. 379–381.
- [10] E. Lariontsev, I. Zolotovkerk, P. Besnard, and G. Stéphan, “Injection Locking Properties of a Microchip Laser,” *The European Physical Journal D*, vol. 5, pp. 107–117, January 1999.
- [11] S. Walling, T. Fordell, and Å. M. Lindberg, “Maps of the dynamics of an optically injected solid-state laser,” *Physical Review A*, vol. 72, no. 03, pp. 033 810–033 817, September 2005.
- [12] S. Kobayashi and T. Kimura, “Coherence of Injection Phase-Locked AlGaAs Semiconductor Laser,” *Electronics Letters*, vol. 16, no. 17, pp. 668–670, 1980.

- [13] —, "Injection locking in AlGaAs semiconductor laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 17, no. 5, pp. 681–689, May 1981.
- [14] T. B. Simpson, J. M. Liu, K. F. Huang, and K. Tai, "Nonlinear Dynamics Induced by External Optical Injection in Semiconductor Lasers," *Quantum Semiclassical Optics*, vol. 9, no. 5, pp. 765–784, October 1997.
- [15] S. Blin, C. Guignard, P. Besnard, R. Gabet, G. Stéphan, and M. Bondiou, "Phase and Spectral Properties of Optically Injected Semiconductor Lasers," *Comptes Rendus de la Physique*, vol. 4, no. 6, pp. 687–699, July - August 2003.
- [16] L. M. Pecora and T. L. Carroll, "Synchronization in Chaotic Systems," *Physical Review Letters*, vol. 64, no. 8, pp. 821–824, February 1990.
- [17] L. Pecora and T. Carroll, "Driving Systems with Chaotic Signals," *Physical Review A*, vol. 44, no. 4, pp. 2374–2383, August 1991.
- [18] L. Kocarev and U. Parlitz, "Generalized Synchronization, Predictability, and Equivalence of Unidirectionally Coupled Dynamical Systems," *Physical Review Letters*, vol. 76, no. 11, pp. 1816–1819, March 1996.
- [19] K. Yoshimura, "Multichannel Digital Communications by the Synchronization of Globally Coupled Chaotic Systems," *Physical Review E*, vol. 60, no. 2, pp. 1648–1657, August 1999.
- [20] F. Arecchi, E. Allaria, and I. Leyva, "Propensity Criterion for Networking in an Array of Coupled Chaotic Systems," *Physical Review Letters*, vol. 91, no. 23, p. 234101, December 2003.
- [21] S. Banerjee, P. Saha, and A. R. Chowdhury, "Optically Injected Laser System: Characterization of Chaos, Bifurcation, and Control," *CHAOS*, vol. 14, no. 2, pp. 347–357, June 2004.
- [22] A. Murakami and J. Ohtsubo, "Synchronization of Feedback-Induced Chaos in Semiconductor Lasers by Optical Injection," *Physical Review A*, vol. 65, no. 3, p. 33826, March 2002.
- [23] A. Uchida, M. Kawano, and S. Yoshimori, "Dual Synchronization of Chaos in Colpitts Electronic Oscillators and its Applications for Communications," *Physical Review E*, vol. 68, no. 5, p. 56207, 2003.
- [24] H.-F. Chen and J.-M. Liu, "Unidirectionally Coupled Synchronization of Optically Injected Semiconductor Lasers," *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 10, no. 5, pp. 918–926, September - October 2004.
- [25] D. Tang, R. Dykstra, M. Hamilton, and N. Heckenberg, "Observation of Generalized Synchronization of Chaos in a Driven Chaotic System," *Physical Review E*, vol. 57, no. 5, pp. 5247–5251, May 1998.
- [26] G. VanWiggeren and R. Roy, "Optical Communication with Chaotic Waveforms," *Physical Review Letters*, vol. 81, no. 16, pp. 3547–3550, October 1998.
- [27] A. Argyris and D. Syvridis, "Performance of Open-Loop All-Optical Chaotic Communication Systems Under Strong Injection Condition," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 5, pp. 1272–1279, May 2004.
- [28] J. P. Goedgebuer, L. Larger, H. Porte, and F. Delorme, "Chaos in Wavelength with a Feedback Tunable Laser Diode," *Physical Review E*, vol. 57, no. 3, pp. 2795–2798, March 1998.
- [29] C. Mirasso, P. Colet, and P. García-Fernández, "Synchronization of Chaotic Semiconductor Lasers: Application to Encoded Communications," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, no. 2, pp. 299–301, February 1996.
- [30] V. Ahlers, U. Parlitz, and W. Lauterborn, "Hyperchaotic Dynamics and Synchronization of External-Cavity Semiconductor Lasers," *Physical Review E*, vol. 58, no. 6, pp. 7208–7213, December 1998.
- [31] Y. Liu, H. F. Chen, J. M. Liu, P. Davis, and T. Aida, "Synchronization of Optical-Feedback-Induced Chaos in Semiconductor Lasers by Optical Injection," *Physical Review A*, vol. 63, no. 3, p. 031802(R), March 2001.
- [32] Y. Liu, H. Chen, J. Liu, P. Davis, and T. Aida, "Communication Using Synchronization of Optical-Feedback-Induced Chaos in Semiconductor Lasers," *IEEE Transactions on Circuits and Systems - I: Fundamental Theory and Applications*, vol. 48, no. 12, pp. 1484–1490, December 2001.
- [33] A. Uchida, Y. Liu, and P. Davis, "Characteristics of Chaotic Masking in Synchronized Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 39, no. 8, pp. 963–970, August 2003.
- [34] J. Poëtte, O. Vaudel, and P. Besnard, "Reduction of relative intensity noise for semiconductor lasers exposed to optical injection," in *International Conference on Coherent and Nonlinear Optics / International Conference on Lasers, Applications, and Technologies (ICONOLAT)*, ser. "Laser Systems for Precision Measurements", St Petersburg (Russia), May 2005, paper LAT-963.
- [35] I. Petitbon, P. Gallion, G. Debarge, and C. Chabran, "Locking bandwidth and relaxation oscillations of an injected-locked semiconductor laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 24, no. 2, pp. 148–154, Fvriar 1988.
- [36] E.-K. Lee, H. Pang, J.-D. Park, and H. Lee, "Bistability and Chaos in an Injection Locked Semiconductor Laser," *Physical Review A*, vol. 47, no. 1, pp. 736–739, January 1993.
- [37] V. Kovanis, A. Gavrielides, T. Simpson, and J. Liu, "Instabilities and Chaos in Optically Injected Semiconductor Lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 67, no. 19, pp. 2780–2782, November 1995.
- [38] S. Blin, P. Besnard, R. Gabet, and G. Stéphan, "Huge Bistabilities at High Optical Injection Level," in *Conference on Lasers and Electro Optics - The European Quantum Electronics Conference (CLEO-EQEC)*, Munich (Germany), June 2003, post Deadline.
- [39] H. Kawaguchi, K. Inoue, T. Matsuoka, and K. Otsuka, "Bistable output characteristics in semiconductor laser injection locking," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 21, no. 9, pp. 1314–1317, September 1985.
- [40] G. Korn and T. Korn, *Mathematical Handbook for Scientists and Engineers*, 2nd ed., McGraw-Hill, Ed., New York, 1968.
- [41] P. Hoel, *Introduction to Mathematical Statistics*, 4th ed., Wiley, Ed., New York, 1971.
- [42] G. D. VanWiggeren and R. Roy, "Communication with Chaotic Lasers," *Science*, vol. 279, no. 5354, pp. 1198–1200, February 1998.
- [43] P. Besnard, S. Blin, O. Vaudel, and S. LaRochelle, "Optical Injection in Semiconductor or Fiber Lasers: A Comparison, the True Influence of Coherence," in *Photonics Europe, invited paper*, Strasbourg (France), Apr. 2004.



Olivier Vaudel received the Master degree in optronics engineering and research in 2003 from ENSSAT, University of Rennes I, France. He is currently pursuing the Ph.D. degree in laser physics at the CNRS unity FOTON-ENSSAT. The main topic of his research is chaos synchronization and optical injection using semiconductor lasers.



Julien Poëtte received the Engineer degree in optronics in 2002, the Master degree in sciences and techniques of communication the same year, and the PhD degree in optoelectronics in 2005 from the ENSSAT, University of Rennes I, France. He is currently with the CNRS unity FOTON-ENSSAT and is involved in fibre and semiconductor laser activities, and is studying more particularly the laser noise modelization and characterization. He takes part also in a clock recovering project for very high speed optical telecommunication.



Céline Guignard received the Eng. degree in optronics in 2001, the Masters degree in Sciences and Techniques of Communications (D.E.A.) in optics communications, also in 2001, and the Ph.D. degree in optronics in 2005 from the ENSSAT, University of Rennes I, France. From April 2005 to September 2006, she was a Postdoctoral Researcher in the Radio and Optical Communications Laboratory, Research Institute for Networks and Communications Engineering (RINCE), Dublin City University, Dublin, Ireland. Her principal research interests in-

cluded optical pulse generation with semiconductor laser, optical feedback and optical injection.



Pascal Besnard received the Ph.D. degree from ENSSAT, University of Rennes I, Rennes, France, in 1991. He spent one year as postdoctoral researcher at the Ontario Lightwave and Laser Research Center, Toronto, ON, Canada. He then moved to ENSSAT, Lannion, France, where he is a Professor. He is at the head of the optronics department and of the Laser Physics Group at the CNRS unity FOTON-ENSSAT. His principal research interests include laser physics, optical injection, optical feedback, and mode-locked lasers.

Influence de l'injection optique dans les processus de synchronisation entre lasers : similarité et bistabilité

Olivier Vaudel & Pascal Besnard

FOTON-ENSSAT

6 rue de Kerampont, BP 80 518, 22305 Lannion Cedex

pascal.besnard@enssat.fr

Suite à la suggestion de PECORA et CARROLL [1] concernant la synchronisation de chaos, de nombreux travaux expérimentaux et théoriques ont été menés dans divers domaines de la physique. En optique, la plupart d'entre eux ont utilisé des lasers à semiconducteurs (même si on peut référencer quelques études utilisant des lasers à gaz ou à fibre). Ces recherches ont permis de réaliser des transmissions optiques sécurisées [2]. En outre, si on trouve quelques exemples utilisant des lasers soumis à une contre-réaction optoélectronique, pour générer du chaos [3], la plupart des expériences ou des analyses théoriques considèrent une contre-réaction optique [4]. Dans tous les cas, le problème de la synchronisation est intimement lié à la dynamique de l'injection optique, qui se résume au couplage unidirectionnel de deux lasers. Nous avons récemment proposé d'étudier la synchronisation plus simplement [5]. Il s'agit en fait de cascader deux injections optiques. Un premier laser dit maître est utilisé pour nourrir en photons la cavité d'un second laser appelé transmetteur. Le signal de ce dernier est injecté dans un troisième laser appelé récepteur. L'intérêt de ce type d'étude est d'apporter une comparaison directe entre l'injection par un signal continu [6] et celle obtenue par un signal chaotique. L'étude théorique s'en trouve grandement simplifiée car il s'agit de systèmes dont la dimension de l'attracteur est faible. Pour tout d'abord valider notre modèle théorique, nous montrons, dans le cas d'un laser injecté par un signal continu, un bon accord entre l'expérience et la théorie par l'intermédiaire de cartographies. Celles-ci représentent les différents comportements dynamiques (mélange d'ondes, chaos, fréquence de relaxation, doublement de période ...) dans le système de paramètres constitué de la puissance injectée et du désaccord (différence de fréquence optique entre le laser dit maître et le laser injecté dit esclave).

Nous montrons que le processus de synchronisation est par essence bistable tout comme l'injection optique. Cette bistabilité est illustrée en dressant des cartographies de synchronisation indiquant le taux de corrélation entre les signaux du laser transmetteur et du laser récepteur, en fonction de la puissance injectée et du désaccord. La robustesse de la synchronisation peut ainsi être évaluée. Enfin nous terminons par numériquement cartographier le phénomène d'anticipation de chaos, obtenu pour des indices de corrélation supérieurs à 90 %.

Références

1. L. M. PECORA AND T. L. CARROLL, Synchronization in Chaotic Systems, *Phys. Rev. Letters*, **81** (16), 3457-3550 (1998).
2. G. VANWIGGEREN AND R. ROY, *Optical Communication with Chaotic Waveforms*, *Phys. Rev. Letters*, **64** (8), 821-824 (1990).
3. J. P. GOEDGEBUER, L. LARGER, H. PORTE, AND F. DELORME, *Chaos in Wavelength with a Feedback Tunable Laser Diode*, *Phys. Rev. E*, **57** (3), 2795-2798 (1998).
4. V. AHLERS, U. PARLITZ, AND W. LAUTERBORN, *Hyperchaotic Dynamics and Synchronization of External-Cavity Semiconductor Lasers*, *Phys. Review E*, **58** (6), 7208-7213 (1990).
5. C. GUIGNARD, S. BLIN AND P. BESNARD, *New Scheme for the Synchronization of Low Dimensional Chaos*, Munich CLEO-EQEC, EC1M (2003).
6. S. BLIN, C. GUIGNARD, P. BESNARD, R. GABET, G. STÉPHAN, AND M. BONDIU, *Phase and Spectral Properties of Optically Injected Semiconductor Lasers*, *Comptes Rendus de la Physique*, **4** (6), 687-699 (2003).

Synchronization between optically injected semiconductor lasers on different dynamics

O. Vaudel, J.F. Hayau and P. Besnard

FOTON-ENSSAT, CNRS UMR 6082, 6 rue de Keraumont, B.P. 80518, 22305 Lannion Cedex, France

PECORA and CARROLL [1] suggest the possibility of chaos synchronization. This process can be used in modern optical communication systems in order to generate secure communication channels [2]. If few studies dealt with optoelectronic feedback lasers [3], most of them are made with optical feedback semiconductor lasers [4]. We have already proposed to realize chaos synchronization [5] without the help of optical feedback, using restrictively optical injection, i.e. a unidirectional coupling between a master laser and a slave laser. This is based on a cascade of two successive optical injections (from master to receiver through transmitter), as shown in figure 1. The aim of the first optical injection is to generate a modulated optical source (chaotic or not) and the second one is to study the synchronization between these lasers. This simple scheme enables a close comparison between optical injection by a continuous and non-continuous wave signal [6], to be drawn. In this architecture, the receiver may be set in a regime [6] of relaxation, multi-wave frequency, frequency doubling, multi-excitability [7,8] (see figure 2), chaos. The synchronization can then be studied by varying the operating point (detuning or injected power) of the transmitter and thanks to maps showing the degree of correlation between the two lasers, the transmitter and the receiver (as theoretically simulated in figure 2). We give account of experimental cartography of correlation in this communication. The synchronization robustness with respect to the detuning and the injected power can thus be evaluated.

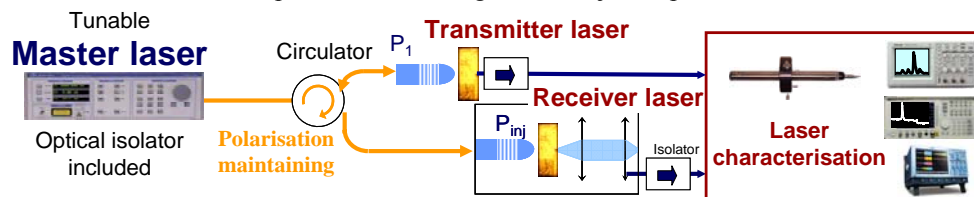


Figure 1 Sketch of the experimental set-up.

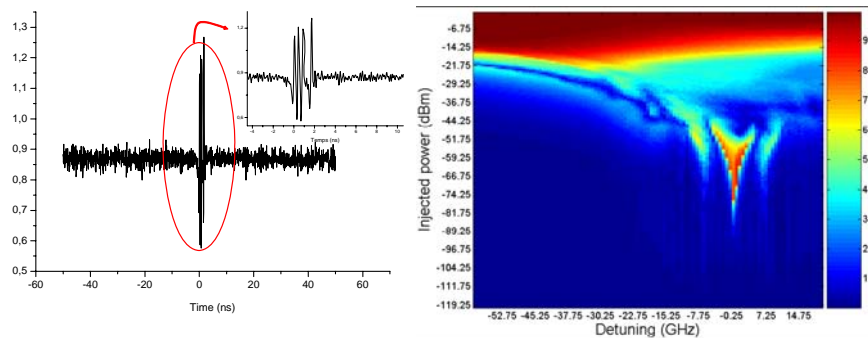


Figure 2 (a) Experimental observation of multi-excitability. (b) Numerical mapping of cross-correlation index for chaos synchronization. The color corresponds to a percentage.

References

1. L. M. Pecora and T. L. Carroll, "Synchronization in Chaotic Systems," *Phys. Rev. Letters*, **64**, 8, 821–824 (1990).
2. C. Mirasso, P. Colet, and P. García-Fernández, "Synchronization of Chaotic Semiconductor Lasers: Application to Encoded Communications" *IEEE Photonics Techn. Letters*, **8**, 2, 299–301 (1996).
3. J. P. Goedgebuer, L. Larger, H. Porte, and F. Delorme, "Chaos in Wavelength with a Feedback Tunable Laser Diode," *Phys. Rev. E*, **57**, 3, 2795–2798 (1998).
4. V. Ahlers, U. Parlitz, and W. Lauterborn, "Hyperchaotic Dynamics and Synchronization of External-Cavity Semiconductor Lasers," *Phys. Review E*, **58**, 6, 7208–7213 (1998).
5. C. Guignard *et al.*, "New Scheme for the Synchronization of Low Dimensional Chaos," *CLEO - EQEC*, (2003).
6. S. Blin, C. Guignard, P. Besnard, R. Gabet, G. Stéphan, and M. Bondiou, "Phase and Spectral Properties of Optically Injected Semiconductor Lasers," *Comptes Rendus de la Physique*, **4**, 6, 687–699 (2003).
7. S. Wiczorek, B. Krauskopf, and D. Lenstra, "Multipulse Excitability in a Semiconductor Laser with Optical Injection," *Physical Review Letters* **88** 063901–063905 (2002).
8. M. Giudici, C. Green, G. Giacomelli, U. Nespolo, and J.R. Tredicce, "Andronov bifurcation and excitability in semiconductor lasers with optical feedback," *Physical Review E* **65**, 64748 (1997).

Synchronization in optically injected semiconductor lasers

P. Besnard, O. Vaudel

FOTON-ENSSAT, CNRS UMR 6082, 6 rue de Kerampont, B.P. 80518, 22305 Lannion, France
pascal.besnard@enssat.fr

Seeding light from a laser into the cavity of a second laser [1], [2] is a simple experiment that is largely encountered in optic. When the coupling is unidirectional, this scheme is called optical injection and is a basic tool for the study of synchronization process between oscillators. The dynamics has been extensively described theoretically and experimentally [3] mainly when the seeded light is a continuous wave. It has been also suggested that chaotic signal may be synchronized through optical injection [4-6] following the proposal of PECORA and CARROLL [7]. Chaos synchronization may be obtained without the help of optical feedback, using restrictively optical injection [8]. This is based on a cascade of two successive optical injections (from master to receiver through transmitter), as shown in figure 1.

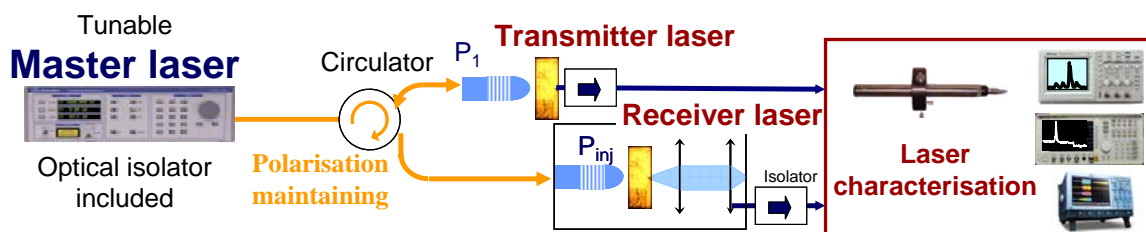


Fig. 1 Sketch of the experimental set-up.

In this architecture, the receiver may be set in different regimes [6] such as relaxation, multi-wave frequency, frequency doubling, multi-excitability, chaotic regime. The synchronization can then be studied by fixing the operating point of the transmitter and varying that of the receiver (as for example the detuning or the injected power). One may choose the inverse case by setting the operating point of the receiver and going over that of the transmitter.

In this communication, we study synchronization between two lasers when the seeded light is non continuous and draw a close comparison with the case of optical injection by a continuous wave signal [3], showing for instance that the process of synchronization is inherently bistable and drawing basic rules for the robustness of such a process.

References

1. H. Stover, W. Steier, "Locking of laser oscillators by light injection", *Appl. Phys. Lett.* 8 91 (1966).
2. R. Lang, "Injection locking properties of a semiconductor laser", *IEEE J. Quantum Electron.* QE-18 976 (1982).
3. S. Blin, C. Guignard, P. Besnard, R. Gabet, G. Stéphan, and M. Bondiou, "Phase and Spectral Properties of Optically Injected Semiconductor Lasers," *Comptes Rendus de la Physique*, **4**, 6, 687–699 (2003).
4. C. Mirasso, P. Colet, and P. García-Fernández, "Synchronization of Chaotic Semiconductor Lasers: Application to Encoded Communications" *IEEE Photonics Techn. Letters*, **8**, 2, 299–301 (1996).
5. J. P. Goedgebuer, L. Larger, H. Porte, and F. Delorme, "Chaos in Wavelength with a Feedback Tunable Laser Diode," *Phys. Rev. E*, **57**, 3, 2795–2798 (1998).
6. V. Ahlers, U. Parlitz, and W. Lauterborn, "Hyperchaotic Dynamics and Synchronization of External-Cavity Semiconductor Lasers," *Phys. Review E*, **58**, 6, 7208–7213 (1998).
7. L. M. Pecora and T. L. Carroll, "Synchronization in Chaotic Systems," *Phys. Rev. Letters*, **64**, 8, 821–824 (1990).
8. C. Guignard *et al.*, "New Scheme for the Synchronization of Low Dimensional Chaos," *CLEO - EQEC*, (2003).

Bibliographie

- [1] L. M. Pecora et T. L. Carroll, "Synchronization in Chaotic Systems," *Physical Review Letters* **64**(8), pp. 821–824, Février 1990.
- [2] L. Pecora et T. Carroll, "Driving Systems with Chaotic Signals," *Physical Review A* **44**(4), pp. 2374–2383, Août 1991.
- [3] L. Pecora et T. Carroll, "Synchronizing chaotic circuits," *IEEE Transactions on Circuits and Systems* **38**, pp. 453–456, 1991.
- [4] V. Kovanis, A. Gavrielides, T. Simpson et J. Liu, "Instabilities and Chaos in Optically Injected Semiconductor Lasers," *Applied Physics Letters* **67**(19), pp. 2780–2782, Novembre 1995.
- [5] T. B. Simpson, J. M. Liu, K. F. Huang et K. Tai, "Nonlinear Dynamics Induced by External Optical Injection in Semiconductors Lasers," *Quantum Semiclassical Optics* **9**(5), pp. 765–784, Octobre 1997.
- [6] J. Mørk, B. Tromborg et J. Mark, "Chaos in Semiconductor Lasers with Optical Feedback : Theory and Experiment," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **28**(1), pp. 93–108, Janvier 1992.
- [7] C. Mirasso, P. Colet et P. García-Fernández, "Synchronization of Chaotic Semiconductor Lasers : Application to Encoded Communications," *IEEE Photonics Technology Letters* **8**(2), pp. 299–301, Février 1996.
- [8] J. P. Goedgebuer, L. Larger, H. Porte et F. Delorme, "Chaos in Wavelength with a Feedback Tunable Laser Diode," *Physical Review E* **57**(3), pp. 2795–2798, Mars 1998.
- [9] D. Pieroux, T. Erneux et K. Otsuka, "Minimal model of a class-B laser with delayed feedback : Cascading branching of periodic solutions and period-doubling bifurcation," *Physical Review A* **50**(2), pp. 1822–1829, Août 1994.
- [10] T. Erneux, "Asymptotic methods applied to semiconductor laser models," *Proceedings of SPIE* **3944**, pp. 588–601, Juillet 2000.
- [11] T. Erneux, G. Hek, M. Yousefi et D. Lenstra, "The injection laser limit of lasers subject to optical feedback," *Proceedings of SPIE* , 2004.
- [12] G. D. VanWiggeren et R. Roy, "Communication with Chaotic Lasers," *Science* **279**(5354), pp. 1198–1200, Février 1998.

- [13] G. VanWiggeren et R. Roy, "Optical Communication with Chaotic Waveforms," *Physical Review Letters* **81**(16), pp. 3547–3550, Octobre 1998.
- [14] J. P. Goedgebuer, L. Larger et H. Porte, "Optical Cryptosystem Based on Synchronization of Hyperchaos Generated by a Delayed Feedback Tunable Laser Diode," *Physical Review Letters* **80**(10), pp. 2249–2252, Mars 1998.
- [15] A. Murakami et J. Ohtsubo, "Synchronization of Feedback-Induced Chaos in Semiconductor Lasers by Optical Injection," *Physical Review A* **65**(3), p. 33826, Mars 2002.
- [16] K. Kusumoto et J. Ohtsubo, "Anticipating Synchronization Based on Optical Injection-Locking in Chaotic Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **39**(12), pp. 1531–1536, Décembre 2003.
- [17] A. Uchida, Y. Liu et P. Davis, "Characteristics of Chaotic Masking in Synchronized Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **39**(8), pp. 963–970, Août 2003.
- [18] J. Sacher, D. Baums, P. Panknin, W. Elsässer et E. Göbel, "Intensity Instabilities of Semiconductor Lasers under Current Modulation, External Light Injection, and Delayed Feedback," *Physical Review A* **45**(3), pp. 1893–1905, Février 1992.
- [19] E.-K. Lee, H. Pang, J.-D. Park et H. Lee, "Bistability and Chaos in an Injection Locked Semiconductor Laser," *Physical Review A* **47**(1), pp. 736–739, Janvier 1993.
- [20] V. Annovazzi-Lodi, S. Donati et M. Manna, "Chaos and Locking in a Semiconductor Laser Due to External Injection," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **30**(7), pp. 1537–1540, Juillet 1994.
- [21] P. Even, *Etude de la forme de raie d'un laser à gaz injecté*. Thèse de doctorat, Université de Rennes I, 1996.
- [22] M. Bondiou, *Etude des propriétés spectrales d'un laser semi-conducteur soumis à injection optique*. Thèse de doctorat, ENSSAT, Université de Rennes I, 1999.
- [23] R. Gabet, *Étude expérimentale et théorique de l'injection optique dans un laser à semi-conducteurs : application à la détection de faibles signaux cohérents à 1,55 μ m*. Thèse de doctorat, ENSSAT, Université de Rennes I, 2000.
- [24] S. Blin, *Compléments à l'étude expérimentale et théorique de l'injection optique dans des lasers à semi-conducteurs et des lasers à fibre à 1550 nm*. Thèse de doctorat, Cotutelle entre l'ENSSAT (Université de Rennes I) et la Faculté des Sciences et de Génie de l'Université Laval (Québec, CANADA), Décembre 2003.
- [25] C. Huygens, *Oeuvres Complètes de Christian Huygens*, Société hollandaise de sciences Martinus Nijhoff, La Haye, La Haye ed., 1893.
- [26] B. Van Der Pol, "Forced oscillations in a circuit with non-linear resistance," *Philosophical Magazine Supplement* **7** **3**(13), pp. 65–80, 1927.

- [27] R. Adler, "A Study of Locking phenomena in oscillators," *Proceedings of the Institute of Radio Engineers (IRE)* **34**, pp. 351–357, Juin 1946.
- [28] M. Hines, J. Collinet et J. Ondria, "FM noise suppression of an injected phase-locked oscillator," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique* **MTT-16(9)**, Septembre 1968.
- [29] T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature* **187**, pp. 493–494, Août 1960.
- [30] A. L. Schawlow et D. H. Townes, "Infrared and Optical Masers," *Physical Review* **112(6)**, pp. 1940–1949, Décembre 1958.
- [31] R. H. Pantell, "The laser oscillator with an external signal," *Proceedings of the IEEE* **53**, pp. 474–477, Mai 1965.
- [32] H. L. Stover et W. H. Steier, "Locking of laser Oscillators by light injection," *Applied Physics Letters* **8**, pp. 91–93, Mai 1966.
- [33] S. Kobayashi et T. Kimura, "Coherence of Injection Phase-Locked AlGaAs Semiconductor Laser," *Electronics Letters* **16(17)**, pp. 668–670, 1980.
- [34] S. Kobayashi et T. Kimura, "Injection locking in AlGaAs semiconductor laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **17(5)**, pp. 681–689, Mai 1981.
- [35] S. Kobayashi, H. Nishimoto et R. Lang, "Experimental Observation of Asymmetric Detuning Characteristics in Semiconductor Laser Injection Locking," *Electronics Letters* **18(2)**, pp. 54–56, Janvier 1982.
- [36] L. Goldberg, H. Taylor et J. Weller, "Locking bandwidth asymmetry in injection-locked GaAlAs lasers," *Electronics Letters* **18**, pp. 986–987, Novembre 1982.
- [37] C. H. Henry, "Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **18(2)**, pp. 259–264, Février 1982.
- [38] F. Morgensen, H. Olesen et G. Jacobsen, "Locking conditions and stability properties for a semiconductor laser with external light injection," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **21**, pp. 784–793, Juillet 1985.
- [39] I. Petitbon, P. Gallion, G. Debarge et C. Chabran, "Locking bandwidth and relaxation oscillations of an injected-locked semiconductor laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **24(2)**, pp. 148–154, Février 1988.
- [40] M. Bondiou, R. Gabet, P. Besnard et G. M. Stephan in *Proceedings of the International Conference on LASERS'97*, J. J. Carroll et T. A. Goldman, eds., pp. 49–54, 1998.
- [41] S. Blin, C. Guignard, P. Besnard, R. Gabet, G. Stéphan et M. Bondiou, "Phase and Spectral Properties of Optically Injected Semiconductor Lasers," *Comptes Rendus de la Physique* **4(6)**, pp. 687–699, Juillet - Août 2003.
- [42] S. Blin, P. Besnard, R. Gabet et G. Stéphan, "Huge Bistabilities at High Optical Injection Level," in *Conference on Lasers and Electro Optics - The European Quantum Electronics Conference (CLEO-EQEC)*, Juin 2003. Post Deadline.

- [43] L. E. Erikson et A. Szabo, "Spectral Narrowing of dye Laser Output by injection of Monochromatic Radiation into the Laser Cavity," *Applied Physics Letters* **18**(10), pp. 433–435, Mai 1971.
- [44] P. Gallion, H. Nakajima, G. Debarge et C. Chabran, "Contribution of Spontaneous Emission to the Linewidth of an Injected-Locked Semiconductor Laser," *Electronics Letters* **21**, pp. 626–628, 1985.
- [45] W. A. Van der Graaf, A. M. Levine et D. Lenstra, "Diode Lasers Locked to Noisy Injection," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**(3), pp. 434–442, Mars 1997.
- [46] P. Dubé, L. Ma, J. Ye, P. Jungner et J. Hall, "Thermally induced self-locking of an optical cavity by overtone absorption in acetylene," *Journal of Optical Society of America B* **13**(9), pp. 2041–2054, 1996.
- [47] M. Guy, B. Villeneuve, C. Latrasse et M. Tétu, "Simultaneous absolute frequency control of laser transmitters in both 1.3 and 1.55 μm bands for multiwavelength communication systems," *Journal of Lightwave Technology* **14**(6), pp. 1136–1143, Juin 1996.
- [48] T. Yasui, T. Araki et N. Suzuki, "Accurate Stabilization of a 3 MW Single-Mode Output He-Ne Laser by Intermittent Frequency Offset Locking to an Iodine Stabilized He-Ne Laser," *Optical Review* **4**(6), pp. 675–682, 1997.
- [49] M. Poulin, C. Latrasse, N. Cyr et M. Tétu, "An absolute frequency reference at 192.6 THz (1556 nm) based on a two-photon absorption line of rubidium at 778 nm for WDM communications systems," *IEEE Photonics Technology Letters* **9**(12), pp. 1631–1633, Décembre 1997.
- [50] S. Kobayashi, Y. Yamamoto et T. Kimura, "Optical FM Signal Amplification and FM Noise Reduction in an Injection Locked AlGaAs Semiconductor Laser," *Electronics Letters* **17**, pp. 849–851, 1981.
- [51] L. Golberg, H. F. Taylor et J. F. Weller, "FM Side-Band Injection Locking of Diode Lasers," *Electronics Letters* **18**(23), pp. 1019–1020, Novembre 1982.
- [52] S. Kobayashi et T. Kimura, "Optical FM Signal Amplification by Injection-Locked and Resonant Type Semiconductor Laser Amplifiers," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique* **30**, pp. 421–427, 1982.
- [53] L. Li, "Small Signal Analysis of Optical FM Signal Amplification by an Injection-Locked Type Semiconductor Laser Amplifier," *Journal of Lightwave Technology* **10**, pp. 477–481, 1992.
- [54] L. Noel, D. Marcenac et D. Wake, "Optical Millimeter-Wave Generation Technique with High Efficiency, Purity and Stability," *Electronics Letters* **32**(21), pp. 1997–1998, 1996.
- [55] J. Genest, M. Chamberland, P. Tremblay et M. Tétu, "Microwave Signals Generated by Optical Heterodyne Between Injection-Locked Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**(6), pp. 989–998, 1997.

- [56] R. P. Braun, G. Grosskopf, R. Meschenmoser, D. Rohde, G. Schmidt et G. Villino, "Microwave Generation for Bidirectionnal Broadband Mobile Communications Using Optical Sideband Injection Locking," *Electronics Letters* **33**(16), pp. 1395–1396, Juillet 1997.
- [57] R. P. Braun, G. Grosskopf, D. Rohde et F. Schmidt, "Low-Phase-Noise Millimeter-Wave Generation at 64 GHz and Data Transmission Using Optical Sideband Injection Locking," *IEEE Photonics Technology Letters* **10**(5), pp. 728–730, Mai 1998.
- [58] M. Bondiou, P. Besnard, M.-L. Charès, R. Gabet et G. Stéphan, "Phase locking of optically injected distributed feedback semiconductor laser due to microwave current modulation," in *Conference on Lasers and Electro Optics - The European Quantum Electronics Conference (CLEO-EQEC)*, p. 189, Glasgow, 1998. Poster QThG5.
- [59] C. Laperle, M. Svilans, M. Poirier et M. Tetu, "Frequency multiplication of microwave signals by sideband optical injection locking using a monolithic dual-wavelength DFB laser device," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **47**(7, Part 2), pp. 1219–1224, Juillet 1999.
- [60] M. Brunel, O. Emile, M. Vallet, F. Bretenaker et A. L. Floch, "Experimental and theoretical study of monomode vectorial lasers passively Q switched by a Cr^{4+} : yttrium aluminum garnet absorber," *Physical Review A* **60**(5), pp. 4052–4058, Novembre 1999.
- [61] Y. K. Seo, A. Kim, J. T. Kim et W. Y. Choi, "Optical Generation of Microwave Signals Using a Directly Modulated Semiconductor Laser under Modulated Light Injection," *Microwave and optical technology letters* **30**(6), pp. 369–370, Septembre 2001.
- [62] N. Lai, L. Morvan, M. Brunel, F. Bretenaker, D. Dolfi et A. L. Floch, "Doublage d'un laser bi-fréquence impulsionnel pour la génération de micro-ondes," *Journal de la Physique IV* **12**, pp. Pr5–367–Pr5–368, 2002.
- [63] M. Brunel, M. Alouini, F. Bretenaker, M. Vallet, O. Emile et A. Le-Floch, "Generation of GHz and THz beats using bi-frequency lasers," *Revue de l'Electricité et de l'Electronique* **1**, pp. 37–41, Janvier 2003.
- [64] R. Hui, A. Mecozzi, A. D'Ottavi et P. Spano, "Novel Measurement Technique of α Factor in DFB Semiconductor Lasers by Injection Locking," *Electronics Letters* **26**(14), pp. 997–998, Juillet 1990.
- [65] R. Hui, A. D'Ottavi, A. Mecozzi et P. Spano, "Injection Locking in Distributed Feedback Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **27**(6), pp. 1688–1695, Juin 1991.
- [66] J.-P. Bouyer, *Stabilisation par injection optique d'un laser à semi-conducteur*. Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, 1992.
- [67] K. Iiyama, K. Hayashi et Y. Ida, "Simple Method for Measuring the Linewidth Enhancement Factor of Semiconductor Lasers by Optical Injection Locking," *Optics Letters* **17**(16), pp. 1128–1130, Août 1992.

- [68] M. van Exter et J. Woerdman, "Determination of α Factor of Fabry-Perot-Type Semiconductor Laser by Injection Locking," *Electronics Letters* **28**(17), pp. 1607–1608, Août 1992.
- [69] P. Spano, S. Piazzolla et M. Tamburrini, "Frequency and Intensity Noise in Injected-Locked Semiconductor Lasers : Theory and Experiments," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **22**(3), pp. 427–435, Mars 1986.
- [70] N. Schunk et K. Peterman, "Noise analysis of injection locked semiconductor injection lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **22**(5), pp. 642–650, Mai 1986.
- [71] O. Lidoyne, P. B. Gallion, C. Chabran et G. Debarge, "Locking Range, Phase Noise and Power Spectrum of an Injection-Locked Semiconductor Laser," *IEE Proceedings* **137**(3), pp. 147–153, Juin 1990.
- [72] T. Simpson, J. Liu et A. Gavrielides, "Bandwidth Enhancement and Broadband Noise Reduction in Injected-Locked Semiconductor Lasers," *IEEE Photonics Technology Letters* **7**(7), pp. 709–711, Juillet 1995.
- [73] A. Furuzawa, "Amplitude Squeezing of a semi-conductor laser with light injection," *Optics Letters* **21**(24), pp. 2014–2016, 1996.
- [74] J. Poëtte, O. Vaudel et P. Besnard, "Reduction of relative intensity noise for semiconductor lasers exposed to optical injection," in *International Conference on Coherent and Nonlinear Optics / International Conference on Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT), session : «Laser Systems for Precision Measurements»*, St Petersburg (Russie), Mai 2005. papier n° LAT-963.
- [75] P. Saboureau, J. P. Foing et P. Schanne, "Injection-Locked Semiconductor Lasers with Delayed Optoelectronics Feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**(9), pp. 1582–1591, Février 1997.
- [76] E. A. Huntington, B. C. Buchler, C. C. Harb, T. C. Ralph, D. E. McClelland et H. A. Bachor, "Feedback Control of the Intensity Noise of Injection Locked Lasers," *Optics Communication* **145**(1), pp. 359–366, Janvier 1998.
- [77] M. Yousefi et D. Lenstra, "Dynamical Behavior of a Semiconductor Laser with Filtered External Optical Feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **35**(6), pp. 970–976, Juin 1999.
- [78] A. Naumenko, P. Besnard, N. Loiko, G. Ughetto et J. Bertreux, "Characteristics of a Semiconductor Laser Coupled With a Fiber Bragg Grating With Arbitrary Amount of Feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **39**(10), pp. 1216–1228, Octobre 2003.
- [79] J. Wang, M. Haldar, L. Li et F. Mendis, "Enhancement of modulation bandwidth of laser diodes by injection locking," *IEEE Photonics Technology Letters* **8**(1), pp. 34–36, Janvier 1996.

- [80] G. Yabre, "Effect of Relatively Strong Light Injection on the Chirp-to-Power Ratio and the 3 dB Bandwidth of Directly Modulated Semiconductor Lasers," *Journal of Lightwave Technology* **14**(10), pp. 2367–2373, Oct. 1996.
- [81] G. Yabre, "Improved direct-modulation characteristics of a semiconductor laser by FM/IM conversion through an interferometer," *Journal of Lightwave Technology* **14**(10), pp. 2135–2140, Octobre 1996.
- [82] G. Yabre et J. L. Bihan, "Reduction of nonlinear distortion in directly modulated-semiconductor lasers by coherent light injection," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**(7), pp. 1132–1140, Juillet 1997.
- [83] R. J. Jones, P. S. Spencer et K. A. Shore, "Influence of Detuned Injection Locking on the Relaxation Oscillation Frequency of a Multimode Semiconductor Laser," *Journal of Modern Optics* **47**(11), pp. 1977–1986, 2000.
- [84] R. J. Jones, P. S. Spencer et K. A. Shore, "Detuned Side-Mode Injection for Enhancing Oscillation Frequency of a Semiconductor Laser," *IEE Proceedings* **148**(1), pp. 35–39, Février 2001.
- [85] L. Chrostowski, C.-H. Chang et C. Chang-Hasnain, "Injection-Locked 1.55 μm VCSELs with Enhanced Spur-Free Dynamic Range," *Electronics Letters* **38**(17), pp. 965–967, Août 2002.
- [86] A. Murakami, K. Kawashima et K. Atsuki, "Cavity Resonance Shift and Bandwidth Enhancement in Semiconductor Lasers With Strong Light Injection," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **39**(10), pp. 1196–1204, Octobre 2003.
- [87] A. Uchida, T. Heil, Y. Liu, P. Davis et T. Aida, "High-Frequency Broad-Band Signal Generation Using a Semiconductor Laser With a Chaotic Optical Injection," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **39**(11), pp. 1462–1467, Novembre 2003.
- [88] L. Chrostowski, X. Zhao, C. J. Chang-Hasnain, R. Shau, M. Ortsiefer et M.-C. Amann, "50 GHz Directly-Modulated Injection-Locked 1.55 μm VCSELs," in *Optical Fiber Communication conference (OFC)*, 2005.
- [89] S. Kobayashi, J. Yamada, S. Mashida et T. Kimura, "Single Mode Operation of 500Mbit/s Modulated AlGaAs Semiconductor Laser by Injection Locking," *Electronics Letters* **16**(19), pp. 746–747, Septembre 1980.
- [90] D. Malyon et A. M. Donna, "102 km Unrepeated Monomode Fibre System Experiment at 140 Mbit/S with an Injection Locked 1.52 μm Laser Transmitter," *Electronics Letters* **18**(11), pp. 445–447, Mai 1982.
- [91] H. Nishimoto, H. Kuwahara et M. Motegi, "Injection Locked 1.5 μm InGaAsP/InP Lasers Capable of 450 Mbit/s Transmission over 106 km," *Electronics Letters* **19**(14), pp. 509–510, Juillet 1983.

- [92] H. Toba, Y. Kobayashi, K. Yanagimoto, H. Nagai et M. Nakahara, "Injection-Locking Technique Applied to a 170 km Transmission Experiment at 445.8 Mbit/s," *Electronics Letters* **20**, pp. 370–371, 1984.
- [93] R. Lang et K. Kobayashi, "Suppression of the Relaxation Oscillation in the Modulated Output of Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **12**(3), pp. 194–199, Mars 1976.
- [94] R. Lang, "Injection locking properties of a semi-conductor laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **18**(6), pp. 976–983, Juin 1982.
- [95] F. Mogensen, H. Olesen et G. Jacobsen, "FM Noise Suppression and Linewidth Reduction in an Injection-Locked Semiconductor Laser," *Electronics Letters* **21**, pp. 696–697, 1985.
- [96] C. Lin et F. Mengel, "Reduction of frequency chirping and dynamic linewidth in high speed directly modulated semiconductor lasers by injection locking," *Electronics Letters* **20**, pp. 1073–1075, 1984.
- [97] S. Piazzolla, P. Spano et M. Tamburrini, "Small Signal Analysis of Frequency Chirping in Injection-Locked Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **22**, pp. 2219–2223, 1986.
- [98] C. Guignard, *Réalisation de Sources Impulsionnelles Pour Les Télécommunications*. Thèse de doctorat, ENSSAT, Université de Rennes I, Janvier 2005.
- [99] O. Lidoyne, P. B. Gallion et D. Erasme, "Modulation Properties of an Injection-Locked Semiconductor Laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **27**, pp. 344–351, 1991.
- [100] P. Spano, M. Tamburrini et S. Piazzolla, "Optical FSK Modulation Using Injection-Locked Laser Diodes," *Journal of Lightwave Technology* **7**, pp. 726–728, 1989.
- [101] R. Hui, "Optical PSK Modulations Using Injection Locked DFB Semiconductor Lasers," *IEEE Photonics Technology Letters* **2**, pp. 743–746, 1990.
- [102] R. P. Braun, E. J. Bachus, C. Caspar, H. M. Foisel et B. Strebel, "Transparent All-Optical Coherent-Multi-Carrier 4 X 2 Switching Node," *Proceedings of European Conference on Optical Communication (ECOC'91)*, pp. 92–95, Septembre 1991.
- [103] S. Murata, A. Tomita, J. Shimizu et A. Suzuki, "THz Optical Frequency of 1 Gbit/s-Signal Using Highly Nondegenerate Four-Wave Mixing in an InGaAsP Semiconductor Laser," *IEEE Photonics Technology Letters* **3**, pp. 1021–1023, 1991.
- [104] L. Li et K. Petermann, "Small Analysis of THz Optical-Frequency Conversion in an Injection-Locked Semiconductor Laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **29**, pp. 2988–2994, 1993.
- [105] L. Li et K. Petermann, "Small Signal Analysis of the Optical-Frequency Conversion in an Injection-Locked Semiconductor Laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **30**, pp. 43–48, 1994.

- [106] P. E. Barnsley, H. J. Vikes, G. E. Vickers et D. M. Spirit, "All Optical Clock Recovery from 5 Gb/s RZ Data Using a Self-Pulsating 1.56 μm Laser Diode," *IEEE Photonics Technology Letters* **3**(10), pp. 942–945, Octobre 1991.
- [107] K. Smith et J. K. Lucek, "All-Optical Clock Recovery Using a Mode-Locked Laser," *Electronics Letters* **28**(19), pp. 1814–1815, Septembre 1992.
- [108] L. E. Adams, E. S. Kintzer et J. G. Fujimoto, "Performance and Scalability of an All-Optical Clock Recovery Figure-Eight Laser," *IEEE Photonics Technology Letters* **8**(1), pp. 55–57, Janvier 1996.
- [109] G.-H. Duan, C. Gosset, B. Lavigne, R. Brenot, B. Thedrez, J. Jacquet et O. Leclerc, "40 GHz all-optical clock recovery using polarization insensitive distributed Bragg reflector lasers," in *Proceedings of the Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, Baltimore (USA), 2003. Papier CThQ5.
- [110] B. Lavigne, J. Renaudier, F. Lelarge, O. Legouezigou, H. Gariah et G.-H. Duan, "First demonstration of a polarization insensitive low time jitter and optical noise tolerant all-optical clock recovery at 40 GHz using a self-pulsating laser tandem," in *Optical Fiber Communication conference (OFC)*, 2006. Postdeadline Paper 24.
- [111] V. Roncin, A. O'Hare, S. Lobo, E. Jacqueline, L. Bramerie, B. Clouet, M. Gay, A. Shen, J. Renaudier, F. Lelarge, A. Accard, F. Pommereau, O. L. Gouezigou, L. L. Gouezigou, G.-H. Duan et J.-C. Simon, "160 Gb/s system performance of multi-rate data stream all-optical clock recovery based on a quantum-dot self-pulsating semiconductor laser," in *Optical Fiber Communication conference (OFC)*, 2007. soumis.
- [112] A. Argyris et D. Syvridis, "Performance of Open-Loop All-Optical Chaotic Communication Systems Under Strong Injection Condition," *Journal of Lightwave Technology* **22**(5), pp. 1272–1279, Mai 2004.
- [113] A. Argyris, D. Syvridis, L. Larger, V. Annovazzi-Lodi, P. Colet, I. Fischer, J. García-Ojalvo, C. R. Mirasso, L. Pesquera et K. A. Shore, "Chaos-based communications at high bit rates using commercial fibre-optic links," *Nature* **438**, pp. 343–346, Novembre 2005.
- [114] C. Weiss, W. Klische, P. Ering et M. Cooper, "Instabilities and Chaos of a Single Mode NH_3 Ring Laser," *Optics Communications* **52**(6), pp. 405–408, Janvier 1985.
- [115] C. Weiss et J. Brock, "Evidence for Lorenz-Type Chaos in a Laser," *Physical Review Letters* **57**(22), pp. 2804–2806, Décembre 1986.
- [116] Y. Imai, H. Murukawa et T. Imoto, "Chaos Synchronisation Characteristics in Erbium-Doped Fiber Laser Systems," *Optics Communications* **217**(1-6), pp. 415–420, Mars 2003.
- [117] D. Tang, R. Dykstra, M. Hamilton et N. Heckenberg, "Observation of Generalized Synchronization of Chaos in a Driven Chaotic System," *Physical Review E* **57**(5), pp. 5247–5251, Mai 1998.

- [118] Y. Liu, H. F. Chen, J. M. Liu, P. Davis et T. Aida, "Synchronization of Optical-Feedback-Induced Chaos in Semiconductor Lasers by Optical Injection," *Physical Review A* **63**(3), p. 031802(R), Mars 2001.
- [119] H.-F. Chen et J.-M. Liu, "Unidirectionally Coupled Synchronization of Optically Injected Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **10**(5), pp. 918–926, Septembre - Octobre 2004.
- [120] D. Dangoisse, D. Hennequin et V. Zehnlé-Dhaoui, *Les Lasers : cours et exercices corrigés*, Dunod, 1998.
- [121] A. Einstein, "On the Quantum Theory of Radiation," *Physikalische Zeitschrift* **18**, pp. 121–128, 1917.
- [122] N. G. Basov et A. M. Prokhorov *J. Exptl. Theoret. Phys. USSR* **27**, p. 431, 1954.
- [123] J. Gordon, H. Zeiger et C. Townes, "The Maser-New Type of Microwave Amplifier, Frequency Standard, and Spectrometer," *Physical Review* **99**(4), pp. 1264–1274, Août 1955.
- [124] A. Yariv et P. Yeh, *Optical waves in crystals*, Wiley & Sons, New York, 1984.
- [125] A. Siegman, *Lasers*, University Science Books, 20, Edgehill Road, Mill Valley, California, USA, 1986.
- [126] A. Yariv, *Introduction to optical electronics*, Saunders College Publishing, fourth ed., 1991.
- [127] G. Agrawal et N. Dutta, *Semiconductor Lasers*, Van Nostrand reinhold, 2 ed., 1993.
- [128] E. Rosencher et B. Vinter, *Optoélectronique*, Masson, Paris, 1998.
- [129] M. Bondiou, R. Gabet, G. Stéphan et P. Besnard, "Linewidth of an optically injected semiconductor laser," *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics* **2**, pp. 41–46, 2000.
- [130] M. Born et E. Wolf, *Principles of Optics*, Cambridge University Press, 7ème ed., 1980.
- [131] T. Erdogan, "Fiber Grating Spectra," *Journal of Lightwave Technology* **15**(8), pp. 1277–1294, Août 1997.
- [132] M. Janos et J. Canning, "Permanent and Transient Resonances Thermally Induced in Optical Fibre Bragg Gratings," *Electronics Letters* **31**(12), pp. 1007–1009, Juin 1995.
- [133] C. Martinez et P. Ferdinand, "Analysis of Phase-Shifted Fiber Bragg Gratings Written with Phase Plates," *Applied Optics* **38**(15), pp. 3223–3228, Mai 1999.
- [134] R. C. Alferness, C. H. Joyner, M. D. Divino, M. J. R. Martyak et L. L. Buhl, "Narrowband Grating Resonator Filters in InGaAsP/InP Waveguides," *Applied Physics Letters* **49**(3), pp. 125–127, Juillet 1986.
- [135] M. Sejka, P. Varming, J. Hübner et M. Kristensen, "Distributed feedback Er³⁺-doped fiber laser," *Electronics Letters* **31**(17), pp. 1445–1446, Août 1995.

- [136] J. Poëtte, *Contribution à l'étude de lasers dédiés aux télécommunications*. Thèse de doctorat, ENSSAT, Université de Rennes I, Décembre 2005.
- [137] G. Agrawal et N. Dutta, *Long Wavelength Semiconductor lasers*, Van Nostrand reinhold, 1986.
- [138] G. Agrawal et C. Bowden, "Concept of linewidth enhancement factor in semiconductor lasers : its usefulness and limitations," *IEEE Photonics Technology Letters* **5**(6), pp. 640–642, Juin 1993.
- [139] F. Doger et N. Péraud, "Mesure systématique du paramètre α des lasers à semi-conducteurs," Rapport de projet pluridisciplinaire de deuxième année, ENSSAT, Juin 2006.
- [140] H. Haug, "Quantum-mechanical rate equations for semiconductor lasers," *Physical Review* **184**, pp. 338–348, Août 1969.
- [141] D. Marcuse, "Computer simulation of laser photon fluctuations : single cavity laser results," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **20**, pp. 1148–1155, Octobre 1984.
- [142] D. Marcuse, "Computer simulation of laser photon fluctuations : theory of single-cavity laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **20**, pp. 1139–1148, Octobre 1984.
- [143] N. Dokhane et G. Lippi, "Elimination of relaxation oscillations in a semiconductor laser and bit transmission rate improvement through current control," *Journal de la Physique IV* **10**(Pr-8), pp. 191–192, Mai 2000.
- [144] N. Dokhane et G. Lippi, "Faster Modulation of Single-Mode Semiconductor Lasers through Patterned Current Switching : Numerical Investigation," *IEE Proceedings - Optoelectronics* **151**(2), pp. 61–68, 2004.
- [145] J.-H. Kim, G. Lippi et H. Maurer, "Minimizing the transition time in lasers by optimal control methods Single-mode semiconductor laser with homogeneous transverse profile," *Physica D*, pp. 238–260, 2004.
- [146] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Academic Press, second ed., 1995.
- [147] L. Lu, Y. Dong, H. Wang, W. Cai et S. Xie, "Bit error-rate performance on pump and signal powers of the wavelength converter based on FWM in semiconductor optical amplifier," *IEEE Photonics Technology Letters* **12**(7), Juillet 2000.
- [148] K. Inoue et H. Toba, "Wavelength conversion experiment using fiber four-wave mixing," *IEEE Photonics Technology Letters* **4**(1), pp. 69–72, Janvier 1992.
- [149] T. Heil, I. Fischer, W. Elsässer et A. Gavrielides, "Dynamics of Semiconductor Lasers Subject to Delayed Optical Feedback : The Short Cavity Regime," *Physical Review Letters* **87**(24), pp. 243901(1–4), Janvier 2001.
- [150] C. Serrat, S. Prins et R. Vilaseca, "Dynamics and Coherence of a Multimode Semiconductor Laser with Optical Feedback in an Intermediate-Length External-Cavity Regime," *Physical Review A* **68**(5), p. 053804, Novembre 2003.

- [151] G. Stéphan, T. Tam, S. Blin, P. Besnard et M. Têtu, "Laser line shape and spectral density of frequency noise," *Physical Review A* **71**, p. 043809, 2005.
- [152] G. Yabre, H. deWaardt, H. P. A. van den Boom et G.-D. Khoe, "Noise Characteristics of Single-Mode Semiconductor Lasers Under External Light Injection," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **36**(3), pp. 385–393, Mars 2000.
- [153] L. Chrostowski, C.-H. Chang et C. Chang-Hasnain, "Reduction of Relative Intensity Noise and Improvement of Spur-Free Dynamic Range of an Injection Locked VCSEL," in *IEEE LEOS Annual Meeting Conference Proceedings*, pp. 706–707, 2003.
- [154] C.-H. Chang, L. Chrostowski et C. Chang-Hasnain, "Frequency Response Enhancement of Injection-Locked Lasers," in *Conference on Lasers and Electro Optics (CLEO)*, 2003.
- [155] P. D. Jagher, W. V. der Graaf et D. Lenstra, "Relaxation-Oscillation Phenomena in an Injection-Locked Semiconductor Laser," *Quantum Semiclassical Optics* **8**, pp. 805–822, Août 1996.
- [156] S. Wieczorek, B. Krauskopf et D. Lenstra, "A unifying view of bifurcations in a semiconductor laser subject to optical injection," *Optics Communications* **172**, pp. 279–295, Décembre 1999.
- [157] H. Kawaguchi, K. Inoue, T. Matsuoka et K. Otsuka, "Bistable output characteristics in semiconductor laser injection locking," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **21**(9), pp. 1314–1317, Septembre 1985.
- [158] D. Boiko, G. Stéphan et P. Besnard, "Fast polarization switching with memory effect in a vertical cavity surface emitting laser subject to modulated optical injection," *Journal of Applied Physics* **86**(8), pp. 4096–4099, Octobre 1999.
- [159] L. Chrostowski, X. Zhao, C. Chang-Hasnain, R. Shau, M. Ortsiefer et M. Amann, "50-GHz optically injection-locked 1.55 μm VCSELs," *IEEE Photonics Technology Letters* **18**, pp. 367–369, 2006.
- [160] Y. Takahashi, A. Neogi et H. Kawaguchi, "Polarization-Dependent Nonlinear Gain in Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **34**(9), pp. 1660–1672, Septembre 1998.
- [161] J. F. Hayau, "Synchronisation d'un laser à semi-conducteurs par un laser impulsionnel," Rapport de Master recherche, ENSSAT, Août 2005.
- [162] M. Thual, J. Lostec, P. Auvray et B. Clavel, "Procédé de fabrication d'un dispositif de couplage optique collectif," Brevet n° 96 10327, étendu en Europe EP0825464, et aux Etats-Unis US006014483A le 11 Janvier 2000.
- [163] J. Murray, *Mathematical Biology*, New York, 1990.
- [164] J. L. A. Dubbeldam, B. Krauskopf et D. Lenstra, "Excitability and Coherence Resonance in Lasers with Saturable Absorber," *Physical Review E* **60**(6), pp. 6580–6588, Décembre 1999.

- [165] J. Dubbeldam et B. Krauskopf, "Self-Pulsations of Lasers with Saturable Absorber : Dynamics and Bifurcations," *Optics Communications* **159**, pp. 325–338, Janvier 1999.
- [166] A. Yacomotti, M. Eguia, J. Aliaga, O. Martinez, G. Mindlin et A. Lipsich, "Interspike Time Distribution in Noise Driven Excitable Systems," *Physical Review Letters* **83**(2), pp. 292–295, Juillet 1999.
- [167] B. Krauskopf, K. Schneider, J. Sieber, S. Wiczorek et M. Wolfrum, "Excitability and self-pulsations near homoclinic bifurcations in semiconductor laser systems," *Optics Communications* **215**, pp. 367–379, 2003.
- [168] B. Lindner, J. García-Ojalvo, A. Neiman et L. Schimansky-Geier, "Effects of noise in excitable systems," *Physics Reports* **392**, pp. 321–424, 2004.
- [169] J. Tredicce, "Excitability in Laser Systems : The Experimental Side," *Fundamental issues of nonlinear laser dynamics* , pp. 238–259, 2000.
- [170] G. Iooss et D. D. Joseph, *Elementary Stability and Bifurcation Theory*, Undergraduate Texts in Mathematics, Springer-Verlag, second ed., 1980.
- [171] J. Guckenheimer et P. Holmes, *Nonlinear Oscillations, Dynamical Systems, and Bifurcations of Vector Fields*, vol. 42 of *Applied Mathematical Sciences*, Springer-Verlag, 1991.
- [172] S. Wiczorek, B. Krauskopf et D. Lenstra, "Mechanisms for Multistability in a Semiconductor Laser with Optical Injection," *Optics Communications* **183**, pp. 215–226, Septembre 2000.
- [173] S. Wiczorek, B. Krauskopf et D. Lenstra, "Multipulse Excitability in a Semiconductor Laser with Optical Injection," *Physical Review Letters* **88**(6), p. 63901, Février 2002.
- [174] S. Wiczorek, *The dynamical complexity of optically injected semiconductor lasers*. PhD thesis, 2002.
- [175] S. Wiczorek, T. Simpson, B. Krauskopf et D. Lenstra, "Bifurcation Transitions in an Optically Injected Diode Laser : Theory and Experiment," *Optics Communications* **215**, pp. 125–134, 2003.
- [176] S. Wiczorek et D. Lenstra, "Spontaneously Excited Pulses in an Optically Driven Semiconductor Laser," *Physical Review E* **69**, p. 16218, Janvier 2004.
- [177] N. Péraud, "Mesure du paramètre de couplage phase-amplitude dans des structures lasers à semi-conducteurs," Rapport de projet de troisième année, ENSSAT, Mars 2007. à paraître.
- [178] S. Wiczorek, T. Simpson, B. Krauskopf et D. Lenstra, "Global Quantitative Predictions of Complex Laser Dynamics," *Physical Review E* **65**, p. 045207(R), Avril 2002.
- [179] P. Collins et B. Krauskopf, "Entropy and Bifurcations in a Chaotic Laser," *Physical Review E* **66**, p. 56201, Novembre 2002.
- [180] O. Vaudel et P. Besnard, "Large bistabilité dans un laser injecté," in *XXV^e Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Metz (France), Novembre 2006.

- [181] O. Vaudel, J. Poëtte, C. Guignard et P. Besnard, "Synchronization between Semiconductor Lasers using restrictively optical injection," *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Octobre 2006. Soumis (voir Annexes).
- [182] V. Annovazzi-Lodi, A. Sciré, M. Sorel et S. Donati, "Dynamic Behavior and Locking of a Semiconductor Laser Subject to External Injection," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **34**(12), pp. 2350–2357, Dec. 1998.
- [183] F. Ginovart et J. Simon, "Gain dynamics studies of a semiconductor optical amplifier," *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **4**, pp. 283–287, 2002.
- [184] J. Mørk, M. L. Nielsen et T. W. Berg, "The dynamics of semiconductor optical amplifiers modeling and applications," *Optics & Photonics News*, pp. 43–48, Juillet 2003.
- [185] B. Van Der Pol, "On Relaxation-Oscillations," *Philosophical Magazine* **2**, pp. 978–992, 1926.
- [186] B. Van Der Pol et J. Van Der Mark, "The Heart Beat Considered as a Relaxation Oscillation, and an Electrical Model of the Heart," *Philosophical Magazine* **6**, pp. 763–775, 1928.
- [187] H. Dang-Vu et C. Delcarte, *Bifurcation et Chaos. Une Introduction À la Dynamique Contemporaine Avec Des Programmes En Pascal, Fortran et Mathematica*, Universités – Mécanique, Ellipses, Paris (France), Juin 2000.
- [188] P. Bergé, Y. Pomeau et C. Vidal, *L'ordre Dans Le Chaos. Vers Une Approche Déterministe de la Turbulence*, Collection Enseignement Des Sciences, 33, Herman, Editeurs Des Sciences et Des Arts, Paris (France), Novembre 1984.
- [189] S. Eriksson et Å. Lindberg, "Periodic Oscillation Within the Chaotic Region in a Semiconductor Laser Subjected to External Optical Injection," *Optics Letters* **26**(3), pp. 142–144, Février 2001.
- [190] A. Gavrielides, V. Kovanis, M. Nizette, T. Erneux et T. Simpson, "Period three limit-cycles in injected semiconductor lasers," *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics* **4**, pp. 20–26, Janvier 2002.
- [191] A. Sarkovskii, "Coexistence of cycles of a continuous map of a line into itself," *Ukr. Math. Z* **16**, pp. 61–76, 1964.
- [192] T. Li et J. Yorke, "Period three implies chaos," *The American Mathematical Monthly* **82**, pp. 985–992, 1975.
- [193] G. Korn et T. Korn, *Mathematical Handbook for Scientists and Engineers*, New York, 2nde ed., 1968.
- [194] P. Hoel, *Introduction to Mathematical Statistics*, New York, 4ème ed., 1971.
- [195] Y. Liu, H. Chen, J. Liu, P. Davis et T. Aida, "Communication Using Synchronization of Optical-Feedback-Induced Chaos in Semiconductor Lasers," *IEEE Transactions on Circuits and Systems - I : Fundamental Theory and Applications* **48**(12), pp. 1484–1490, Décembre 2001.

- [196] C. Masoller, "Anticipation in the Synchronization of Chaotic Semiconductor Lasers with Optical Feedback," *Physical Review Letters* **86**(13), pp. 2782–2785, Mars 2001.
- [197] Y. Liu, Y. Takiguchi, P. Davis, T. Aida, S. Saito et J. Liu, "Experimental Observation of Complete Chaos Synchronization in Semiconductor Lasers," *Applied Physics Letters* **80**(23), pp. 4306–4308, Juin 2002.
- [198] Y. Liu, P. Davis, Y. Takiguchi, T. Aida, S. Saito et J.-M. Liu, "Injection Locking and Synchronization of Periodic and Chaotic Signals in Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **39**(2), pp. 269–278, Février 2003.
- [199] A. Uchida, N. Shibasaki, S. Nogawa et S. Yoshimori, "Transient Characteristics of Chaos Synchronization in a Semiconductor Laser Subject to Optical Feedback," *Physical Review E* **69**, p. 56201, Mai 2004.
- [200] N. Rulkov, L. Sushchik et H. Abarbanel, "Generalized synchronization of chaos in directionally coupled chaotic systems," *Physical Review E* **51**, pp. 980–994, 1995.
- [201] C. Guignard, S. Blin et P. Besnard, "New Scheme for the Synchronization of Low Dimensional Chaos," in *Conference on Lasers and Electro Optics - The European Quantum Electronics Conference (CLEO-EQEC)*, Munich (Germany), June 2003. EC1M.

Index

– A –

Anticipation de chaos	147
Applications de l'injection optique	
Accrochage sur une fréquence absolue de référence	4
Augmentation de la bande passante de modulation	5
Conversion de longueur d'onde	5
Détection faible signal	68
Détermination de constantes physiques des lasers	5
Diminution du <i>chirp</i>	5
Fonctionnement monomode en modulation rapide	5
Génération de signal à des fréquences micro-ondes	4
Génération et synchronisation de signal chaotique	6
Modulation en phase et fréquence ...	5
Récupération d'horloge et resynchronisation	5
Réduction de la FWHM	4
Réduction du bruit	5, 68
Transfert de largeur de raie	58

– C –

Caractérisation des lasers	
FWHM(I)	27
RIN	28
Amortissement	30
Dérive en longueur d'onde	28

Fréquence de relaxation	30
P(I)	27
Paramètre α_H	32, 57
Spectre optique	27

Cartographies

Expérimentales (généralités)	73
Influence de la FWHM _{maître}	80
Influence de la polarisation	79
Laser monomode	75
Laser multimode	82
Numériques	94

Cavité résonnante ... voir *Constitution d'un laser*

Constitution d'un laser

Cavité résonnante	15
Milieu amplificateur	13
Pompage	15

– D –

DBR	voir <i>Laser DBR</i>
DFB	voir <i>Laser DFB</i>

– F –

Facteur de HENRY ..	voir <i>Caractérisation des lasers, Paramètre α_H</i>
Faisceau Gaussien	169
Fibre à maintien de polarisation	22
Fonction d'Airy	
d'un laser optiquement injecté	61
d'un laser seul	17

– I –

Injection optique	
Applications voir <i>Applications de l'injection optique</i>	
Cartographies voir <i>Cartographies</i>	
Principe 49	
Régimes de fonctionnement 50, 98	
Accrochage total 50, 98	
Chaos 54, 108	
Décrochage 50	
Mélange d'ondes «M3/2» 104	
Mélange d'ondes «M5/2» 104	
Mélange d'ondes «M5/4» 104	
Mélange d'ondes double 51, 102	
Mélange d'ondes quadruple 53	
Mélange d'ondes simple 51, 101	
Relaxation 53, 100	
Injection optique double	
Montage expérimental 119	
Principe 115	
Système d'équations 135	
Interaction matière-rayonnement	
Émission spontanée 11	
Émission stimulée 12	
Absorption 12	

– L –

Laser DBR 17
Laser DFB 18
Laser en anneau 18
Laser Fabry-Perot 15
Laser TUNICS 21

– M –

Milieu amplificateur . voir <i>Constitution d'un laser</i>
Modélisation d'un laser à semi-conducteurs

Laser A5 39
Laser B2 37
Réponse à un échelon de courant . . . 41
Solutions stationnaires 33
Système complexe d'équations 32
Système réel d'équations 33
Modélisation d'une injection optique
Dynamique temporelle 98
Système complexe d'équations 93
Montage détecteur 25
Montage maître 25
Montage récepteur 25
Montage transmetteur 25
Multi-excitabilité 89, 121

– P –

Paramètre α_H . voir <i>Caractérisation des lasers, Paramètre α_H</i>
Pompage électrique . . voir <i>Constitution d'un laser, Pompage</i>
Pompage optique . . . voir <i>Constitution d'un laser, Pompage</i>
Profil de Voigt 62

– S –

Synchronisation de chaos
Mise en évidence expérimentale . . . 124
Mise en évidence numérique 139
Une limitation : la fréquence de relaxation 131
Synchronisation de multi-excitabilité . . 121
Synchronisation du régime de relaxation
Mise en évidence expérimentale . . . 120
Mise en évidence numérique 136

– T –

Transfert de FWHM voir <i>Applications de l'injection optique, Transfert de largeur de raie</i>

Transfert de RIN 68
Transmission de chaos
 Mise en évidence expérimentale ... 122
 Mise en évidence numérique 139
TUNICS voir *Laser TUNICS*

– V –

Voigt voir *Profil de Voigt*

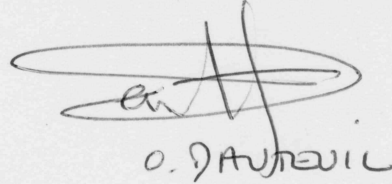
VU :

VU :

Le Directeur de Thèse



Le Responsable de l'École Doctorale



O. DAUDEVIL

Dr UE/2007/ENSSAT/12010

VU pour autorisation de soutenance

Rennes, le 26 JAN. 2007

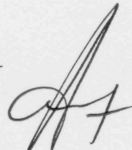
Le Président de l'Université de Rennes 1



BERTRAND FORTIN

VU après soutenance pour autorisation de publication :

Le Président du Jury,

Abderahim Randue 

Abstract

Synchronization of 1.55 μm -DFB semiconductor lasers has been studied theoretically and experimentally. The synchronization is obtained without the help of optical feedback, using uniquely optical injection, *i.e.* a unidirectional coupling between a *master* laser and a *slave* laser. The devices are characterized using classical methods and also optical injection to obtain intrinsic physical parameters, like their geometrical dimensions, their laser gain, optical index. . . We also report experimental observation of multi-excitability. The role of optical coherency is emphasized in the process of optical injection. Numerical simulations, using standard Lang and Kobayashi equations, are then presented. Mapping showing the different dynamics in the chart "detuning-injected power" are found to be in good agreement with experimental results. Thus huge bistabilities, previously observed by Stéphane Blin, are numerically found, for the first time. Chaos synchronization is finally studied and it is shown that high correlation index of 96 % can be experimentally achieved. In the same time, we numerically calculated in the chart "detuning-injected power" correlation maps showing high synchronization (correlation index up to 90 %) on large areas. Finally, we numerically obtain and describe chaos anticipation, obtained for correlation coefficients above 90 %.

Keywords

Semiconductor laser
Optical injection
Chaos synchronization

Bistability
Multiexcitability

Résumé

Nous présentons, dans ce manuscrit, une étude expérimentale et théorique de synchronisation entre lasers à semi-conducteurs émettant à $1,55 \mu m$. Cette synchronisation est réalisée sans l'aide de contre-réaction optique grâce à l'utilisation d'injection optique, c'est-à-dire au couplage unidirectionnel entre deux lasers : le *maître* et l'*esclave*. Les différents lasers utilisés sont caractérisés de manière classique ($P(I), \lambda(I), \dots$) puis par injection optique afin de déterminer les différentes valeurs des paramètres physiques intrinsèques de ces lasers (dimensions géométriques, indice optique, gain interne, ...). Nous reportons également l'observation expérimentale de multi-excitabilité pour le laser à semi-conducteurs injecté. L'impact de la cohérence optique est montré dans le processus de l'injection optique. Des simulations numériques, à partir d'un modèle standard dénommé de Lang et Kobayashi, sont détaillées dans leur différent régime dynamique. Elles montrent un bon accord avec les observations expérimentales, en particulier par l'intermédiaire de cartographies dans l'espace «désaccord-puissance injectée». Ainsi nous mettons numériquement en évidence la présence de larges zones de bistabilité, observées auparavant par Stéphane Blin. Nous présentons, pour la première fois, des études de synchronisation de chaos. Le signal chaotique est ici généré de manière originale, par une première injection optique. La synchronisation est, quant à elle, obtenue grâce à une seconde injection optique. Nous démontrons qu'il est possible d'atteindre expérimentalement des indices de corrélation de 96 %. Nous dressons ensuite numériquement des cartographies de synchronisation de chaos où nous mettons en évidence la présence de zones étendues où l'indice de corrélation peut-être supérieur à 90 %. Enfin nous terminons par mettre numériquement en évidence et cartographier le phénomène d'anticipation de chaos pour un laser injecté, phénomène obtenu pour des indices de corrélation supérieur à 90 %.

Mots-clés

Laser à semi-conducteurs
Injection optique
Synchronisation de chaos

Bistabilité
Multi-excitabilité