



HAL
open science

Caractérisation et modélisation du bruit d'intensité de VCSELs (AlGaAs) et de son influence sur le bruit de phase des liaisons opto-hyperfréquences

Julien Perchoux

► **To cite this version:**

Julien Perchoux. Caractérisation et modélisation du bruit d'intensité de VCSELs (AlGaAs) et de son influence sur le bruit de phase des liaisons opto-hyperfréquences. Optique / photonique. Ecole nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace, 2005. Français. NNT : . tel-00675264

HAL Id: tel-00675264

<https://theses.hal.science/tel-00675264>

Submitted on 29 Feb 2012

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 en vue de l'obtention du titre de

DOCTEUR

de

**L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE
L'ESPACE**

Spécialité: Optoélectronique et Hyperfréquence

Par

Julien PERCHOUX

**CARACTÉRISATION ET MODÉLISATION DU BRUIT
D'INTENSITÉ DE VCSELs (AlGaAs) ET DE SON INFLUENCE
SUR LE BRUIT DE PHASE DES LIAISONS OPTO-
HYPERFRÉQUENCES**

G. ALQUIÉ **Rapporteur**

J. LE BIHAN **Rapporteur**

P. BESNARD **Président du Jury**

T. BOSCH

J-C. MOLLIER **Directeur de Thèse**

P. SIGNORET

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord mon directeur de thèse, Jean-Claude Mollier, directeur du laboratoire MOSE (Microondes et Optoélectronique pour Systèmes Embarqués), pour la confiance qu'il m'a accordée et pour la justesse de ses avis.

Je remercie aussi, pour la mansuétude dont ils ont fait preuve, les membres du jury de thèse : Pascal Besnard, président du jury, Georges Alquié et Jean Le Bihan, rapporteurs, Phillipe Signoret, membre du jury et collaborateur pour partie de ce travail, et tout particulièrement Thierry Bosch membre du jury et directeur du LEN7 qui m'a apporté sa confiance et m'a embauché avant même que je ne sois "doctorisé".

Je tiens à exprimer toute ma gratitude envers les personnels du laboratoire MOSE : Thierry Soulet, Francis Froin et tout particulièrement Fabien Destic sur les épaules duquel, comme beaucoup, j'ai pris l'habitude de me reposer plus que de raison.

Pour les mêmes raisons, je remercie Etienne Perrin technicien du LEP et surtout monsieur "hyperfréquences appliquées" de Supaero.

Je n'oublie pas tous ceux des services administratifs ou informatiques dont l'aide fut bien utile à mener cette aventure à terme : Phillipe Lary du service informatique, Annie Carles-Bailhe et Maryse Herbillon responsables des études doctorales de Supaero, Isabelle Zanchetta du service déplacements.

Je tiens à remercier aussi les personnes en dehors de Supaero grâce à qui des parties importantes de mon travail ont été rendues possibles : Les personnels du group Temps-Fréquence du CNES : Jean-François Dutrey et Jérôme Delporte; les membres du CEM2 de Montpellier : Mikhael Myara et Jean-Philippe Tourrenc; Olivier Llopis et Bertrand Onillon du groupe CISHT du LAAS; et Martin Grabbher de ULM Photonics.

Je remercie aussi Thierry Camps du groupe photonique du LAAS, pour sa confiance et ses conseils scientifiques et professionnels.

Je remercie particulièrement Angélique Rissons-Blanquet, qui m'a beaucoup appris sur les VCSEs et avec qui ces quatre années de collaboration ont été fructueuses.

Bien sûr, j'ai une pensée particulière pour ceux grâce à qui le laboratoire a su rester un lieu de vie et de fraternité et de fêtes pendant ces quatre années, les mosiens d'un jour (et donc de toujours) du haut et du bas, ou même carrément adoptés : Laurent Abbal, Redha Abdeddaim, Alexandre Bacou, Rémy Belot, Hervé Borrion, Luc Boucher, Christophe Calixte, Thibault Caillet, Stéphanie Constant, Rémi Guidoux, Moulaye Haïdara, Myriam Kaba, Matthieu Labaste, Arnaud Le Kernec, Khadidjetou Li, Stephan Maestre, Jean-Marc Martin, Emmanuel Mazeau, Clément M'binack, Alessandro Modica, Christophe et Rachel Morlaas, Margarita Varon, Julien Vayssettes, Wah King-Wong et Gabriella Zorzona.

Supaero c'est aussi pour moi une galerie de personnes croisées de loin ou de près : Elie Abdallah, Franck Corbière, Christophe Garion, Patrice Labedan, Sandrine Petit, les équipes de foot et de volley de l'AS, j'en oublie...

Enfin je dédie ce travail :
Aux amis hors Supaero qui ont partagé avec moi cette tranche de vie : Benoît, Yann, Audrey, Stéphan, Wallig, Erouan, Marie-Paule, Adrien, Paul et tous les autres.

À ma famille, attentive, aimante et compréhensive. À René qui serai heureux je pense.

À Iris surtout... pour l'indicible.

Table des matières

Introduction.....	9
Chapitre 1 - VCSELS : Principes de fonctionnement.....	13
1.1 - Présentation générale des émetteurs lasers à semi-conducteurs.....	17
1.1.1 - Amplification laser à semi-conducteur.....	18
L'absorption	18
L'émission spontanée.....	18
L'émission stimulée.....	19
Le pompage.....	19
La longueur d'onde et le gain.....	19
Les matériaux.....	20
1.1.2 - La structure de la zone active.....	21
Hétérostructures.....	21
Puits quantiques.....	22
1.1.3 - Laser semi-conducteur à cavité Fabry-Pérot.....	23
1.1.4 - Lasers DBR (Distributed Bragg Reflectors).....	25
1.1.5 - Laser DFB (Distributed FeedBack)	26
1.1.6 - Les VCSELS.....	27
1.2 - Lasers à cavité verticale émettant par la surface.....	29
1.2.1 - Avantages et inconvénients.....	29
Avantages.....	29
Inconvénients.....	30
1.2.2 - Différentes structures.....	31
Le confinement des porteurs.....	31
Le confinement optique.....	31
1.2.3 - VCSELS de puissance.....	36
1.2.4 - Progrès des VCSELS aux grandes longueurs d'onde	39
Zone active et DBRs solidarisés par fusion.....	40
Zone active GaInNAs ou GaInNAsSb.....	41
Zone active à jonction tunnel et cavité avec DBR diélectrique.....	41

1.3 - Applications des VCSELS.....	43
1.3.1 - Applications domestiques.....	43
1.3.2 - Détection et télémétrie.....	45
1.3.3 - Datacoms.....	46

Chapitre 2 - Modélisation électrique en signal et en bruit d'un VCSEL monomode.....53

2.1 - Le bruit dans les diodes lasers.....	57
2.1.1 - Bruit dans les télécommunications optiques.....	57
Récepteurs.....	57
Émetteurs.....	58
2.1.2 - Origines physiques du bruit des diodes laser.....	58
Description par les champs.....	58
Description par les particules.....	59
2.1.3 - Définition du RIN.....	60
2.2 - Equations d'évolution en signal et en bruit d'un VCSEL monomode.....	61
2.2.1 - Equation d'évolution de diodes laser : Cas général.....	61
2.2.2 - Équations d'évolution: Cas du VCSEL.....	63
2.2.3 - Fonctions de Langevin.....	65
2.3 - Modélisation électrique.....	68
2.3.1 - Modèle électrique équivalent de la zone active.....	68
2.3.2 - Modèle des réflecteurs de Bragg et du diaphragme d'oxyde	73
Modélisation en signal.....	73
Modélisation en bruit.....	74
2.4 - Le bruit très basse fréquence.....	75
2.4.1 - Modélisation de Fronen et Vandamme.....	76
2.4.2 - Application aux équations d'évolution et au circuit électrique équivalent.....	77
2.5 - Conclusion.....	78

Chapitre 3 - Extension du modèle pour VCSELS multimodes83

3.1 - Bruit dans les lasers multimodes.....	87
3.1.1 - Bruit de partition modale.....	87
3.1.2 - Interaction entre les modes proches.....	88
3.2 - Importance de la modélisation des VCSELS multimodes.....	89
3.2.1 - VCSELS à modes transverses multiples.....	89

3.2.2 - Constatations expérimentales.....	91
3.3 - Équations d'évolution d'un VCSEL multimode.....	93
3.3.1 - Introduction de modes multiples dans les équations d'évolution.....	93
3.3.2 - Le gain modal.....	94
3.3.3 - Densités spectrales des fonctions de Langevin.....	95
3.3.4 - Modélisation à deux modes.....	96
3.4 - Modèle électrique équivalent bi-mode.....	99
3.4.1 - Linéarisation petit signal des équations d'évolution.....	99
3.4.2 - Circuit électrique équivalent.....	100
Éléments passifs du circuit électrique équivalent.....	101
Sources de tension contrôlées en courant.....	102
Sources équivalentes de bruit.....	105
3.5 - Conclusion.....	107

Chapitre 4 - Mesures de bruit d'intensité dans les lasers - Comparaisons avec les simulations.....111

4.1 - Bancs de mesure de bruit d'intensité.....	115
4.1.1 - Différents types de VCSELS.....	115
VCSELS à émission multimode.....	115
VCSELS à émission monomode.....	116
Problème de la réinjection optique.....	116
4.1.2 - Banc de mesure en basses fréquences.....	120
Description du montage.....	120
Détermination du bruit d'intensité relatif.....	122
4.1.3 - Banc de Mesures en hautes fréquences.....	123
Alimentation du VCSEL.....	123
Photodétecteur.....	123
Analyseur de spectre.....	124
Détermination du bruit d'intensité relatif.....	125
4.2 - Caractérisation du bruit d'intensité des VCSELS à diaphragme d'oxyde.....	126
4.2.1 - Mesure du courant de seuil.....	126
4.2.2 - RIN des VCSELS multimodes.....	128
Étude de la résonance.....	128
Remontée du bruit aux plus basses fréquences.....	133
4.2.3 - RIN des VCSELS monomodes.....	135
RIN très basse fréquence.....	135

RIN haute fréquence.....	136
4.3 - Validation des simulations.....	140
4.3.1 - Mise en oeuvre des simulations.....	140
4.3.2 - Simulation des VCSELs multimode.....	141
4.3.3 - VCSEL monomode.....	144
Simulation en haute fréquence.....	144
Simulation en basse fréquence.....	146
4.4 - Conclusion.....	148

Chapitre 5 - Influence du bruit d'intensité basse fréquence sur le bruit de phase d'un signal RF modulant directement un VCSEL multimode.....151

5.1 - Transmission de signaux de grande pureté spectrale.....	155
5.1.1 - Description du bruit de phase.....	155
5.1.2 - Détection du bruit de phase.....	155
Mesure directe sur un analyseur de spectre.....	156
Méthode du détecteur de phase.....	157
Caractérisation de la pureté spectrale d'un signal sinusoïdal.....	157
5.1.3 - La dégradation du bruit de phase de signaux de référence par le système de transmission.....	158
5.1.4 - Dégradation du bruit de phase par une liaison opto-électronique.....	159
5.2 - Modélisation de la dégradation du bruit de phase par la modulation directe d'un VCSEL.....	161
5.2.1 - Principe de la modélisation.....	161
5.2.2 - Prise en compte des non-linéarités dans les équations d'évolution.....	162
Émission stimulée.....	163
Émission spontanée.....	163
5.2.3 - Équations d'évolution à deux modes linéarisées à l'ordre 2.....	164
5.2.4 - Résolution des équations d'évolution.....	165
5.3 - Établissement d'un lien direct entre le bruit d'intensité et le bruit de phase au pied de la porteuse.....	168
5.3.1 - Traitement des termes non-linéaires.....	168
5.3.2 - Calcul de la relation entre le bruit au pied de la porteuse et le RIN.....	171
5.3.3 - "Extension" au modèle monomode.....	175
5.4 - Validation expérimentale.....	176
5.4.1 - Banc de mesure de bruit de phase.....	176
Présentation générale.....	176
Module Aeroflex PN9500.....	178
Bruits mesurés par le montage.....	178

Simulation du bruit au pied de la porteuse en dBc/Hz.....	179
5.4.2 - Résultats des mesures - Comparaisons avec les simulations.....	180
Bruit propre de l'oscillateur.....	180
Influence du niveau d'injection.....	181
Influence de la profondeur de modulation.....	182
Influence du diamètre de diaphragme d'oxyde.....	182
5.5 - Conclusion.....	184
Conclusion.....	187
Annexe : Liste des publications.....	191

Introduction

Le développement actuel des besoins en émetteurs optoélectroniques est accompagné d'avancées technologiques où certaines qualités sont plus attendues que d'autres. Outre l'augmentation continue des bandes passantes des liaisons, le faible coût de fabrication, le faible encombrement, et la faible consommation deviennent les caractéristiques primordiales attendues par les concepteurs et les utilisateurs de systèmes optoélectroniques. Les VCSELs (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) sont aujourd'hui les émetteurs qui répondent le mieux à ces exigences ^[1].

En raison principalement de la jeunesse technologique de ce type d'émetteurs, certaines des qualités intrinsèques des faisceaux laser qu'ils émettent ont, jusqu'à aujourd'hui, souffert de la comparaison avec celles des diodes lasers plus classiques (DFB, DBR), dites à émission par la tranche. Les VCSELs ont ainsi été temporairement confinés à des applications de moindres exigences, ne nécessitant par exemple ni un rapport signal à bruit élevé, ni une excellente linéarité. Toutefois le déploiement massif d'applications industrielles basées sur les émetteurs par la surface a propulsé leur développement technologique et, compte tenu de ses qualités intrinsèques, il faut s'attendre à voir le VCSEL devenir un émetteur concurrentiel, dans des domaines de plus en plus exigeants que sont les transmissions optiques de signaux analogiques et les liaisons numériques.

Aujourd'hui, deux axes de développement semblent promis aux VCSELs:

- Compte tenu de leur très faibles dimensions et de leur faible consommation, ils sont tout désignés pour les applications embarquées, que ce soit en détection, télémétrie [*analogique*], ou en transmission de données haut débit vers un récepteur distant par liaison aérienne ou fibrée (~5Gbit/s sur fibre optique multimodale) [*numérique*].

- En raison d'un coût de fabrication sans équivalent pour un tel niveau de performance et d'une bande passante de modulation directe en constante augmentation, les VCSELs sont déjà utilisés massivement dans les réseaux Datacom ^[2]. Leur utilisation devrait s'étendre, malgré l'augmentation inéluctable des débits et la transformation de l'architecture des réseaux.

Par ailleurs, le développement récent de structures capable d'émettre, à des longueurs d'ondes plus élevées (1330 et 1550nm), des faisceaux laser de puissance exploitable ^[3] apporte la confirmation de la prochaine migration d'émetteurs DFB ou DBR vers les VCSELs pour un nombre croissant d'applications.

Il devient donc fondamental de réaliser des VCSELs présentant d'excellentes qualités d'émission, permettant de transmettre des signaux à des fréquences de plus en plus élevées (>10GHz) ^[4] avec une fidélité accrue.

Une des principales limitations des VCSELs concerne le niveau de bruit d'intensité émis. Celui-ci, caractérisé par le RIN (Relative Intensity Noise), lorsqu'il est trop élevé entraîne dans le domaine analogique une diminution du rapport signal à bruit de la liaison, et en numérique, l'élévation du taux d'erreur de bits (BER = Bit Error Rate). Le RIN est un facteur déterminant de la qualité d'une liaison optoélectronique; aux hautes fréquences, un phénomène de résonance le fait croître de manière importante, limitant la bande passante de l'émetteur.

Par ailleurs, la modulation directe d'une diode laser est susceptible de dégrader la pureté spectrale du signal transmis. Certaines applications sont très exigeantes avec ce paramètre; c'est le cas en particulier des circuits de reconstitution de porteuse nécessaire à la démodulation de signaux numériques. Certaines applications analogiques sont elles aussi susceptibles de nécessiter une grande pureté spectrale, c'est le cas notamment des signaux radars.

Nous avons donc orienté le travail présenté dans cette thèse vers la compréhension, la caractérisation et la modélisation des dégradations que la modulation directe d'un VCSEL AlGaAs par un signal radio-fréquence entraîne sur celui-ci.

Précisons tout d'abord que, compte tenu de la faible disponibilité actuelle des composants aux longueurs d'onde télécoms, et par contre, de la variété des applications à 850nm, nous avons limité notre étude aux VCSELs en AlGaAs.

Nous avons dans un premier chapitre répertorié les dernières avancées dans la structure des VCSELs AlGaAs qui permettent d'améliorer les principales qualités d'émission de ces diodes laser. La puissance optique émise, la monochromaticité du faisceau, et le rendement quantique des différentes structures sont comparées à partir des données issues des publications les plus récentes. Les indéniables progrès réalisés par les composants récents entraînent une extension du champ d'application des VCSELs. Un certain nombre d'entre elles sont développées et les avantages des VCSELs par rapport aux autres structures sont mis en lumière.

Limitant la suite de notre étude aux VCSELs à diaphragme d'oxyde qui nous semble aujourd'hui être la structure la plus performante sur presque tous les paramètres d'émission, nous avons développé un modèle physique de la zone active du VCSEL. Le comportement du VCSEL est ainsi décrit par les équations d'évolution aux porteurs et aux photons, et prend en compte par le biais des fonctions de Langevin le comportement en bruit d'intensité du faisceau laser.

Dans un second chapitre, le modèle comportemental est développé pour des structures à émission monomode, mais la variété des applications des VCSELs multimodes nous a poussé à mettre en oeuvre un modèle capable de rendre compte de l'interaction entre les modes émis. Le modèle multimode est développé dans le chapitre 3. Une attention particulière est portée sur l'évolution du bruit d'intensité en fonction des propriétés d'émission polychromatique de ce genre de VCSELs.

Le travail de modélisation nous a ensuite amené à développer un modèle électrique équivalent de la zone active. Pour le modèle monomode dans le chapitre 2, ou multimode (limité à deux modes) dans le chapitre 3, le circuit électrique équivalent de la zone active, associé à celui des réflecteurs de Bragg permet de mettre en oeuvre avec une grande facilité la simulation du comportement en modulation ou en bruit des diodes lasers étudiées. L'ensemble réalise un modèle comportemental complet en signal et en bruit de VCSELs à diaphragme d'oxyde.

Le chapitre 4 présente le banc de mesure de bruit sous pointe qui a été réalisé, et qui permet la caractérisation du bruit d'intensité des VCSELs dans une bande de fréquence importante (de 1MHz à 10GHz). Les mesures de RIN effectuées sur différentes structures de VCSELs monomodes et multimodes sont comparées aux résultats de simulations établis à partir du modèle électrique équivalent. Une caractérisation du bruit en très basse fréquence de VCSELs monomodes permet de valider la simulation du RIN de ces structures sur l'intégralité du spectre électrique.

Enfin, dans un dernier chapitre, à partir du modèle physique basé sur les équations d'évolution et la prise en compte des non-linéarités du processus de l'émission laser dans un VCSEL, nous avons réalisé un modèle de translation du bruit d'intensité basse fréquence au pied du signal de modulation. La relation directe entre le bruit translaté et le RIN au pied de la porteuse est exposée et une série de mesures sur le bruit de phase d'un signal de référence modulant le VCSEL dans une gamme (10Hz – 10MHz) permet de valider le comportement établi par le modèle.

[1] S.F. Yu, "Analysis and design of vertical cavity surface emitting lasers", WILEY, 2003.

[2] J.K. Guenter, J.A. Tatum, R.A. Hawthorne III, B.M. Hawkins, D.T. Mathes, "VCSELs at Honeywell: the story continues", Proc. SPIE, San Jose Photonics West, vol.5346, Janvier 2004.

[3] M. Orstieffer, R. Shau, F. Meder, R. Shau, F. Medr, R. Michalzik, J. Roskopf, G. Böhm, F. Köhler, C. Lauer, M-C. Amann, "High-Speed modulation up to 10Gbit/s, with 1.55 μ m wavelength InGaAlAs VCSELs", Electronics letter, vol. 38, no.20, Septembre 2002.

[4] H. Li, K. Iga, "Vertical-cavity surface-emitting laser devices", SPRINGER, 2003.

Chapitre 1 - VCSELs : Principes de fonctionnement

Ce chapitre situe les Laser à Cavité Verticale Émettant par la Surface par rapport aux autres diodes lasers, avant de présenter les différents types de VCSELs et les dernières nouveautés technologiques. Une attention particulière est portée aux évolutions des VCSELs vers l'émission de puissance et vers l'émission aux grandes longueurs d'onde. Finalement, une synthèse est faite des différentes applications présentes et futures du VCSEL.

Table des matières

Chapitre 1 - VCSELS : Principes de fonctionnement.....	13
1.1 - Présentation générale des émetteurs lasers à semi-conducteurs.....	17
1.1.1 - Amplification laser à semi-conducteur.....	18
L'absorption	18
L'émission spontanée.....	18
L'émission stimulée.....	19
Le pompage.....	19
La longueur d'onde et le gain.....	19
Les matériaux.....	20
1.1.2 - La structure de la zone active.....	21
Hétérostructures.....	21
Puits quantiques.....	22
1.1.3 - Laser semi-conducteur à cavité Fabry-Pérot.....	23
1.1.4 - Lasers DBR (Distributed Bragg Reflectors).....	25
1.1.5 - Laser DFB (Distributed FeedBack)	26
1.1.6 - Les VCSELS.....	27
1.2 - Lasers à cavité verticale émettant par la surface.....	29
1.2.1 - Avantages et inconvénients.....	29
Avantages.....	29
Inconvénients.....	30
1.2.2 - Différentes structures.....	31
Le confinement des porteurs.....	31
Le confinement optique.....	31
1.2.3 - VCSELS de puissance.....	36
1.2.4 - Progrès des VCSELS aux grandes longueurs d'onde	39
Zone active et DBRs solidarisés par fusion.....	40
Zone active GaInNAs ou GaInNAsSb.....	41
Zone active à jonction tunnel et cavité avec DBR diélectrique.....	41
1.3 - Applications des VCSELS.....	43
1.3.1 - Applications domestiques.....	43
1.3.2 - Détection et télémétrie.....	45
1.3.3 - Datacoms.....	46

1.1 - Présentation générale des émetteurs lasers à semi-conducteurs

Un laser est une source de lumière cohérente, c'est à dire d'une onde électromagnétique sinusoïdale dans le temps. Un laser peut donc être vu comme un oscillateur. Tout oscillateur peut être présenté selon la sémantique propre à l'Automatique comme un circuit bouclé composé d'un amplificateur et d'un filtre sélectif (fig. 1.1). Les conditions d'oscillation, c'est à dire les conditions d'émission du laser, sont de deux natures:

la condition de gain nécessite que le gain total de la boucle soit supérieur ou égal à 1.

la condition de phase qui met en jeu la propagation des photons émis à travers la cavité, implique que seules certaines fréquences (longueurs d'ondes) pourront être émises.

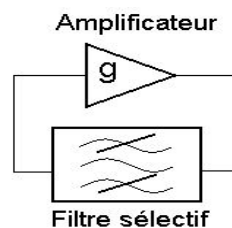


Figure 1.1 : Principe de l'amplificateur à boucle de rétroaction

Dans un laser, la sélection des longueurs d'onde est réalisée par la cavité optique alors que le milieu amplificateur qui est le siège de l'émission stimulée est responsable du gain. La condition de gain définit un gain limite g_{th} du milieu en dessous duquel l'effet laser est inexistant.

Ce gain est défini par :

$$g_{th} = \alpha + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (1.1)$$

où α est l'absorption du matériau, L la longueur du milieu amplificateur et R_1 , R_2 les réflectivités des deux miroirs.

Il existe différents types de cavités optiques et de milieux amplificateurs définissant autant de structures d'émetteurs lasers différentes.

Les VCSELs ^[1], pour Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers, font partie d'une classe de lasers définie par un milieu amplificateur semi-conducteur. Cette classe présente plusieurs structures différenciées par le type de cavité. Citons rapidement les principaux types: Fabry-Pérot, DFB (Distributed Feedback), DBR (Distributed Bragg Reflector)... et VCSELs.

Avant de détailler les différences entre ces types de lasers, attardons nous sur l'amplification laser dans les matériaux semi-conducteurs.

1.1.1 - Amplification laser à semi-conducteur

Les phénomènes régissant l'interaction entre les photons et les électrons dans un semi-conducteur sont de trois sortes:

L'absorption

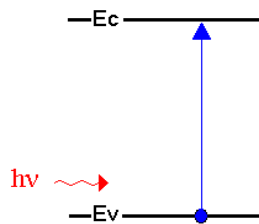


Figure 1.2 : Absorption

La propagation d'un photon dont l'énergie est supérieure ou égale à l'énergie de la bande interdite $h\nu \geq E_g = E_c - E_v$ d'un élément semi-conducteur provoque l'absorption de l'énergie du photon par un électron de la bande de valence qui peut alors atteindre le niveau d'énergie de la bande de conduction (fig. 1.2).

L'émission spontanée

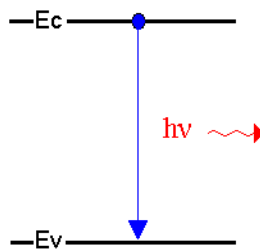


Figure 1.3 : Emission spontanée

Le retour d'un électron de la bande de conduction vers la bande de valence de niveau énergétique plus faible entraîne l'émission d'un photon d'énergie $h\nu = E_g$, de direction et de phase aléatoires. Comme nous le verrons plus loin, ce phénomène est déterminant dans l'origine physique du bruit d'émission d'un laser.

L'émission stimulée

L'interaction entre un photon se propageant dans le semi-conducteur et un électron situé dans la bande de conduction entraîne la recombinaison de la paire électron-trou (fig. 1.4) et l'émission d'un photon identique (même longueur d'onde, même direction, même phase) au photon incident. Ces photons pourront à leur tour faire recombinaison des paires électrons-trous et ce phénomène, équivalent à une amplification, est une condition indispensable à l'émission laser.

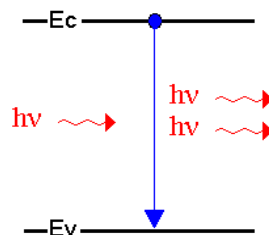


Figure 1.4 : Emission stimulée

Le pompage

On conçoit aisément que le gain du milieu amplificateur, c'est à dire la densité de probabilité d'émission stimulée sera d'autant plus importante que la densité de porteurs dans la bande de conduction sera élevée. Pour réaliser la condition de gain dans un laser, il est nécessaire de réaliser un pompage.

Dans un laser à semi-conducteur, le pompage est réalisé par l'injection d'une densité J de porteurs dans la zone active.

La longueur d'onde et le gain

La longueur d'onde des photons émis dépend directement de la largeur de la bande interdite (éq. 1.2) qui elle-même dépend du composé semi-conducteur.

$$E_g \simeq h \frac{c}{\lambda} \quad (1.2)$$

En réalité, lorsque des porteurs sont injectés, les électrons et les trous susceptibles de recombiner occupent des niveaux de Fermi d'autant plus éloignés que l'inversion de population est importante (fig. 1.5) ^{[2],[3]}. Le niveau d'énergie nécessaire à l'émission stimulée est alors ΔE_F qui est égal à la différence entre le niveau de Fermi des électrons et celui des trous dans la bande de valence.

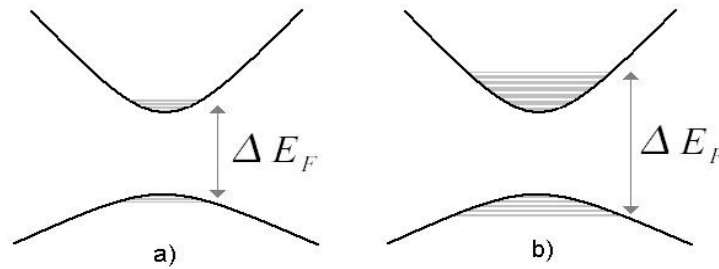


Figure 1.5 : Peuplement des niveaux de Fermi:
a) faible injection b) forte injection

Le gain est donc sensiblement dépendant de la longueur d'onde (fig. 1.6), puisque compte tenu du peuplement, certaines longueurs d'onde sont plus probablement susceptibles de déclencher une émission stimulée de photons. La bande de longueurs d'onde sur laquelle le gain est positif ne dépasse pas quelques dizaines de nanomètres.

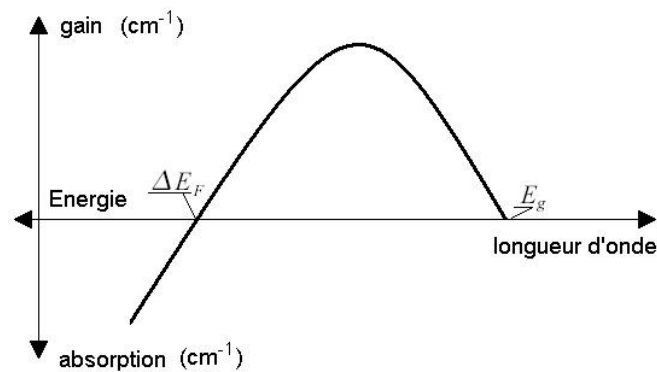


Figure 1.6 : Gain d'une jonction P-N en fonction de la longueur d'onde

Les matériaux

Les exigences des télécommunications optiques en ce qui concerne la longueur d'onde de la lumière laser pour la propagation dans les fibres optiques (850nm et surtout 1330nm et 1550nm) nécessitent l'utilisation de certains alliages de semi-conducteurs pour la réalisation de la zone active des diodes lasers (Tableau 1.1).

Alliage	λ (nm)	Applications
AlGaAs / GaAs	680 → 890	Datacom (850nm) Diode de pompe pour lasers solides Lecteurs, graveurs CD
InGaAs / GaAs	950 → 1100	Diode de pompe pour amplificateurs à fibre dopée Erbium
InGaAs / InP	1000 → 1700	Télécom (1330nm, 1550nm)
AlGaInP / GaAs	600 → 700	Applications visibles Fibres polymères courtes distances

Tableau 1.1 : Longueur d'onde émise en fonction des alliages III-IV [2]

1.1.2 - La structure de la zone active

Un des points importants de la réalisation de lasers destinés à une utilisation à grande échelle, et donc à faible coût, est la diminution du niveau de pompage nécessaire à la réalisation de la condition de gain. Il faut donc augmenter l'efficacité de la zone active et diminuer les pertes dans la cavité.

Afin d'augmenter le gain du milieu amplificateur du laser, dans les structures actuelles de diodes lasers, les porteurs sont confinés dans des couches de faibles épaisseurs.

Hétérostructures

La diode P-N à homojonction utilisée à l'origine des premiers lasers à semi-conducteurs est aujourd'hui remplacée par des structures à hétérojonction simple ou double ^[3] où la zone active possède une bande interdite plus petite que celle des couches attenantes (figure 1.7).

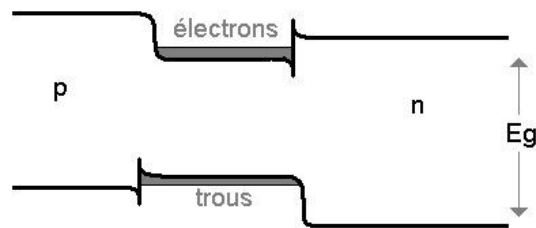


Figure 1.7 : Diagramme de bande d'énergie d'une double hétérostructure

Grâce à un indice plus élevé que les couches adjacentes, la zone active de la structure à double hétérojonction réalise le guidage des photons ^{[4],[5]} (guidage par l'indice) et permet d'augmenter considérablement le confinement optique transverse Γ dans la zone active. Une double hétérostructure permet d'avoir dans un très faible volume une forte densité de photons et d'électrons dans la bande de conduction. Ce double confinement de porteurs et de photons engendre un taux d'émission stimulée élevé.

Puits quantiques

Les évolutions technologiques de l'épitaxie moderne permettent de réaliser des hétérostructures plus fines encore (quelques nm) qui confinent les porteurs dans des volumes beaucoup plus petits. Ces hétérostructures sont appelées puits quantiques en raison de la nature des interactions en leur sein due à leurs très faibles dimensions. Ainsi, la densité de porteurs J_{th} nécessaire à l'établissement du gain seuil g_{th} (éq. 1.1) est grandement diminuée. Afin de combiner un facteur de confinement optique élevé et une faible densité de porteurs, plusieurs puits quantiques sont répartis dans une double hétérostructure (fig. 1.8).

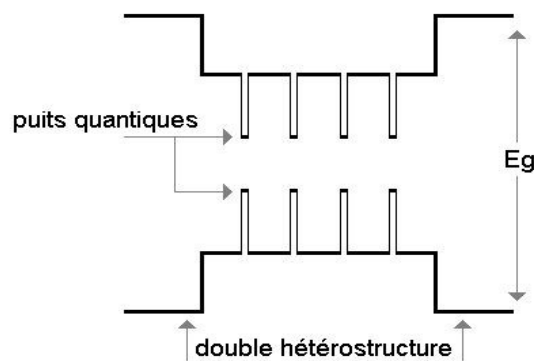


Figure 1.8 : Diagramme d'énergie d'une zone active à multiples puits quantiques

Ces différentes structures de zone active se retrouvent dans tous les lasers semi-conducteurs avec des variantes d'ordre technologique qui dépendent des constructeurs. Pour autant, la famille des lasers semi-conducteurs présente une gamme importante de lasers de propriétés optiques et électriques variées. Les lasers semi-conducteurs sont classés d'après leur cavité.

1.1.3 - Laser semi-conducteur à cavité Fabry-Pérot

La cavité Fabry-Pérot est historiquement la première à avoir permis la réalisation d'un laser, elle est aussi la plus simple (fig. 1.9). Elle est composée de deux miroirs plans se faisant face et situés de part et d'autre du milieu amplificateur.

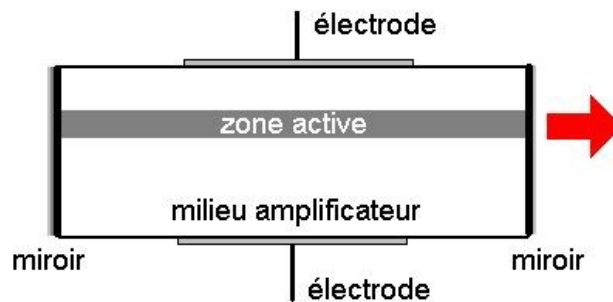


Figure 1.9 : Schéma de principe d'une diode laser à cavité Fabry-Pérot

La condition de phase imposée par ce type de structure de longueur L impose la longueur d'onde des photons susceptibles d'engendrer l'effet laser. En effet, une onde se propageant dans la zone active doit se retrouver en phase avec elle-même après un aller-retour dans la cavité. Le déphasage induit par la double traversée de la cavité $\Delta \Phi$ doit être égal à un multiple entier de 2π :

$$\Delta \Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta = 2k\pi \quad (1.3)$$

avec δ le chemin optique parcouru lors d'un aller-retour dans la cavité, λ la longueur d'onde et $k \in \mathbb{N}$.

Or

$$\delta = n_{eff} 2L \quad (1.4)$$

avec n_{eff} l'indice effectif de la zone active qui dépend de la longueur d'onde, des indices des matériaux adjacents à la zone active et des dimensions de celle-ci.

On obtient la relation suivante entre la longueur de la cavité et la longueur d'onde:

$$2 n_{eff} L = k \lambda \quad (1.5)$$

Finalement, le spectre d'un faisceau laser émis par une cavité Fabry-Pérot serait un peigne de raies séparées d'un pas $\Delta \lambda$ (fig. 1.10)

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2n_{eff} L} \quad (1.6)$$

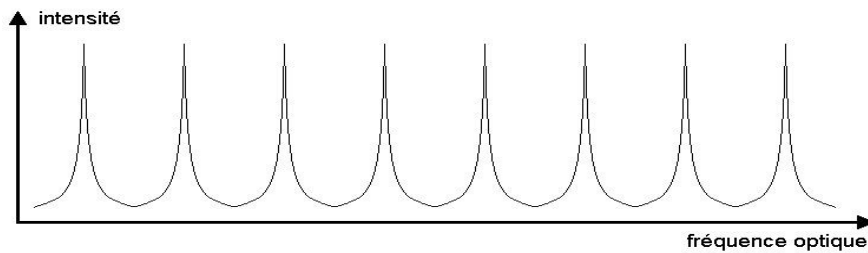


Figure 1.10 : Solution de la condition de phase pour une cavité Fabry-Pérot

En réalité ce spectre est soumis à la dépendance en longueur d'onde du gain du milieu amplificateur (fig. 1.6) et seulement un nombre fini de longueurs d'onde est susceptible de subir un gain positif permettant une émission laser entretenue (fig. 1.11). Les raies lasers émises à différentes longueurs d'onde sont appelées modes longitudinaux. Le nombre de modes longitudinaux émis par une diode laser Fabry-Pérot varie de quelques uns à plusieurs dizaines, selon la structure de la zone active, la longueur d'onde, etc...

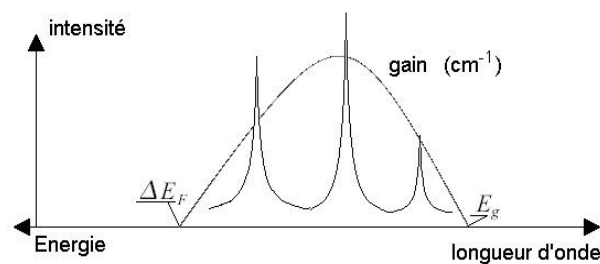


Figure 1.11 : Principe de la sélection des modes longitudinaux par le gain pour une cavité Fabry-Pérot

Une diode laser Fabry-Pérot n'est donc pas monomode ce qui représente un inconvénient majeur dans le cadre des télécommunications par fibres optiques. La dispersion chromatique des fibres optiques pour les longueurs d'onde autres que 1330nm exclut l'utilisation de lasers multimodes pour les distances supérieures à la dizaine de km. Par ailleurs, la détection cohérente et le multiplexage en longueur d'onde sont des applications qui requièrent une source optique monomode.

Les diodes lasers de type DFB et DBR présentent des améliorations de la cavité permettant une évolution vers une émission monomode longitudinale.

1.1.4 - Lasers DBR (Distributed Bragg Reflectors)

Afin de diminuer le nombre de modes émis, la cavité d'un laser DBR est réalisée par des miroirs constitués en couches successives d'indices alternés (n_1 , n_2) (fig. 1.12) ^[6]. Chaque couche présente une longueur telle que le déphasage subi par l'onde du faisceau laser soit égal à $\frac{\pi}{2}$ à la longueur d'onde désirée.

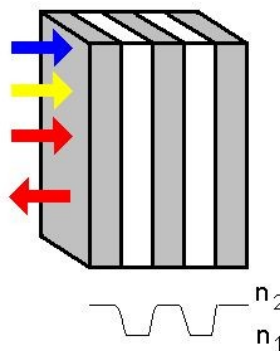


Figure 1.12 : Principe d'un miroir à réflecteur de Bragg pour un laser DBR

Le déphasage à travers une couche est donnée par l'équation 1.7:

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} nd \quad (1.7)$$

et donc l'épaisseur d de la couche peut être calculée en fonction de la longueur d'onde désirée

$$d = \frac{\lambda}{4n} \quad (1.8)$$

Pour une longueur d'onde à $1,55\mu\text{m}$, et pour un indice proche de 3,5 [InGaAsP], l'épaisseur est de l'ordre de $0,1\mu\text{m}$. En juxtaposant suffisamment de bi-couches, on obtient des coefficients de réflexion proches de 100% sur une faible plage de longueurs d'onde.

Compte tenu des méthodes actuellement utilisées pour la croissance de couches fines, la réalisation de réflecteurs juxtaposés horizontalement présente un coût élevé. Les lasers DBR ne sont donc utilisés que lorsque certaines de leur spécificités sont requises, notamment l'accordabilité.

En effet, l'application d'un champ électrique (effets Pockels et Franz-Keldysh) ou l'injection de courant, ont une influence sur l'indice optique des matériaux semi-conducteur, il est alors possible de faire varier la fréquence centrale sélectionnée par le réflecteur de Bragg. Les lasers DBR sont donc très souvent multi-sections pour autoriser un réglage en intensité laser et en longueur d'onde émise ^[6].

1.1.5 - Laser DFB (Distributed FeedBack)

Les lasers DFB sont historiquement plus anciens que les lasers DBR, ils sont aussi plus facilement réalisables. Ils sont monomodes longitudinaux grâce à une cavité distribuée basée sur un réseau de Bragg, situé directement dans le milieu amplificateur. Une des couches participant à l'hétérostructure est gravée de sorte que son épaisseur subisse une variation périodique (fig. 1.13).

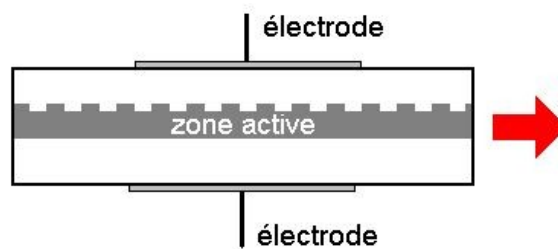


Figure 1.13 : Laser DFB

Ainsi, l'onde est guidée dans la zone active et diffractée par un réseau sur toute la longueur de celle-ci ^[7]. Le faisceau laser se propageant par exemple de la gauche vers la droite est diffracté de manière isotrope et une partie de l'onde lumineuse est réinjectée dans le milieu amplificateur avec un sens de propagation inverse. Sous réserve que cette partie de l'onde diffractée soit en phase avec l'onde se propageant de la gauche vers la droite, l'oscillateur est bouclé.

La condition de phase résultante du réseau de Bragg n'est remplie qu'autour d'une longueur d'onde λ_B telle que:

$$\lambda_B = 2n_{eff} \Lambda \quad (1.9)$$

où n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé, Λ est le pas du réseau.

Les laser DFB actuellement disponibles présentent un taux de réjection des modes longitudinaux secondaires supérieur à 40dB. Compte tenu de la puissance qu'ils sont capables d'émettre (~100mW), de la gamme de longueurs d'ondes dans laquelle ils peuvent émettre et de leur propriétés électriques, les diodes lasers DFB sont actuellement les émetteurs de référence dans le domaine des télécommunications longue distance (>10km) par fibre optique.

1.1.6 - Les VCSELs

Le point commun entre les différentes structures présentées jusqu'ici est la direction du faisceau laser émis, qui est perpendiculaire à l'injection des porteurs. Compte tenu de la structure en couches empilées de presque tous les composants électroniques, ces diodes lasers émettent horizontalement par le côté (ou par la tranche selon le choix du vocabulaire). Cette particularité est un obstacle majeur pour l'intégration de la diode laser dans un environnement électronique. Les lasers à émission par la tranche ne sont donc pas adaptés à la miniaturisation des modules d'émission pour les liaisons optoélectroniques. Ils ne peuvent en particulier pas être utilisés aisément dans la réalisation de transmissions sur plusieurs canaux parallèles.

La nécessité de concevoir des structures émettant suivant un axe perpendiculaire au plan de masse, c'est à dire dont la cavité est perpendiculaire à la jonction P-N, a engendré la réalisation en 1979 de la première diode laser à cavité verticale émettant par la surface ^[8].

S'ils n'ont pas été les seules structures permettant une émission par la surface ^[9], les VCSELs sont aujourd'hui devenus incontournables dans l'industrie des télécommunications, tout autant que dans l'univers du laser domestique bon marché (lecteurs CD, imprimantes, ...).

Le principe fondamental commun à tous les types de diodes VCSEL est la présence de réflecteurs de Bragg, constitués d'empilements de couches d'indices alternés n_1 et n_2 , de part et d'autre de la jonction P-N, qui est le siège de la zone active (fig. 1.14).

Les principes optiques qui régissent la construction du faisceau laser dans la cavité sont sensiblement identiques à ceux développés pour les lasers DBR. En particulier, l'épaisseur des couches constituant les réflecteurs de Bragg est telle que la traversée d'une couche entraîne un déphasage de $\frac{\pi}{2}$.

Le coefficient de réflexion dépend du nombre de bi-couches: il y a moins de couches empilées pour réaliser le miroir par lequel le faisceau s'échappe de la cavité (miroir supérieur pour le VCSEL de la figure 1.14).

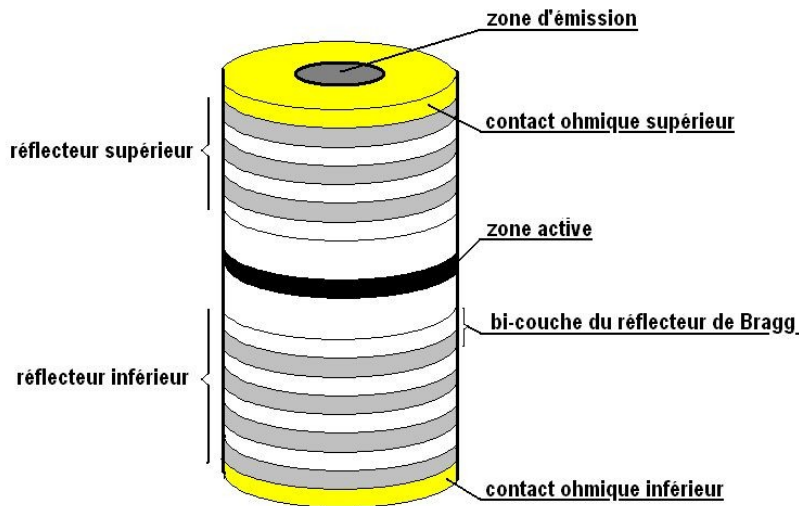


Figure 1.14 : Principe du VCSEL

Compte tenu de la définition du gain seuil g_{th} à l'équation 1.1, on voit que le gain est inversement proportionnel à la longueur de la zone active et au confinement.

$$g_{th} \propto \frac{1}{L\Gamma} \quad (1.10)$$

La longueur L de la zone active dans un VCSEL étant beaucoup plus faible que dans un laser Fabry-Pérot, le confinement optique doit être très élevé ce qui implique la présence d'une double hétérostructure.

Par ailleurs, l'épaisseur de semi-conducteur traversée par les porteurs injectés étant plus importante que pour les autres types de diodes, la densité de courant doit être faible sous peine d'échauffement résistif. Les zones actives des VCSELs combinent toujours des puits quantiques distribués dans la double hétérostructure.

Après ce tour d'horizon des différentes cavités réalisables dans le cadre des lasers semi-conducteurs, nous allons nous attarder plus longuement sur les VCSELs qui sont l'objet de ce mémoire.

1.2 - Lasers à cavité verticale émettant par la surface

1.2.1 - Avantages et inconvénients

Si nous avons déjà évoqué l'avantage majeur que représente une cavité verticale pour l'intégration dans un environnement électronique et qui est à l'origine de leur invention, il faut noter que les VCSELs présentent, du fait même de leur conception, d'autres avantages par rapport aux émetteurs par la tranche, mais aussi quelques inconvénients. Nous allons tenter de synthétiser les uns et les autres.

Avantages

La structure en empilements, qui met en jeu une seule dimension, permet l'utilisation de l'épitaxie par jet moléculaire (Molecular Beam Epitaxy), une production massive et un contrôle des propriétés lasers à même le wafer, sous pointes, avant de séparer chacune des puces.

La fabrication est donc beaucoup plus aisée et moins coûteuse que celle des émetteurs par la tranche.

La faible dimension de la zone active, ainsi que son orientation par rapport à l'injection de porteurs permet d'atteindre des densités de porteurs dans la zone active élevées pour des courants faibles.

Le courant seuil des VCSELs, de l'ordre du mA, est nettement plus faible que celui des autres diodes lasers.

La symétrie cylindrique de la structure du VCSEL permet l'émission d'un faisceau quasi-circulaire, alors que les émetteurs par la tranche présentent un faisceau fortement elliptique. Cette caractéristique, principalement due à la diffraction au niveau de la surface de sortie du laser, entraîne pour les émetteurs DFB et DBR une difficulté d'injection du faisceau dans la fibre optique qui contraint à l'utilisation d'un dispositif de focalisation.

Le faisceau émis par le VCSEL, circulaire et faiblement divergent, est facilement injecté dans la fibre optique.

La résistivité des réflecteurs de Bragg lorsqu'ils sont traversés par le courant injecté permet au VCSEL de présenter une résistance dynamique supérieure à celle des émetteurs par la tranche. Or cette faible résistance électrique (quelques Ohms) est un inconvénient dans le cadre d'une utilisation du laser en haute fréquence où l'impédance est de 50 Ohms. Il est alors nécessaire de rajouter un circuit d'adaptation d'impédance.

La résistance dynamique du VCSEL qui est proche de 50 Ohms permet une adaptation en HF sans circuit d'adaptation, d'autant plus intéressante que le VCSEL possède une grande bande passante.

On pourra aussi citer à la volée, *la faible taille des émetteurs VCSELs, la possibilité de réaliser des matrices de VCSEL sur un seul bloc, le faible coût des boîtiers, etc...*

Inconvénients

La difficulté inhérente à l'injection de courant important à travers les empilements de couches dont l'épaisseur est de l'ordre de la centaine de nanomètres et qui présentent une résistance au passage du courant, limite la puissance optique pouvant être émise par une telle structure. En effet, un échauffement trop important des réflecteurs serait susceptible de déformer les bi-couches et donc de détériorer la réflectivité des miroirs.

Les VCSELs sont limités en puissance à quelques mW (voir dizaines de mW pour certaines structures).

Une des conditions nécessaires à l'obtention d'une puissance optique de sortie non négligeable est l'élargissement du diamètre de la zone active. Or cet élargissement entraîne l'apparition de modes transverses. La présence de ces modes entraîne l'utilisation de fibres multimodes dont l'atténuation est beaucoup plus élevée que celle des fibres monomodes.

Les VCSELs sont le plus souvent multimodes transverses.

Même si les espoirs que cette limitation soit rapidement dépassée sont grands, la réalisation de VCSEL aux longueurs d'ondes télécom (1330nm, 1550nm) a longtemps été très problématique. En effet, les matériaux susceptibles de générer un effet laser à ces longueurs d'onde (tab. 1.1) ne sont pas adaptés à la réalisations de réflecteurs de Bragg capables de subir un courant électrique suffisant.

Les propriétés des matériaux traditionnels des VCSELs (AlGaAs/AlAs) ne permettent pas l'émission laser à 1330nm et 1550nm.

1.2.2 - Différentes structures

A partir de la structure de base présentée sur la figure 1.14, il existe plusieurs variantes, qui permettent d'améliorer certaines caractéristiques, telles que le courant de seuil, le rendement, etc...

Les deux axes autour desquelles s'articulent les différentes structures sont le confinement des porteurs et le confinement optique.

Le confinement des porteurs

C'est une difficulté originelle des lasers émettant par la surface. En effet, il s'agit de drainer le maximum de porteurs vers la zone active qui est située à la verticale de la zone d'émission, alors même que l'électrode ne peut être placée sur cet axe sous peine d'obstruer l'émission du faisceau.

Le confinement optique

Dans les premiers VCSELs, le confinement optique était réalisé par le gain. Les porteurs étant concentrés dans une zone active réduite, l'émission n'est possible que dans une colonne dont la base est peu ou prou équivalente à l'aire de la zone active. Si ce guidage par le gain est toujours présent dans les VCSELs modernes, il est la plupart du temps complété par un guidage par l'indice ou par un anti-guidage.

Différentes stratégies ont donc été appliquées, nous nous contenterons ici de présenter les principales variantes permettant la réalisation de VCSELs à 850nm:

L'implantation de protons : les zones qui entourent le réflecteur de Bragg ont été bombardées de protons et sont donc fortement isolantes, améliorant ainsi le guidage des porteurs vers la zone active (fig. 1.15). Du point de vue du confinement optique, ce genre de structure ne présente qu'un simple guidage par le gain.

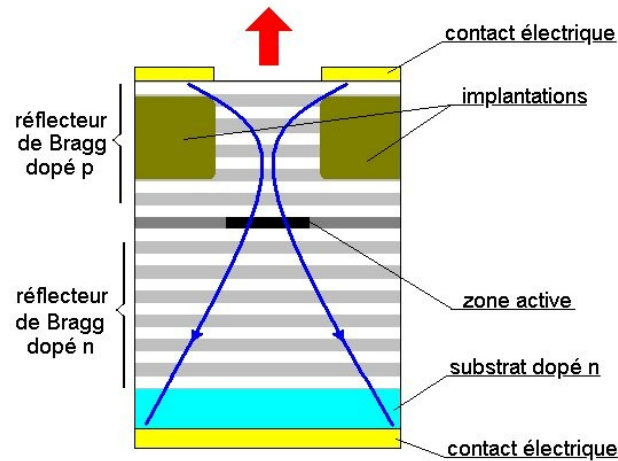


Figure 1.15 : VCSEL à implantation de protons

Cette structure se distingue surtout par la facilité de réalisation, elle fut la première à être commercialisée.

L'un des principaux défauts de ce genre de VCSEL est la résistivité accrue du réflecteur de Bragg qui va entraîner un échauffement dans la cavité. Avec une injection de porteurs élevée, ce genre de structure présente de nombreux modes transverses.

Les structures enterrées : Elles permettent un guidage par l'indice du faisceau optique, ainsi que le confinement des porteurs dans une colonne qui a le diamètre de la zone active. Le miroir arrière et la zone active sont "enterrés" dans un matériau d'indice plus faible que celui de la cavité et de conductivité moindre (fig. 1.16).

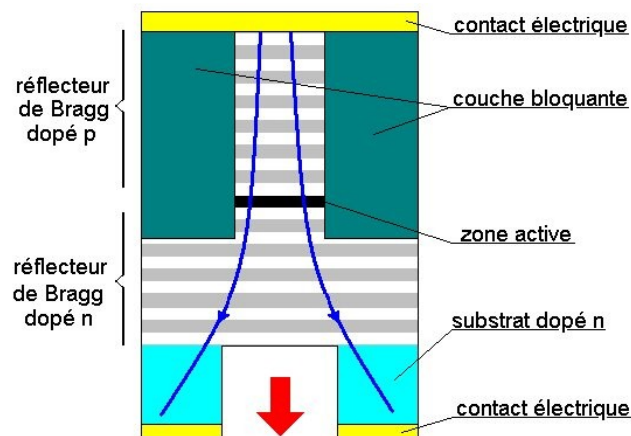


Figure 1.16 : VCSEL à structure enterrée

Ce genre de structure donne de très bons résultats, autant en ce qui concerne l'émission monomode que le courant seuil ou l'émission de puissance, mais le nombre important de manipulations qu'il est nécessaire de rajouter au processus de fabrication ne permet pas un développement plus important à 850nm.

Certaines structures, permettant de diminuer le nombre de manipulations en remplaçant la couche bloquante par l'air, ont été essayées, mais sa faible conductivité thermique s'est avéré un inconvénient de poids.

Les VCSELs à diaphragme d'oxyde : Le dépôt d'une fine couche d'oxyde (AlO_x) sur laquelle une ouverture circulaire est pratiquée au-dessus de la zone active permet un excellent confinement des porteurs et du faisceau laser. Le dépôt d'oxyde est isolant et son indice est inférieur à celui du semi-conducteur.

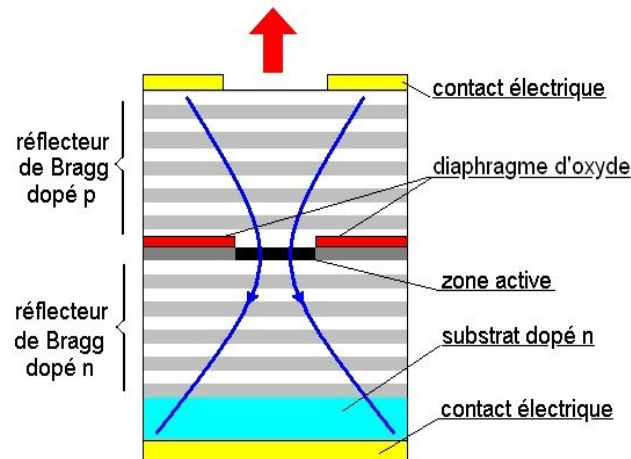


Figure 1.17 : VCSEL à diaphragme d'oxyde

Certaines structures présentent une seconde ouverture d'oxyde située sous la zone active ^[10] afin d'augmenter les confinements.

Il est notable que le procédé permettant le dépôt de la couche d'oxyde est assimilable par le processus de croissance monolithique du GaAs. A ce jour, les VCSELs à diaphragme d'oxyde, sont les seuls VCSEL à guidage par l'indice ayant été massivement produits et commercialisés.

La réjection des modes latéraux secondaires pour les structures à guidage par l'indice nécessite une forte réduction du diamètre du guide ($<5\mu\text{m}$). Or la réduction du diamètre du guide a pour conséquence l'augmentation de la résistivité électrique des miroirs de Bragg. Les structures à guidage par l'indice et à émission monomode sont donc incapables d'émettre un faisceau de puissance supérieure à quelques milliwatts ^{[11],[12]}. Par ailleurs, la réduction du diamètre du diaphragme d'oxyde réduit dramatiquement la bande passante de modulation du VCSEL ^[13], ce qui est un inconvénient majeur, même dans le cadre d'application courte distance.

Les structures à anti-guidage optique : La nécessité de produire des VCSELs monomodes a entraîné la réalisation de structures mettant en oeuvre un anti-guidage du faisceau laser. Les miroirs sont entourés d'un matériau d'indice optique plus faible que celui de l'alliage semi-conducteur utilisé pour le réseau. L'absence de guidage entraîne des pertes latérales, mais la répartition spatiale de l'intensité du faisceau des modes secondaires étant plus élevée sur les côtés des miroirs, ils sont plus sensibles aux pertes (figure 1.18).

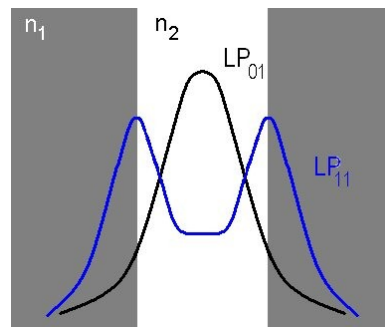


Figure 1.18 : Mode principal LP_{01} et secondaire LP_{11} dans une structure d'anti-guidage optique ($n_2 < n_1$)

Le mode fondamental est donc sélectionné par l'anti-guide. Ces structures permettent d'obtenir une émission monomode pour des diamètres de VCSEL élevés, et donc avec une puissance importante. En contrepartie, les pertes subies latéralement par le mode principal n'étant pas négligeables, le courant de seuil de ce type de lasers est plus élevé.

Les VCSELs à cristaux photoniques (PC-VCSEL): La technologie permettant la réalisation de VCSELs monomodes transverses la plus en vogue actuellement fait appel aux propriétés de guidage des cristaux photoniques. Des "trous", qui sont en fait des colonnes d'air pratiquées dans le milieu semi-conducteur, sont disposés dans le miroir supérieur du VCSEL (figure 1.19) ^[14].

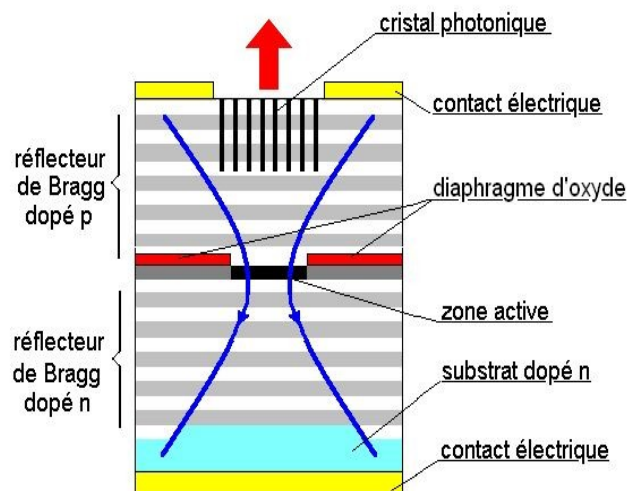


Figure 1.19 : VCSEL à cristal photonique

La répartition de ces trous est homogène, exception faite d'une zone de faible dimension (fig. 1.20) qui se comporte comme le coeur d'une fibre optique, étant donné que son indice effectif est supérieur à celui des zones homogènement trouées qui l'entourent ^{[15],[16]}.

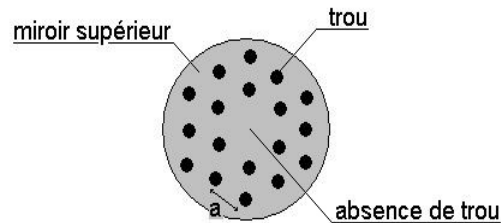


Figure 1.20 : Répartition des trous dans le plan horizontal

Le cristal se comporte donc comme un guide d'onde de très faibles dimensions latérales.

Sa fréquence réduite V s'écrit ^[14]:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \rho \sqrt{n_0 - n_{eff}} \quad (1.11)$$

où ρ est le rayon effectif du "coeur" du guide, n_0 est l'indice du matériau semi-conducteur, n_{eff} est l'indice effectif de la "gaine" du guide. L'indice effectif est une variable du rapport $\frac{b}{a}$ entre le diamètre des trous (b) et le pas du réseau (a) ainsi que de la profondeur des trous.

La théorie des guides d'onde démontre que le guide ne pourra propager que le mode principal si $V \leq 2,405$.

Des essais ont été menés par H.J. Unold ^[16] pour des diamètres de trous allant de $0,5\mu\text{m}$ à $3,2\mu\text{m}$ et des pas allant de $1,4\mu\text{m}$ à $5,1\mu\text{m}$ pour des VCSELs émettant à 980nm .

Une partie du miroir supérieur est donc réfléchissante uniquement pour le mode fondamental. La réflectivité totale de ce miroir vis à vis des modes transverses est faible, ils sont donc éliminés.

Le procédé de fabrication de structures à cristaux photoniques fait appel à des techniques usuelles (masques de silicone, gravure ionique ou par lithographie électronique ^[17]) qui rendent le coût de fabrication attractif.

Ce genre de structures permet d'obtenir une émission monomode, avec un taux de réjection des modes transverses supérieur à 30dB, à partir de VCSELs à diaphragme d'oxyde, dont le diamètre est important (9 μm et 12 μm pour ^[16], 19 μm pour ^[14]). La conductivité du miroir supérieur est très peu affectée par la présence du cristal photonique, ce qui permet une puissance émise plus élevée ^[18] comme le montre le comparatif de la figure 1.21, et la bande passante reste élevée (au delà de 9GHz ^[13]).

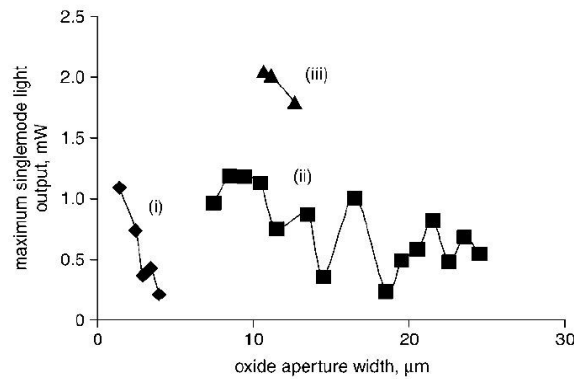


Figure 1.21 : Puissance monomode maximum émise en fonction du diamètre d'ouverture d'oxyde ^[18]

(i) VCSEL à diaphragme d'oxyde uniquement

(ii) VCSEL à cristaux photoniques \varnothing du guide=6,7 μm

(iii) VCSEL à cristaux photoniques \varnothing du guide=8 μm

1.2.3 - VCSELs de puissance

Pour certaines applications ^[19], telles que le pompage optique de lasers solides ou d'amplificateurs à fibres dopées, les applications médicales, les liaisons optiques aériennes à haut débit, les systèmes de vision de nuit par éclairage infra-rouge ou même la télémétrie, la présence de modes transverses ne présente pas d'inconvénient majeurs et une puissance optique émise élevée est requise. Des structures ont été développées qui permettent de répondre à ces critères particuliers.

La principale difficulté à l'émission du faisceau laser de puissance par un VCSEL réside dans la taille de la diode. En effet, si ses faibles dimensions sont dans la plupart des applications un avantage déterminant, son petit volume dissipe très mal la chaleur. Les particularités d'un VCSEL de puissance concernent donc deux aspects: la **dissipation thermique** ou la faible production de chaleur et l'augmentation de **l'efficacité quantique** (ou tout au moins le maintien d'une efficacité proche de celle obtenue pour les VCSELs de plus faible puissance), qui permet de minimiser la densité de courant nécessaire à l'émission laser.

La structure généralement utilisée présente un diaphragme d'oxyde, qui semble être le meilleur compromis entre le confinement des porteurs et des photons et une résistivité faible de la diode. Le rendement quantique différentiel est fortement dépendant du diamètre d'ouverture d'oxyde (figure 1.22) ^{[20],[21]}, ce qui engendre un compromis entre l'amélioration de la conductivité électrique qui pousse vers l'augmentation du diamètre du diaphragme d'oxyde et l'amélioration du rendement.

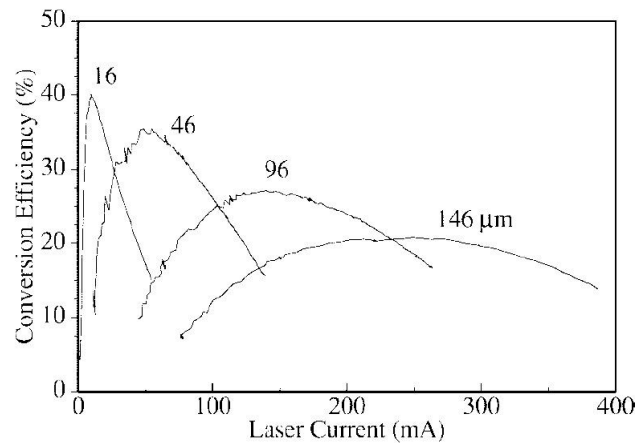


Figure 1.22 : Efficacité théorique de conversion d'un VCSEL à diaphragme d'oxyde en fonction du diamètre et du courant de polarisation ^[21]

Un des moyens de détourner le compromis entre l'efficacité et la conductivité, est d'améliorer la dissipation de chaleur. Les VCSELs de puissance sont montés sur des blocs de cuivre qui présentent une faible résistivité thermique. Les structures dites à émission par le bas présentent l'avantage de pouvoir être équipées, après le processus épitaxial, d'éléments dissipateurs de chaleur au plus près de la zone active ^[22]. Un diamant de grande conductivité thermique est en particulier utilisé pour faire le contact avec la surcouche de cuivre qui joue le rôle de radiateur (fig. 1.23).

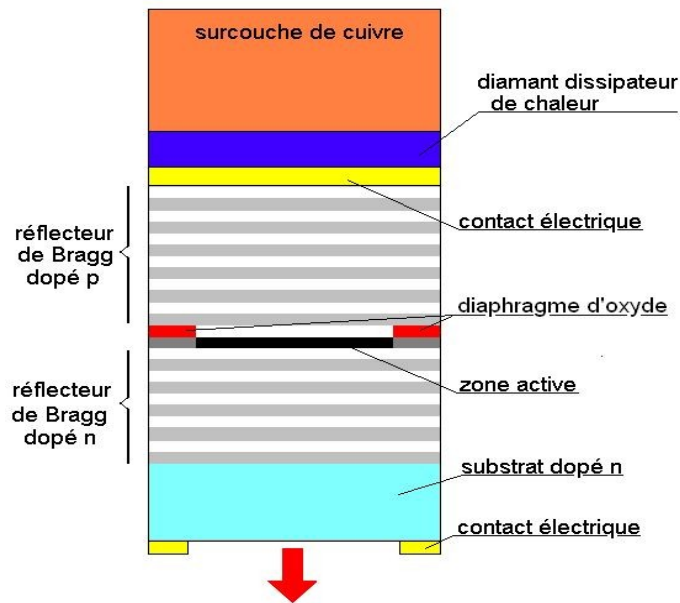


Figure 1.23 : VCSEL à émission par le bas, avec dissipation de chaleur par diamant et surcouche de cuivre^[21]

De telles techniques permettent aujourd'hui la commercialisation par Ulm Photonics de VCSELs jusqu'à 40mW de puissance crête à 850nm (24mW en CW) et un courant de seuil de 20mA. Les résultats les plus récents à notre disposition^[22] annoncent des structures émettant par le bas avec des diamètres de 170 μ m, 245 μ m, 320 μ m émettant des puissances maximales de 450mW, 740mW et 890mW. Il est notable que ce bond en puissance est chèrement payé par l'augmentation du courant de seuil (215mA, 465mA et 1,1A) étant donné que ces structures aux larges diaphragmes d'oxyde présentent une très faible efficacité.

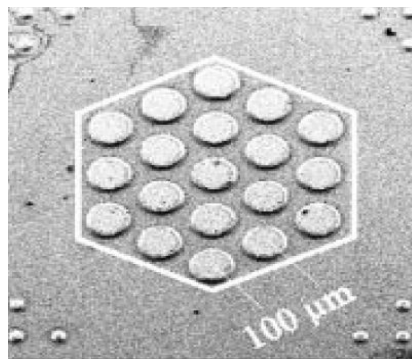


Figure 1.24 : Photo d'une matrice de VCSELs^[22]
(la ligne blanche représente la surface efficace de la matrice)

En ce qui concerne l'émission d'un faisceau optique de puissance, il faut par ailleurs noter que le VCSEL présente l'avantage considérable de pouvoir être disposé en matrices de dimensions très faibles (figure 1.24). Ulm Photonics vend actuellement des émetteurs composés de VCSELs en matrice atteignant $1\text{W}/\text{mm}^2$ ($100\text{W}/\text{cm}^2$) à 980nm et les résultats annoncés en laboratoire ^[22] atteignent $1,25\text{kW}/\text{cm}^2$.

1.2.4 - Progrès des VCSELs aux grandes longueurs d'onde

Le domaine des datacom (distance <10km) semblant aujourd'hui complètement acquis à la technologie des diodes lasers émettant par la surface, il reste aux VCSELs à rattraper le retard pris sur les émetteurs par la tranche dans le domaine des télécommunications. Pour cela, les VCSELs doivent être capable d'émettre un faisceau laser complètement monomode et à des longueurs d'onde supérieures à $1\mu\text{m}$.

Les fibres optiques monomodes en silice présentent un minimum de dispersion chromatique à 1330nm et un minimum d'absorption à 1550nm. Entre ces deux longueurs d'onde, la résonance des ions OH^- engendre une forte atténuation de la fibre à 1390nm. Certaines fibres optiques dites à gaine contrainte permettent de compenser la dispersion chromatique à 1550nm et on peut obtenir à cette longueur d'onde un minimum de dispersion.

Depuis longtemps les VCSELs ont été programmés pour atteindre ces longueurs d'onde d'émission. Or malgré la maturité des techniques permettant au VCSEL l'émission dans le rouge et le proche infra-rouge et bien que l'émission à ces longueurs d'onde ne présente plus de difficultés pour les émetteurs par la tranche, l'évolution vers 1550nm reste une "arlésienne", sans cesse annoncée, jamais vraiment achevée.

Il existe deux types de difficultés à la réalisation de VCSELs à ces longueurs d'onde.

Les difficultés liées à la structure du VCSEL:

Les couches constituantes des réflecteurs de Bragg sont deux fois plus épaisses à 1550nm qu'à 850nm. La croissance de ces couches pose problème puisqu'il est nécessaire qu'elles soient toujours parfaitement planes afin d'optimiser les caractéristiques optiques du réflecteur. Par ailleurs l'épaisseur des couches augmente la résistivité des DBRs.

La largeur de la bande d'énergie interdite E_g est plus faible à 1550nm, cela entraîne une grande sensibilité du gain à la température. L'émission spontanée et surtout les recombinaisons non-radiatives prennent de l'importance aux températures élevées et le gain diminue dramatiquement.

Compte tenu de la structure du VCSEL, dont nous avons vu à quel point la résistivité et les faibles dimensions sont des paramètres critiques de l'élévation de la température, le gain à 1550nm est beaucoup plus faible qu'à 850nm.

Les difficultés liées au choix des alliages utilisés:

Le "band-gap" de AlAs/GaAlAs est trop important pour permettre l'émission aux longueurs d'onde de télécommunication.

Les propriétés électriques et optiques des alliages dérivés de l'InP, dont le band-gap favorise l'émission à 1550nm, ne permettent pas de réaliser des réflecteurs de Bragg dont la réflectivité et la conductivité soient simultanément suffisantes à la réalisation d'un VCSEL.

Le désaccord entre les mailles cristallines des alliages AlAs/AlGaAs et InP, exclut l'utilisation des méthodes épitaxiales pour faire croître les couches d'un réflecteur AlAs/AlGaAs sur une zone active InP.

Outre ces difficultés intrinsèques, une liste des nombreux obstacles à la réalisation de ces structures est disponible dans ^[81]. Nous nous contenterons ici de recenser certaines structures qui ont données des résultats probants dans les dernières années.

Zone active et DBRs solidarisés par fusion

La première idée est de combiner les réflecteurs AlAs/AlGaAs avec une zone active basée sur InP (puits quantiques InGaAsP ou InAlGaAs) ^[23]. Bien sûr, il faut alors renoncer à la croissance monolithique du VCSEL, cavités et miroirs sont solidarisés par fusion à haute température (~600°C). Cette technique est plus coûteuse en raison du nombre de manipulations nécessaire, et c'est ce qui explique que bien que les premiers résultats pour de telles structures aient été obtenus il y a près de 10 ans, cette technologie, bien que commercialement disponible, n'a pas connu le développement que serait susceptible de connaître une structure à faible coût émettant à 1550nm.

Zone active GaInNAs ou GaInNAsSb

Afin de diminuer la largeur de la bande interdite d'un alliage de type GaAs, il est possible d'utiliser un nouvel alliage: GaInNAs. Les structures de puits quantiques GaInNAs/GaAs démontrent de remarquables qualités de gain à des longueurs d'ondes élevées, jusqu'à $1,4\mu\text{m}$ ^[24]. Même si la réalisation des puits quantiques GaInNAs posent quelques difficultés, les progrès réalisés dans ce domaine laissent penser que le choix de la bonne structure à 1330nm penche plus vers GaInNAs que vers des zones actives basées sur InP.

Sur le même principe que l'alliage GaInNAs, les puits quantiques GaInNAsSb/GaAs qui permettent aussi une émission à 1330nm peuvent atteindre 1550nm. Malheureusement, le comportement des zones actives à puits quantiques réalisées avec cet alliage ne permet pas actuellement un fonctionnement à température ambiante à un courant de seuil raisonnable et en émission monomode ^[25].

De manière plus générale, la conception de milieux amplificateurs à puits quantiques basés sur des alliages nouveaux nécessite une mise à jour des techniques d'épitaxie. Si le développement des méthodes appliquées à GaInNAs depuis 2000 ^[26], laissent espérer une production industrielle de VCSELs à 1330nm, il faudra certainement encore quelques années avant que le VCSEL à 1550nm avec une zone active GaInNAsSb/GaAs ne devienne une réalité.

Zone active à jonction tunnel et cavité avec DBR diélectrique

Actuellement la seule structure de VCSEL commercialisée à 1550nm présente une zone active basée sur InP, dotée d'une jonction tunnel. La cavité est réalisée par un miroir de Bragg basé sur InP et par un miroir diélectrique ^{[8], [27], [28]}.

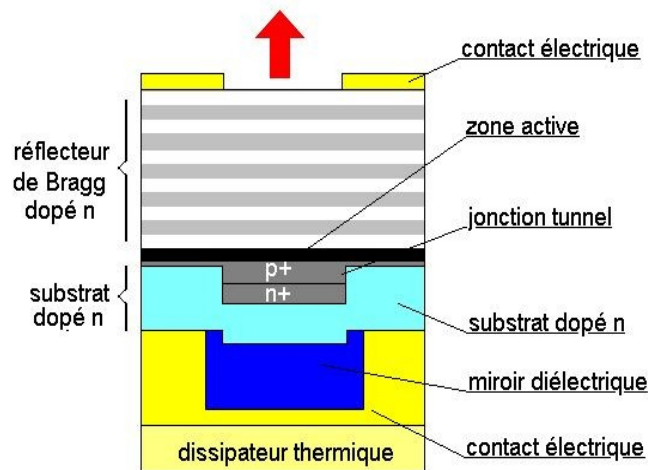


Figure 1.25 : VCSEL à zone active InP, jonction tunnel et miroir diélectrique

La jonction tunnel permet de réaliser l'inversion de population avec un VCSEL constitué presque exclusivement de semi-conducteur dopé N, qui est meilleur conducteur électrique. Situé au plus près de la zone active, elle est constituée de deux couches très fortement dopées N et P. Comme elle est de diamètre réduit, elle est par ailleurs responsable du confinement latéral des porteurs (figure 1.25).

Le miroir supérieur est constitué d'une quarantaine de bi-couches InGaAlAs/InAlAs présentant une réflectivité totale supérieure à 99%^[81]. Le miroir inférieur diélectrique est réalisé par une paire et demi de couches MgF₂/a-Si. L'écart très important d'indice entre les couches permet une réflectivité élevée (>99%) en très peu de couches. Ce diélectrique n'étant pas conducteur, le miroir présente un diamètre réduit et le contact électrique est établi tout autour de ce diamètre.

Afin de permettre un fonctionnement à faible température dans la zone active et donc un gain élevé, un dissipateur thermique est solidarisé au contact électrique inférieur.

De telles structures sont commercialisées par Vertilas[®] et présentent des caractéristiques intéressantes à température ambiante^[29], avec en particulier une émission monomode, un courant de seuil faible et une puissance émise de l'ordre du milliWatt (tableau 1.2). On notera par contre que la bande passante n'est pas très élevée (3GHz) comparée à ce qui est réalisable avec des émetteurs par la tranche.

Electrical / Optical Characteristics at $T_0 = 25^\circ\text{C}$			
Parameter	min typ max		
Operating Wavelength (nm)	1540	1550	1560
Maximum Optical Power (mW)	0,7	1	1,5
Threshold Current (mA)	0,6	1,1	2
Maximum slope efficiency (mW/mA)	0,1	0,2	0,3
Side Mode Suppression Ratio Including transverse (dB)	25	40	
Cut off frequency (GHz)		3	
Spectral Line Width (MHz)		30	
Differential resistance (Ω)	40	60	80
Beam Divergence (degree)	12	20	30

Tableau 1.2 : Paramètres VCSEL 1,55 μm Vertilas [29]

Globalement, ce type de structure présente de nombreux avantages propres aux VCSELs, mais la complexité des nombreuses étapes de réalisation n'autorise pas un coût de fabrication aussi faible que ce qui était espéré.

Les progrès à réaliser dans les structures plus classiques de VCSELs utilisant deux DBRs, que ce soit par l'utilisation de nouveaux alliages ou par l'application de techniques récemment mises au point pour la réalisation de VCSELs à 850nm, laissent présager pour les années à venir une activité de recherche importante autour des VCSELs à ces longueurs d'onde.

1.3 - Applications des VCSELs

Le champ d'application des émetteurs à cavité verticale est aujourd'hui très vaste. Nous nous proposons de synthétiser les principaux enjeux de l'utilisation de ces émetteurs, en éclairant nos propos par des exemples de travaux récents.

1.3.1 - Applications domestiques

Le faible coût de production entraîne le remplacement des diodes électroluminescentes (DEL) par des VCSELS dans nombre d'applications courantes. Le rendement très élevé de ces lasers et leurs qualités optiques (faible divergence du faisceau, monochromaticité) rendent leur utilisation avantageuse par rapport aux DELs. Nous ne nous attarderons pas sur ces applications nécessitant une très faible bande de modulation et qui sont généralement insensibles aux niveaux de bruits d'amplitude émis par les VCSELS.

En revanche parmi les activités propres aux lasers, on peut recenser parmi les utilisations domestiques : les imprimantes laser, les têtes de lectures des platines disque compact ou DVD et plus récemment, les sauvegardes de données par effets magnéto-optiques.

Concernant les imprimantes laser, la faible divergence du faisceau optique circulaire, la faible occupation spatiale et la possibilité de réalisations en matrices sont autant d'avantages évidents des VCSELS par rapport aux autres sources. Récemment, une équipe de Xerox ^[30] a démontré la réalisation d'une tête d'imprimante laser composée de 8x4 VCSELS à 780nm disposés en matrice. Les performances sont éloquentes: 12,5 pages en couleur par minutes avec une résolution de 2400 DPI (Dot Per Inch, *points par pouce*).

La problématique de vitesse posée par les têtes de lectures des systèmes de disques compacts et DVD est avantageusement résolue par le VCSEL. La diminution de l'encombrement et du poids permet l'augmentation des vitesses de déplacement et l'amélioration de la précisions des alignements. F. G. Tseng ^[31] présente un système de tête optique utilisant un VCSEL avec un nombre réduit de dispositifs d'alignement optiques permettant de focaliser le faisceau dans un spot de 5µm.

Les VCSELS semblent avoir un avenir radieux dans le domaine de la sauvegarde de données. L'écriture sur des supports de type CD ou DVD nécessite que le laser en chauffant le point d'écriture change sa réflectivité. Une technique plus récente, la sauvegarde par effet magnéto-optique permet la réécriture à l'infini (ou presque) sur un seul support. Le principe est de faire atteindre localement à un matériau magnétique sa température de Curie, température à laquelle la direction de son champ magnétique peut être changé par un champ extérieur (figure 1.26).

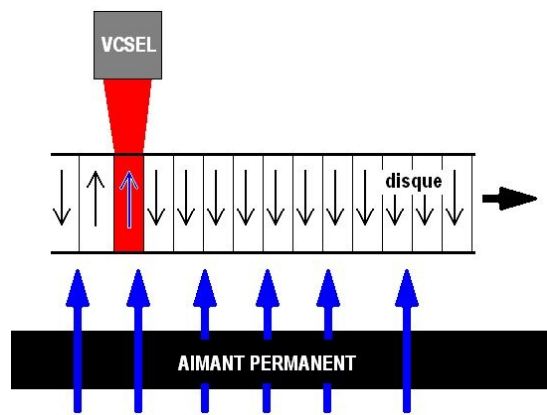


Figure 1.26 : Principe de sauvegarde Magneto-Optique

Quelle que soit la méthode de stockage utilisée, l'augmentation des capacités passe nécessairement par l'augmentation des densités, c'est à dire par la diminution de la surface des points mémoire et donc la diminution de la taille du faisceau en champ proche. Le VCSEL, dont la forme circulaire du faisceau émis permet, sans utiliser d'optiques supplémentaires, une optimisation aisée de l'occupation des "points mémoire". Des travaux allant vers la miniaturisation du faisceau ont été menés par S. Shinada et al. ^[32] permettant d'obtenir une résolution inférieure à 100nm, avec une puissance de $0,17\text{mW}/\mu\text{m}^2$.

1.3.2 - Détection et télémétrie

Les applications de détection sont un domaine porteur pour les émetteurs lasers. Que ce soit pour la spectroscopie, les nombreuses applications du domaine de la médecine et de la biologie (bio-senseurs, thérapie lasers de faible niveau, etc...) ou pour des applications de télémétrie (lidars, anémométrie, ...), l'utilisation de sources monochromatiques est souvent indispensable.

Dans la plupart des ces possibles utilisations, le VCSELs présente le double avantage de sa faible dimension, associée à la possible intégration d'un module de détection (la plupart du temps photodiode PIN) sur la même puce.

Cet avantage se traduit en spectrographie par la possibilité de réaliser des laboratoires embarqués (avions, satellites, ...). Pour autant, une des difficultés reste la longueur d'onde du VCSEL, aujourd'hui comprise entre 400nm et $1,5\mu\text{m}$, qui ne permet pas encore de couvrir le spectre d'absorption des milieux généralement étudiés.

En médecine, la réalisation d'instruments de poids et de dimensions moindres, permet une plus grande maniabilité et le faible coût de réalisation permet de soigner plus de populations à travers le monde.

Par ailleurs, les matrices de VCSELS sont devenues omniprésentes dans les systèmes permettant de lire l'ADN, de détecter les interactions entre protéines et le développement de nouveaux médicaments. D'après K. Kincade ^[33], grâce aux dispositifs en matrice, le coût estimé d'un test ADN, ou d'un test permettant de détecter une interaction entre protéines est passé de 2\$ à 0,0001\$. Ce genre de dispositifs de taille réduite, bénéficie de l'angoisse américaine du bio-terrorisme, qui les pousse à investir dans des dispositifs faible coût et faibles dimensions ("lab-on-a-chip") pouvant être largement distribués aux services de secours.

En télémétrie, le faible encombrement et la faible consommation permet la réalisation de robots ou de drones de tailles de plus en plus faibles et d'autonomie plus élevée, même si la faible puissance émise reste handicapante.

1.3.3 - Datacoms

Actuellement, le domaine des datacoms est le marché le plus important pour les émetteurs VCSELS, mais aussi le plus prometteur. Les volumes sont impressionnants: d'après le fabricant Honeywell ^[34], pour l'année 2003, et malgré un marché morose comme dirait les économistes, près de 10 millions de modules d'émission pour réseaux Ethernet utilisant des VCSELS ont été produit à travers le monde et les prévisions pour les années en cours et à venir sont à la hausse (+20% en 2004).

On voit bien que la puissance économique que représente le marché des datacoms est le principal moteur des développements des lasers à cavité verticale.

La bande passante importante de ces émetteurs, permettent aujourd'hui la commercialisation de réseaux Ethernet à 10Gbits/s (norme IEEE depuis 2002), alors que la monochromaticité et la faible divergence du faisceau autorise des réseaux de plus en plus étendus. Pour ce genre d'applications, les avantages des intercommunications optiques par rapport aux solutions classiques en cuivre, sont nombreuses:

- le produit longueur*bande passante est décuplé
- le poids total est fortement diminué
- les phénomènes de diaphonie sont éliminés
- l'émission électromagnétique parasite est très fortement réduite

- les masses électriques des émetteurs et des récepteurs sont découplés, les boucles de masse sont évitées.

La miniaturisation de l'émetteur permet la réalisation de modules complexes (plusieurs émetteurs et récepteurs), de taille raisonnable et capables d'assurer l'émission et la réception du signal à très haut débit. Ainsi, la société Emcore développe actuellement des modules mixtes permettant d'utiliser un réseau optique tout en conservant une connectique classique pour câbles en cuivre ^[35].

En matière de débits élevés, le VCSEL n'a pas encore abattu un de ses grands atouts: la disposition en matrices de VCSELs, avec lesquelles des transmissions parallèles sont réalisables. Les faibles dimensions à la fois des émetteurs mais aussi des fibres optiques permettent, par exemple, de réaliser des connections jusqu'à 120Gbits/s, grâce à 12 canaux au standard 10Gbits/s chacun, et basées sur une matrice de 12 VCSELs ^[36].

Mais le transfert de données à haut débit ne se limite pas à la communication entre ordinateurs. Les qualités optiques intrinsèques des VCSELs laissent envisager aujourd'hui la réalisation de communication en espace libre à l'intérieur des ordinateurs entre les différentes composantes (disques durs, processeur(s), cartes, mémoires,...). Des cartes mères ont été réalisées en laboratoire avec lesquelles chacun des éléments connectés communique avec les autres à travers un bus parallèle optique. Dans la réalisation proposée par Han et al. ^[37], les interfaces optoélectroniques supportent des débits de 1,25Gbits/s.

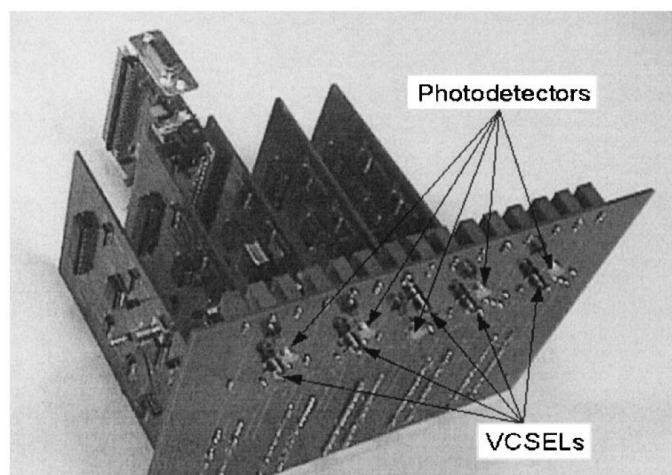


Figure 1.27 : Démonstration d'une inter-connexion microprocesseur - mémoires ^[37]

Si le développement de la carte mère représentée sur la photographie de la figure 1.27, ne sert pour l'instant qu'à démontrer la faisabilité de cette technologie, l'augmentation des fréquences des signaux dans les ordinateurs pourrait à terme rendre les inter-connexions optiques indispensables.

Références

- [1] Angélique Rissons, "Caractérisation et modélisation optoélectronique de diodes laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)", Thèse soutenue à Supaero le 14 octobre 2003.
- [2] Bich-Ha Tran Thi, "Modélisation du bruit d'intensité des lasers InGaAsP. Etude de la translation du bruit basse fréquence dans la bande du signal de modulation", Thèse soutenue à Supaero le 16 décembre 1997.
- [3] T. E. Sale, "Vertical cavity surface emitting lasers", RESEARCH STUDIES PRESS LTD, 1995.
- [4] L. A. Coldren, S. W. Corzine, "Diode lasers and photonic integrated circuits", WILEY, 1995.
- [5] G. P. Agrawal, N. K. Dutta, "Semiconductor lasers", 2nd edition, VAN NOSTRAND REINOLD, 1993.
- [6] M. Myara, "Caractérisation et modélisation de lasers accordables à DBR émettant autour de 1,55 μ m. Etude des bruits d'amplitude et de la largeur de raie", Thèse soutenue à l'Université Montpellier II le 8 décembre 2003.
- [7] I. Joindot, M. Joindot, "Les télécommunications par fibres optiques", DUNOD, 1996.
- [8] H. Li, K. Iga, "Vertical-cavity surface-emitting laser devices", SPRINGER, 2003.
- [9] L.B Rosinski, "Caractérisation statique et dynamique de lasers et matrices de lasers à cavité verticale émettant par la surface", thèse soutenue à l'Université de Bretagne Occidentale le 15 décembre 1997.
- [10] S. F. Yu, "Analysis and design of vertical cavity surface emitting lasers", WILEY, 2003.
- [11] Y. A. Wu, G. S. Li, R. F. Nabiev, K. D. Choquette, C. Caneau, et C.J. Chang-Hasnain, "Single-mode, passive antiguide vertical cavity surface emitting laser", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 1, no. 2, Juin 1995.
- [12] L.J. Mawst, "Anti up the aperture", IEEE circuits & devices magazine, Mars 2003.
- [13] T.S. Kim, A.J. Danner, D.M. Grasso, E.W. Young, K.D. Choquette, "Single fundamental mode photonic crystal vertical cavity surface emitting laser with 9GHz bandwidth", Electronics letters, vol. 40, no. 21, Octobre 2004.
- [14] D-S. Sung, S-H. Kim, H-G. Park, C-K. Kim, Y. H. Lee, "Single-mode photonic-crystal Vertical Cavity Surface Emitting Laser", CLEO 2002.
- [15] N. Yokouchi, A. J. Danner, K. D. Choquette, "Two-dimensional photonic crystal confined vertical-cavity surface-emitting lasers", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 9, no. 5, Septembre/Octobre 2003.
- [16] H.J. Unold, M. Golling, R. Michalzik, D. Supper, K.J. Ebeling, "Photonic crystal surface-emitting lasers: tailoring waveguiding for single-mode emission", Proc. 27th Eur. Conf. on Opt. Comm. ECOC'01, Amsterdam, 2001.
- [17] A.J. Danner, J.C. Lee, J.J. Raftery Jr., K.D. Choquette, "Photonic crystal vertical cavity lasers", Proc. SPIE, San Jose Photonics West, vol. 5346, Janvier 2004.

Références

- [18] A.J. Danner, T.S. Kim, K.D. Choquette, "Single fundamental mode photonic crystal vertical cavity laser with improved output power", *Electronics letters*, vol. 41, no. 6, Mars 2005.
- [19] M. Grabherr, M. Miller, R. Jäger, D. Wiedenmann, R. King, "Commercial VCSELs reach 0.1 W cw output power", *Proc. SPIE, San Jose Photonics West*, vol. 5346, Janvier 2004.
- [20] M. Grabherr, R. Jäger, M. Miller, C. Thalmaier, J. Heerlein, R. Michalzik, K.J. Ebeling, "Bottom-emitting VCSEL's for high-CW optical output power", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 8, Août 1998.
- [21] M. Grabherr, M. miller, R. Jäger, R. Michalzik, U. Martin, H.J. Unold, K.J. Ebeling, "High-power VCSEL's: single devices and densely packed 2-D-arrays", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 5, no. 3, Mai/Juin 1999.
- [22] M. Miller, M. Grabherr, R. King, R. Jäger, R. Michalzik, K.J. Ebeling, "Improved output performance of high-power VCSELs", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 7, no. 2, Mars/Avril 2001.
- [23] D. I. Babić, K. Streubel, R.P. Mirin, N.M. Margalit, J.E. Bowers, E.L. Hu, D.E. Mars, L. Yang, K. Carey, "Room-temperature continuous-wave operation of 1.54 μ m vertical-cavity lasers", *IEEE Photonics Technology letters*, vol. 7, no. 11, Novembre 1995.
- [24] R.P. Sarlaza, S. Macegoniuk, W. Nakwaski, "Comparative analysis of possible VCSEL designs for the long-wavelength optical-fibre communication", *ICTON 2004*.
- [25] H. Shimizu, C. Setiagung, M. Ariga, Y. Ikenaga, K. Kumada, T. Hama, N. Ueda, N. Iwai, A. Kasukawa, "1.3- μ m-Range GaInNAsSb-GaAs VCSELs", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no. 5, Septembre/Octobre 2003.
- [26] K.D. Choquette, J.F. Klem, A.J. Fischer, O. Blum, A.A. Allerman, I.J. Fritz, S.R. Kurtz, W.G. Breiland, R. Sieg, K.M. Geib, J.W. Scott, R.L. Naone, "Room-temperature continuous-wave InGaAsN quantum-well vertical-cavity lasers emitting at 1.3 μ m", *Electronics letters*, 36, 2000.
- [27] S. Robert, M. Ortsiefer, J. Roskopf, G. Böhm, C. Lauer, M. Maute, M-C. Amann, "Long-wavelength InP-based VCSELs with buried tunnel junction: properties and applications", *Proc. SPIE, San Jose Photonics West*, vol. 5346, Janvier 2004.
- [28] M. Orstiefer, R. Shau, F. Mederer, R. Michalzik, J. Roskopf, G. Böhm, F. Köhler, C. Lauer, M-C. Amann, "High-speed modulation up to 10Gbit/s, with 1.55 μ m wavelength InGaAlAs VCSELs", *Electronics letters*, vol. 38, no. 20, Septembre 2002.
- [29] Vertilas VCSEL laser diodes for optical communication, Preliminary specification of optical communications lasers, Revision 2.0, 30.11.2004.
- [30] H. Nakayama, T. Nakamura, M. Funada, Y. Ohashi, M. Kato, "780nm VCSELs for home networks and printers", *IEEE Electronics components ad technology conference*, 2004.
- [31] F-G. Tseng, H-T. Hu, "A novel micro optical system employing inclined polymer mirrors and Fresnel lens for monolithic integration of optical disk pickup heads", *IEEE Transducers '03*, 2003.

Références

- [32] S. Shinada, F. Koyama, N. Nishiyama, M. Arai, K. Iga, "Analysis and fabrication of microaperture GaAs-GaAlAs surface-emitting laser for near-field optical data storage", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 7, no. 2, Mars/Avril 2001.
- [33] K. Kincade, "Diodes lasers and LEDs make 'lab on a chip' a near reality", Laser Focus World, Décembre 2004.
- [34] J.K. Guenter, J. A. tatum, R. A. Hawthorne III, B. M. Hawkins, D. T. Mathes, "VCSELs at Honeywell: the story continues", Proc. SPIE, San Jose Photonics West, vol. 5346, Janvier 2004.
- [35] A. Yuen, C. Wang, R. mosebar, E. lau, C. Viray, B. Lau, G. Nguyen, "Smart cables based on VCSEL technologies that extend/displace copper cables", Proc. SPIE, San Jose Photonics West, vol. 5346, Janvier 2004.
- [36] D.M. Kuchta, Y.H. Kwark, C. Schuster, C. Baks, C. Haymes, J. Schaub, P. Pepeljugoski, L. Shan, R. John, D. Kucharski, D. Rogers, M. Ritter, J. Jewell, L.A. Graham, K. Schrodinger, A. Schild, H.-M. Rein, "120-Gb/s VCSEL-based parallel-optical interconnect and custom 120-Gb/s testing station", Journal of lightwave technology, vol. 22, no. 9, Septembre 2004.
- [37] X. Han, G. Kim, G. J. Lipovski, R. T. Chen, "An Optical Centralized Shared-Bus Architecture Demonstrator for Microprocessor-to-Memory Interconnects", IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, vol. 9, no. 2, Mars/Avril 2003.

Chapitre 2 - Modélisation électrique en signal et en bruit d'un VCSEL monomode

Ce chapitre développe le concept de modélisation électrique d'un VCSEL en tenant compte du bruit d'intensité du laser. L'origine physique du bruit est discutée et les équations d'évolution sont adaptées. Le modèle électrique équivalent est développé puis mis en application à travers un logiciel de simulation, et les résultats sont comparés aux caractérisations du RIN de VCSELS.

Table des matières

Chapitre 2 - Modélisation électrique en signal et en bruit d'un VCSEL monomode.....	53
2.1 - Le bruit dans les diodes lasers.....	57
2.1.1 - Bruit dans les télécommunications optiques.....	57
Récepteurs.....	57
Émetteurs.....	58
2.1.2 - Origines physiques du bruit des diodes laser.....	58
Description par les champs.....	58
Description par les particules.....	59
2.1.3 - Définition du RIN.....	60
2.2 - Equations d'évolution en signal et en bruit d'un VCSEL monomode.....	61
2.2.1 - Equation d'évolution de diodes laser : Cas général.....	61
2.2.2 - Équations d'évolution: Cas du VCSEL.....	63
2.2.3 - Fonctions de Langevin.....	65
2.3 - Modélisation électrique.....	68
2.3.1 - Modèle électrique équivalent de la zone active.....	68
2.3.2 - Modèle des réflecteurs de Bragg et du diaphragme d'oxyde	73
Modélisation en signal.....	73
Modélisation en bruit.....	74
2.4 - Le bruit très basse fréquence.....	75
2.4.1 - Modélisation de Fronen et Vandamme.....	76
2.4.2 - Application aux équations d'évolution et au circuit électrique équivalent.....	77
2.5 - Conclusion.....	78

2.1 - Le bruit dans les diodes lasers

2.1.1 - Bruit dans les télécommunications optiques

Malgré de vifs progrès réalisés dans ce domaine, le bruit reste une problématique majeure des télécommunications. Il limite le niveau de détection des récepteurs, la bande passante des signaux numériques et impose l'utilisation de systèmes de filtrage complexes.

Traditionnellement, dans le cas de transmissions électromagnétiques câblées ou aériennes, le canal de transmission, soumis à l'influence des variations des champs magnétiques environnants, est la principale source de dégradation du signal.

Si l'utilisation de liaisons à fibre optique permet d'affranchir la transmission de l'influence des variations du champ électromagnétique, elle n'a fait que donner plus d'importance aux bruits des émetteurs et récepteurs optoélectroniques.

Récepteurs

Le bruit d'une photodiode est la somme de deux bruits:

- Le bruit dit "d'obscurité", qui est présent même lorsque la diode n'est pas soumise à un flux lumineux. Il est d'origine thermique, et sa densité spectrale est proportionnelle à la température ^[1].
- Le bruit de "grenaille" ou bruit Schottky qui est présent dans toute jonction P-N et qui dépend du courant moyen qui la traverse. D'après le modèle de Schottky sa densité spectrale s'écrit

$$S_i(f) = 2q\bar{I}_D \quad (2.1)$$

où q est la charge de l'électron et \bar{I}_D est le courant photodétekté moyen.

Si ces deux bruits sont dits "blancs", ⁽ⁱ⁾ il faut noter que la limite de validité de ce modèle dans le cas du bruit de grenaille se situe autour de la centaine de GHz ^[2].

(i) Un bruit blanc est un bruit dont la densité spectrale de puissance est constante sur toute la plage de fréquences.

Émetteurs

Le bruit des structures plus complexes que sont les diodes lasers est beaucoup plus délicat à modéliser. Or la situation de l'émetteur dans la chaîne de transmission en fait un paramètre critique du rapport signal à bruit de la liaison.

Avant de nous lancer dans la modélisation du bruit d'intensité de VCSELs, essayons de comprendre quels sont les phénomènes responsables du bruit dans les diodes lasers.

2.1.2 - Origines physiques du bruit des diodes laser

La problématique du bruit dans les diodes lasers se situe au coeur de la dualité onde-corpuscule de la lumière ^[3]. La face ondulatoire du problème semble être la plus désignée pour entrevoir la complexité des processus.

Description par les champs

Selon les tenants de cette approche ^{[4],[5]}, la cause du bruit d'émission optique des lasers est l'émission spontanée. Le schéma de la figure 1.1 explique la construction du champ électrique d'une émission laser perturbée par un événement d'émission spontanée. Le faisceau laser est la somme de M photons et donc son champ électrique est \sqrt{M} fois le champ d'un de ces photons \vec{E}_p . L'émission spontanée d'un photon de phase aléatoire se traduit par une variation de l'amplitude et par un déphasage du champ électrique total.

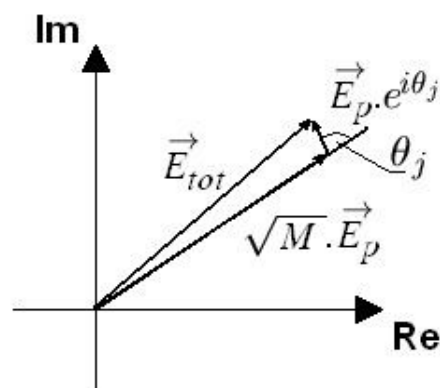


Figure 2.1 : Variation de la phase d'un flux laser par une émission spontanée

Si on répète cette construction géométrique pour m émissions spontanées, le champ électrique total \vec{E}_T s'écrit:

$$\vec{E}_T = \sqrt{M} \vec{E}_p + \vec{E}_p \sum_{j=1}^m e^{i\theta_j} \quad (2.2)$$

Mais l'influence de l'émission spontanée ne s'arrête pas là. Un laser étant un système complexe et bouclé, les fluctuations d'un paramètre ont un effet d'entraînement sur les autres. Les interactions les plus importantes sont résumées par le schéma de la figure 2.1:

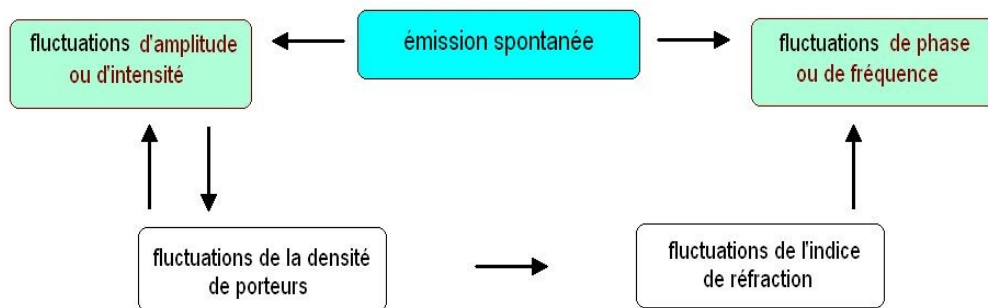


Figure 2.2 : Relations entre les différents bruits dans un laser à semi-conducteur

Ces interactions, dont l'émission spontanée est la source sont ici décrites par des équations mettant en jeu des variables de champs.

La prise en compte de phénomènes aussi imbriqués, et dans un espace à géométrie réduite, avec un formalisme "Maxwellien" n'est pas aisé, c'est pourquoi une description plus quantique des interactions électron-photon est préférable, en particulier lorsqu'on souhaite modéliser la diode laser par les équations d'évolution.

Description par les particules

Cette description, développée par McCumber ^[6] a été reprise par Harder ^[7] pour introduire les fonctions de Langevin dans les équations d'évolution des lasers.

Chaque changement d'état d'un photon ou d'un électron est associé à une impulsion de bruit. Si on peut quantifier les taux de génération, recombinaison, et d'absorption dans la cavité, il est possible d'écrire les densités spectrales des fonctions de Langevin.

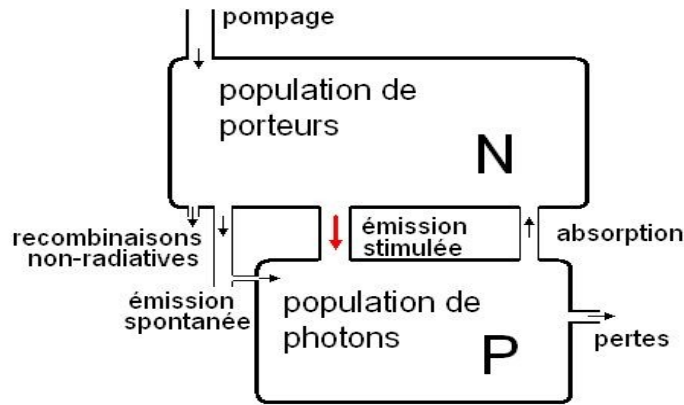


Figure 2.3 : Interactions entre les populations de porteurs et de photons

L'ensemble des interactions entre les photons et les porteurs dans la cavité est représenté par le schéma de la figure 2.3. On déduit de ce schéma les densités spectrales des fonctions de Langevin qui sont la somme des taux moyens ⁽ⁱ⁾ des différents changements d'états des particules. Comme Harder et al. avant nous, nous excluons le pompage puisqu'il n'est pas intrinsèquement dû à l'oscillateur ^[7].

$$\langle F_p^2 \rangle = \langle \text{ém. stimulée} \rangle + \langle \text{absorption} \rangle + \langle \beta * \text{ém. spontanée} \rangle + \langle \text{pertes} \rangle \quad (2.3)$$

$$\langle F_N^2 \rangle = \langle \text{ém. stimulée} \rangle + \langle \text{absorption} \rangle + \langle \text{ém. spontanée} \rangle + \langle \text{recombinaisons non-radiatives} \rangle \quad (2.4)$$

Ainsi que le produit d'inter-corrélation entre ces deux fonctions:

$$\langle F_p F_N \rangle = - \langle \text{ém. stimulée} \rangle + \langle \text{absorption} \rangle + \langle \beta * \text{ém. spontanée} \rangle \quad (2.5)$$

où β est la part de l'émission spontanée qui participe au mode.

Nous verrons dans le paragraphe suivant que cette description présente l'avantage de formuler les fonctions de Langevin uniquement à partir des paramètres intrinsèques utilisés dans les équations d'évolution.

2.1.3 - Définition du RIN

Le bruit relatif d'intensité (Relative Intensity Noise) est un outil mathématique qui permet de comparer le poids des fluctuations du nombre de photons sur l'émission, pour différents lasers ou pour un même laser à différents niveaux d'injection.

(i) Les taux moyens sont exprimés entre crochets, $\langle X \rangle$ est la valeur moyenne du taux X .

Le RIN est donc le rapport entre la densité spectrale $S_{P_e}(f)$ des fluctuations de la puissance optique émise et du carré de la puissance moyenne \bar{P}_e émise par la diode laser:

$$\text{RIN} = \frac{S_{P_e}(f)}{\bar{P}_e^2} \quad (2.6)$$

La densité spectrale des fluctuations est définie par:

$$S_{P_e}(f) = \langle \delta P_e^2 \rangle \quad (2.7)$$

Il peut être utile, on le verra plus loin, d'exprimer le RIN directement à partir du nombre P de photons dans la cavité:

$$\text{RIN} = \frac{\langle \delta P^2 \rangle}{\bar{P}^2} \quad (2.8)$$

On notera pour conclure que compte tenu de la faible valeur de RIN que présente les diodes lasers, le bruit relatif d'intensité est presque toujours exprimé en dB.

$$\boxed{\text{RIN}_{\text{dB}} = 10 * \log_{10} \left(\frac{S_{P_e}(f)}{\bar{P}_e^2} \right) = 10 * \log_{10} \left(\frac{\langle \delta P^2 \rangle}{\bar{P}^2} \right)} \quad (2.9)$$

2.2 - Equations d'évolution en signal et en bruit d'un VCSEL monomode

2.2.1 - Equation d'évolution de diodes laser : Cas général

Les équations d'évolution régissent les populations de porteurs et de photons. Elles sont donc l'expression des interactions entre les photons et les électrons dans la cavité. On construit ces équations en faisant le bilan des variations de chaque population.

Nous nous contenterons de décrire l'évolution des populations de photons et d'électrons au delà du seuil, c'est à dire lorsque le régime d'émission stimulée est établi.

L'ensemble de ces interactions, résumé par le schéma de la figure 2.3 est récapitulé ici, prenant en compte un seul mode résonant dans la cavité:

La population de photons P du mode résonant est incrémentée par:

le taux d'émission stimulée

la part d'émission spontanée qui participe à l'émission laser $\Gamma \beta BN^2$. Elle dépend de l'émission spontanée totale BN^2 [8], du confinement optique Γ [9] et du coefficient d'émission spontanée β [11].

Elle est diminuée par

le taux d'absorption

les pertes (photons absorbés par le matériau, émis par la diode laser). Elles sont exprimées en terme de durée de vie des photons dans la cavité $\frac{P}{\tau_p}$.

La population d'électrons N est incrémentée par:

le pompage, c'est à dire l'injection de porteurs dans la zone active $\frac{I}{q}$, qui dépend du courant électrique d'injection I et de la charge de l'électron q .

l'absorption de photons du mode résonant.

Elle est affectée par

les recombinaisons radiatives (émission spontanée et émission stimulée).

les recombinaisons non-radiatives. Elles sont de deux types: le premier AN est dû à des mécanismes de recombinaison de surface ou d'interfaces [10], et l'autre, CN^3 , correspond à l'effet Auger [8].

La différence entre le taux d'émission stimulée et l'absorption définit le gain G de la zone active.

$$\text{émission stimulée} - \text{absorption} = GP \quad (2.10)$$

Par ailleurs, les deux types de populations sont affectées par des phénomènes stochastiques qui sont modélisés par les fonctions de Langevin propres à chaque type de particule.

En prenant en compte l'ensemble de ces échanges, les équations d'évolution s'écrivent:

$$\frac{dP}{dt} = GP + \Gamma \beta B N^2 - \frac{P}{\tau_p} + F_p(t) \quad (2.11)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q} - (A + B N + C N^2) N - GP + F_N(t) \quad (2.12)$$

Pour aller plus en profondeur dans la description des interactions entre photons et électrons dans la zone active, et en particulier les effets du bruit, il est nécessaire de prendre en compte les particularités de chaque type de diode laser. Nous nous contenterons de présenter celles de VCSEL émettant à 850nm, qui ont été élaborées avec A. Rissons-Blanquet ^[11].

2.2.2 - Équations d'évolution: Cas du VCSEL

En se limitant toujours à une émission monomode et sans prendre en compte les phénomènes de bruits, la zone active d'un VCSEL présente des spécificités structurales dont il faut tenir compte pour établir un modèle comportemental satisfaisant.

Tout d'abord, la zone active est constituée de N_w puits quantiques. L'équation d'évolution aux porteurs (2.12) devrait donc être divisée en N_w équations, correspondant aux comportements des porteurs dans chaque puits quantiques. En réalité, nous considérerons que le comportement des électrons est identique d'un puits à l'autre et que le nombre de porteurs injectés dans chaque puits est $\frac{\eta_i I}{q N_w}$. η_i représente l'efficacité quantique de chaque puits.

Puisque N représente le nombre de porteurs par puits quantique, il nous faut prendre en compte le fait que l'émission stimulée et l'émission spontanée sont la somme des recombinaisons (stimulées ou spontanées), dans N_w puits (éq. 2.8).

Ensuite, compte tenu de la longueur d'onde des VCSELs étudiés qui est de 850nm, l'effet Auger est négligeable devant l'émission spontanée et les autres types de recombinaison non-radiatives. Ce phénomène met en jeu quatre particules (3 électrons – 1 trou, 2 électrons – 2 trous, etc... ^[8]) qui s'échangent l'énergie de la recombinaison. Il est surtout important dans les matériaux présentant une bande interdite de faible valeur, et donc dans les émetteurs aux plus grandes longueurs d'onde.

Notons qu'une telle approximation ne serait donc à priori pas valable pour un VCSEL émettant aux longueurs d'ondes de télécommunications (1,3 et 1,55 μm).

Au vu de ces considérations, les équations aux photons et aux porteurs deviennent:

$$\frac{dP}{dt} = N_w GP + N_w \Gamma \beta B N^2 - \frac{P}{\tau_p} + F_p(t) \quad (2.13)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{qN_w} - (A + BN)N - GP + F_N(t) \quad (2.14)$$

Une attention particulière doit être portée à l'expression de l'émission stimulée qu'est le gain G .

Nous avons vu (eq. 2.10) que le gain était défini à partir de la différence entre l'émission stimulée et l'absorption. Pour que l'effet laser soit effectif, il faut que le gain soit positif, c'est à dire que l'émission soit supérieure à l'absorption. L'émission stimulée dépend de la densité de porteurs, il existe donc une densité limite à partir de laquelle le gain est positif. Le nombre de porteurs correspondant à cette densité est appelé N_{tr} (nombre de porteurs à la transparence).

Par ailleurs le gain d'un laser n'est pas complètement linéaire ^[12]. En raison du temps nécessaire aux porteurs pour occuper les niveaux d'énergie permettant l'émission de photons à la fréquence unique du mode lasant (phénomène de "spectral hole burning"), il présente une saturation pour les fortes densités de photons.

Prenant en compte ces deux phénomènes, nous pouvons écrire l'expression du gain:

$$G = g_0 \frac{N - N_{tr}}{1 + \epsilon P} \quad (2.15)$$

où ϵ est le facteur de compression du gain, et g_0 , qui est une fonction des paramètres physiques du matériau et de la structure de la zone active, est défini par :

$$g_0 = v_{gr} \Gamma \frac{a}{V_{act}} \quad (2.16)$$

où v_{gr} est la vitesse de groupe des photons, a est le coefficient de gain différentiel et V_{act} le volume de la zone active.

Pour être complet sur la description du VCSEL par les équations d'évolution, il nous reste à développer les densités spectrales des fonctions de Langevin.

2.2.3 - Fonctions de Langevin

De part la nature des phénomènes qu'elles décrivent, il est impossible d'écrire une forme analytique des fonctions de Langevin dans le domaine temporel.

Cependant, on sait de ces fonctions que leur valeur moyenne est nulle:

$$\langle F_N \rangle = \langle F_P \rangle = 0 \quad (2.17)$$

Et on a vu (éq. 2.3 et 2.4) que leurs densités spectrales peuvent être écrites à partir des transitions possibles de chaque type de particule. Nous pouvons, d'après les équations d'évolution, écrire la forme analytique de ces densités.

L'équation 2.15 décrit le gain comme la différence entre les taux d'émission stimulée et d'absorption, nous pouvons en déduire l'expression de chacun de ces taux:

$$\langle \text{absorption} \rangle = g_0 \frac{N_{tr}}{1 + \epsilon \bar{P}} \bar{P} \quad (2.18)$$

$$\langle \text{émission stimulée} \rangle = g_0 \frac{\bar{N}}{1 + \epsilon \bar{P}} \bar{P} \quad (2.19)$$

Les autres termes ayant été définis dans les équations d'évolution, les relations 2.3 à 2.5 qui font intervenir les grandeurs continues ⁽ⁱ⁾ deviennent:

$$\langle F_P^2 \rangle = N_w g_0 \frac{\bar{N}}{1 + \epsilon \bar{P}} \bar{P} + N_w g_0 \frac{N_{tr}}{1 + \epsilon \bar{P}} \bar{P} + \beta \Gamma B \bar{N}^2 + \frac{\bar{P}}{\tau_p} \quad (2.20)$$

$$\langle F_N^2 \rangle = g_0 \frac{\bar{N}}{1 + \epsilon \bar{P}} \bar{P} + g_0 \frac{N_{tr}}{1 + \epsilon \bar{P}} \bar{P} + (A + B \bar{N}) \bar{N} \quad (2.21)$$

et

$$\langle F_P F_N \rangle = - \left[g_0 \frac{\bar{N}}{1 + \epsilon \bar{P}} \bar{P} + g_0 \frac{N_{tr}}{1 + \epsilon \bar{P}} \bar{P} + \beta \Gamma B \bar{N}^2 \right] \quad (2.22)$$

(i) Les grandeurs continues sont distinguées par un barre: \bar{X} est la valeur moyenne de X .

Par l'intermédiaire des équations d'évolutions, il est possible de simplifier ces expressions. En effet, en régime permanent, et en remplaçant le gain par son expression, les équations 2.8 et 2.7 deviennent:

$$0 = N_w g_0 \frac{\bar{N} - N_{tr}}{1 + \epsilon \bar{P}} \bar{P} + N_w \Gamma \beta B \bar{N}^2 - \frac{\bar{P}}{\tau_p} \quad (2.23)$$

$$0 = \frac{\eta_i \bar{I}}{q N_w} - (A + B \bar{N}) \bar{N} - g_0 \frac{\bar{N} - N_{tr}}{1 + \epsilon \bar{P}} \bar{P} \quad (2.24)$$

L'équation 2.23 nous permet de simplifier 2.20 en

$$\langle F_P^2 \rangle = 2 N_w g_0 \frac{N_{tr}}{1 + \epsilon \bar{P}} \bar{P} + \frac{2 \bar{P}}{\tau_p} \quad (2.25)$$

et l'équation 2.22 en

$$\langle F_P F_N \rangle = - \left[2 g_0 \frac{N_{tr}}{1 + \epsilon \bar{P}} \bar{P} + \frac{\bar{P}}{\tau_p} \right] \quad (2.26)$$

De la même manière, on peut simplifier l'équation 2.21 grâce à 2.19:

$$\langle F_N^2 \rangle = 2 g_0 \frac{N_{tr}}{1 + \epsilon \bar{P}} \bar{P} + \frac{\eta_i \bar{I}}{q N_w} \quad (2.27)$$

A partir de ces définitions des densités spectrales des fonctions de Langevin, on peut simuler leur évolution en fonction du courant d'injection de porteurs (fig. 2.4).

Les grandeurs continues \bar{N} et \bar{P} sont calculées à partir des équations d'évolution en régime statique (éqs. 2.23 et 2.19).

On a ^[9]:

$$\bar{N} = \frac{1}{2} \left(-\frac{A}{B} + \sqrt{\left(\frac{A}{B}\right)^2 + \frac{4 \eta_i I_{th}}{B q N_w}} \right) \quad (2.28)$$

$$\bar{P} = \tau_p \left[2 N_w \Gamma \beta B \bar{N}^2 + \frac{\eta_i}{q} (\bar{I} - I_{th}) \right] \quad (2.29)$$

où I_{th} définit le courant au seuil.

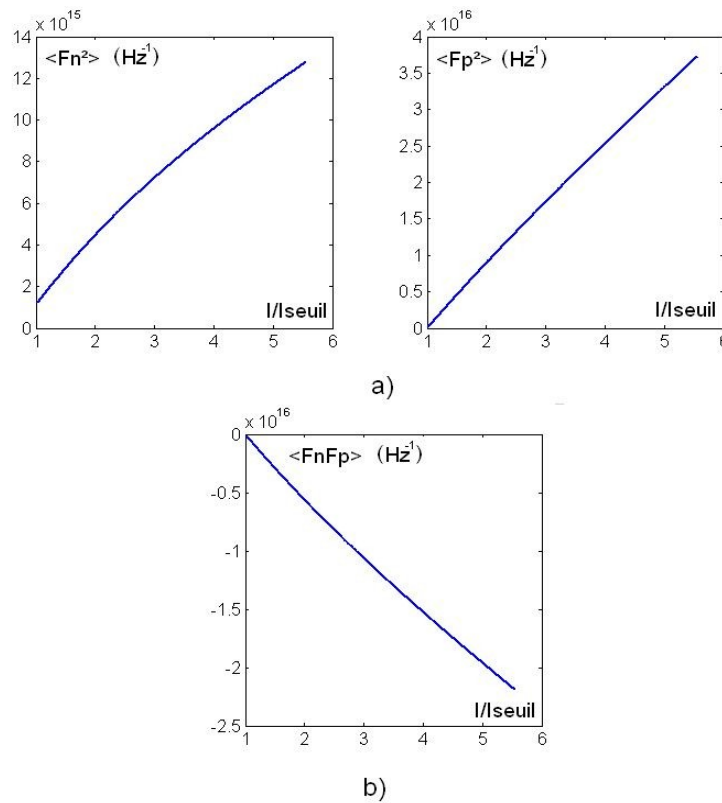


Figure 2.4 : Évolution des densités spectrales des fonctions de Langevin aux porteurs et aux photons en fonction du courant injecté

Comme on pouvait s'y attendre, la puissance de bruit croît avec l'augmentation de la densité de porteurs, puisque les échanges entre les réservoirs de porteurs et de photons sont plus intenses.

On peut constater que les fonctions de Langevin écrites à partir de la description de McCumber et selon le modèle de Harder et Yariv ont des densités spectrales constantes, ce sont des sources de bruit blanc. Ces sources sont en corrélation avec un système bouclé qui présente des constantes de temps. Le comportement dynamique de ce système est mis en évidence par une modélisation électrique de la diode laser.

2.3 - Modélisation électrique

2.3.1 - Modèle électrique équivalent de la zone active

Le principe de la modélisation électrique en petit signal des diodes laser est bien connu [7], [9], [13]. Les équations d'évolution sont linéarisées pour de faibles variations des grandeurs de fonctionnement (I , N et P) autour de leur valeur en régime permanent et ces équations sont assimilées aux équations des tensions et des courants aux bornes de la zone active.

La relation qui lie la tension aux bornes de la diode et le nombre d'électrons dans la zone active est du type [14], [15]:

$$\Delta V = m V_T \frac{\Delta N}{\bar{N}} \quad (2.30)$$

où $V_T = \frac{kT}{q}$ est la tension thermique et m est le coefficient d'idéalité de la diode⁽ⁱ⁾.

Il nous faut donc linéariser les équations d'évolution. Les grandeurs de fonctionnement peuvent être écrites comme suit:

$$\begin{aligned} I &= \bar{I} + \Delta I \\ N &= \bar{N} + \Delta N \\ P &= \bar{P} + \Delta P \end{aligned} \quad (2.31)$$

Les termes correspondant au régime statique de fonctionnement sont éliminés en utilisant les équations 2.23 et 2.19, et les équations petit signal peuvent être linéarisées en utilisant la méthode des dérivées partielles:

$$\frac{d}{dt} [\Delta N(I, N, P)] = \Delta \dot{N} = \frac{\partial \dot{N}}{\partial I} \Delta I + \frac{\partial \dot{N}}{\partial N} \Delta N + \frac{\partial \dot{N}}{\partial P} \Delta P \quad (2.32)$$

$$\frac{d}{dt} [\Delta P(N, P)] = \Delta \dot{P} = \frac{\partial \dot{P}}{\partial N} \Delta N + \frac{\partial \dot{P}}{\partial P} \Delta P \quad (2.33)$$

Le résultat de cette linéarisation est le suivant (les sources de Langevin ont été rajoutée directement, étant donné que leur valeur moyenne est nulle):

$$\frac{d \Delta N}{dt} = \frac{\eta_i}{q N_w} \Delta I - \left(A + 2B \bar{N} + \frac{g_0 \bar{P}}{1 + \epsilon \bar{P}} \right) \Delta N - g_0 \frac{\bar{N} - N_{tr}}{(1 + \epsilon \bar{P})^2} \Delta P + F_N(t) \quad (2.34)$$

$$\frac{d \Delta P}{dt} = \left(N_w g_0 \frac{\bar{N} - N_{tr}}{(1 + \epsilon \bar{P})^2} - \frac{1}{\tau_p} \right) \Delta P + N_w \left(\frac{g_0 \bar{P}}{1 + \epsilon \bar{P}} + 2\Gamma \beta B \bar{N} \right) \Delta N + F_P(t) \quad (2.35)$$

(i) m est une grandeur empirique qui dépend du matériau et de la structure de la jonction.

Pour une meilleure lisibilité de ces équations, il est préférable de regrouper les termes constants:

$$\frac{d \Delta N}{dt} = \frac{\eta_i}{qN_w} \Delta I - \Gamma_N \Delta N - \bar{G}' \Delta P + F_N(t) \quad (2.36)$$

$$\frac{d \Delta P}{dt} = \Gamma_p \Delta P + K \Delta N + F_p(t) \quad (2.37)$$

où les paramètres sont définis comme suit:

$$\Gamma_N = A + 2B \bar{N} + \frac{g_0 \bar{P}}{1 + \epsilon \bar{P}} \quad (2.38)$$

$$\bar{G}' = g_0 \frac{\bar{N} - N_{tr}}{(1 + \epsilon \bar{P})^2} \quad (2.39)$$

$$\Gamma_p = N_w \bar{G}' - \frac{1}{\tau_p} \quad (2.40)$$

$$K = N_w \left(\frac{g_0 \bar{P}}{1 + \epsilon \bar{P}} + 2 \Gamma \beta B \bar{N} \right) \quad (2.41)$$

Suivant les travaux jadis effectués par Harder et Yariv ^[7] sur la modélisation électrique de diodes laser Fabry-Pérot prenant en compte les phénomènes de bruit, nous rapprochons les équations 2.18 et 2.14 des équations aux tensions et courants, issues des lois de Kirschhoff appliquées au circuit représenté à la figure 2.5.

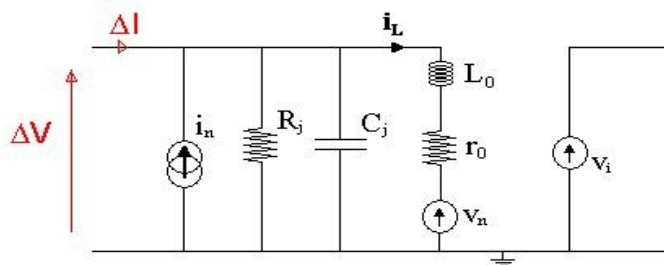


Figure 2.5 : Modèle électrique équivalent de la zone active d'une diode laser

La loi des noeuds, appliquée à ce circuit donne:

$$\Delta I + i_n(t) = \frac{\Delta V}{R_j} + C_j \frac{d \Delta V}{dt} + i_L \quad (2.42)$$

Cette équation peut être mise en forme afin de rendre plus évidente la similitude avec l'équation linéarisée 2.18:

$$\frac{d \Delta V}{dt} = \frac{\Delta I}{C_j} - \frac{\Delta V}{R_j C_j} - \frac{i_L}{C_j} + \frac{i_n(t)}{C_j} \quad (2.43)$$

En utilisant l'équation 2.17 qui fait le lien entre la tension aux bornes de la jonction et le nombre de porteurs, on trouve rapidement les équivalences suivantes entre les différents dipôles de la première partie du circuit électrique équivalent et les paramètres physiques du VCSEL:

$$C_j = \frac{q N_w \bar{N}}{\eta_i m V_T} \quad (2.44)$$

$$R_j = (\Gamma_N C_j)^{-1} = \frac{\eta_i m V_T}{q N_w \bar{N} \Gamma_N} \quad (2.45)$$

Et pour ce qui concerne la source de courant de bruit:

$$i_n(t) = \frac{q N_w}{\eta_i} F_N(t) \quad (2.46)$$

Étant donnée la nature de cette source de courant, on préférera utiliser les densités spectrales plutôt que les expressions temporelles:

$$S_{ii} = \langle i_n^2 \rangle = \frac{q^2 N_w^2}{\eta_i^2} \langle F_N^2 \rangle \quad (2.47)$$

L'analogie entre l'équation d'évolution des porteurs linéarisée et l'équation électrique du circuit équivalent, recèle encore un élément important qui relie directement les variations du nombre de photons et le courant i_L dans la branche inductive du circuit de la figure 2.5.

$$i_L = \frac{q N_w \bar{G}'}{\eta_i} \Delta P \quad (2.48)$$

Cette relation est très importante, car elle démontre que le modèle électrique équivalent lie par un rapport de proportionnalité le courant dans la branche inductive et le nombre de photons, c'est à dire la puissance optique émise. On a donc, d'une certaine manière en symétrie au fonctionnement d'une photodiode, une relation linéaire entre le courant i_L et les variations de puissance optique émise.

En appliquant la loi des mailles sur cette partie inductive du circuit électrique équivalent, il vient:

$$\Delta V = L_0 \frac{di_L}{dt} + r_0 i_L + v_n(t) \quad (2.49)$$

L'expression 2.16 peut être mise en forme pour laisser apparaître l'analogie avec l'équation d'évolution aux photons linéarisée (éq. 2.14):

$$\frac{di_L}{dt} = \frac{\Delta V}{L_0} - \frac{r_0}{L_0} i_L - \frac{v_n(t)}{L_0} \quad (2.50)$$

En reprenant la même démarche d'identifications que pour l'équation aux porteurs, on retrouve les équivalences suivantes:

$$L_0 = \frac{\eta_i m V_T}{q N_w \bar{N} \bar{G}' K} \quad (2.51)$$

$$r_0 = \Gamma_P L_0 = \frac{\eta_i m V_T \Gamma_P}{q N_w \bar{N} \bar{G}' K} \quad (2.52)$$

La densité spectrale de la source de tension de bruit $v_n(t)$ de la branche inductive est liée à celle de la fonction de Langevin aux photons $F_P(t)$ par:

$$S_{vv} = \langle v_n^2 \rangle = \frac{m^2 V_T^2}{\bar{N}^2 K^2} \langle F_P^2 \rangle \quad (2.53)$$

Quant au produit d'inter-corrélation entre les deux sources équivalentes de bruit, elle est calculée à partir des relations 2.13 et 2.11 :

$$S_{iv} = \langle i_n v_n \rangle = \frac{q N_w m V_T}{\eta_i \bar{N} K} \langle F_N F_P \rangle \quad (2.54)$$

La simulation de l'évolution de ces grandeurs, est représentée à la figure 2.6, pour un VCSEL dont le diaphragme d'oxyde présente un diamètre de $12\mu\text{m}$. Ces courbes montrent une croissance quasi linéaire de la densité spectrale de la source de courant, alors que la densité spectrale de la source de tension, très élevée juste au dessus du seuil décroît approximativement en $1/I$.

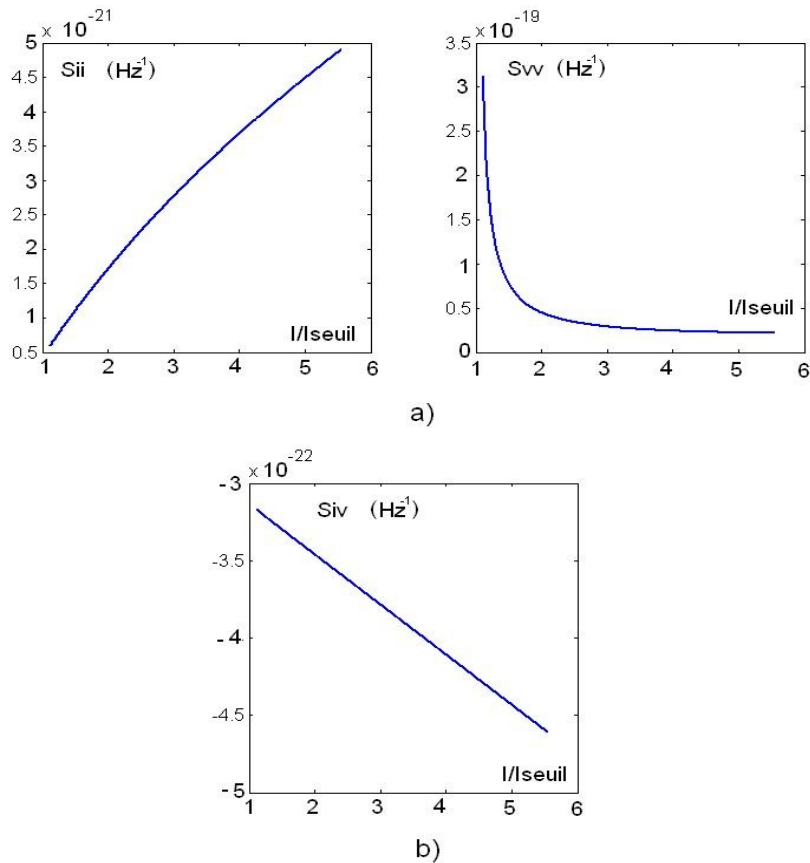


Figure 2.6: Évolution des densités spectrales des sources équivalentes de bruit S_{ii} et S_{vv} (a), et le produit d'inter-corrélation entre ces deux sources (b) en fonction du courant de polarisation

Cette simulation nous permet de retrouver une des caractéristiques fondamentales des diodes laser et donc en particulier des VCSELs : le bruit d'intensité relatif diminue lorsque l'intensité du courant injecté augmente.

2.3.2 - Modèle des réflecteurs de Bragg et du diaphragme d'oxyde

Outre les spécificités de la zone active, les VCSELs, nous l'avons vu dans le premier chapitre se différencient des autres diodes lasers par la structure des réflecteurs qui réalisent la cavité optique.

Modélisation en signal

Contrairement aux émetteurs par la tranche, pour lesquels les miroirs ne jouent pas directement un rôle dans l'injection des porteurs, les réflecteurs de Bragg sont traversés par le courant électrique de pompe. Selon les différents types de VCSELs, ils participent même au confinement des porteurs, que ce soit par l'implantation de protons ou par l'application de diaphragmes d'oxyde.

La modélisation d'un VCSEL par un circuit électrique équivalent passe nécessairement par la prise en compte des réflecteurs de Bragg.

Les VCSELs étudiés lors de cette thèse et qui ont été fournis par ULM Photonics GmbH, présentent tous un diaphragme d'oxyde. Le travail réalisé par A. Rissons-Blanquet ^[16] a permis de valider le modèle électrique équivalent des réflecteurs de Bragg développé dans sa thèse.

Chaque bi-couche de semi-conducteur, qui présente une hétérojonction, est modélisée par un dipôle composé d'une résistance et d'une capacité en parallèle, étant donné la périodicité de l'empilement de bi-couches, ces dipôles en série ont le même comportement qu'un dipôle RC parallèle unique. Le diaphragme d'oxyde présente lui aussi le comportement d'un RC parallèle, bien que les raisons soient dûes à la géométrie du réflecteur au niveau de cette couche.

Le schéma de la structure de ces diodes est présenté à la figure 2.7, avec le circuit électrique équivalent des réflecteurs, du diaphragme d'oxyde et de la zone active.

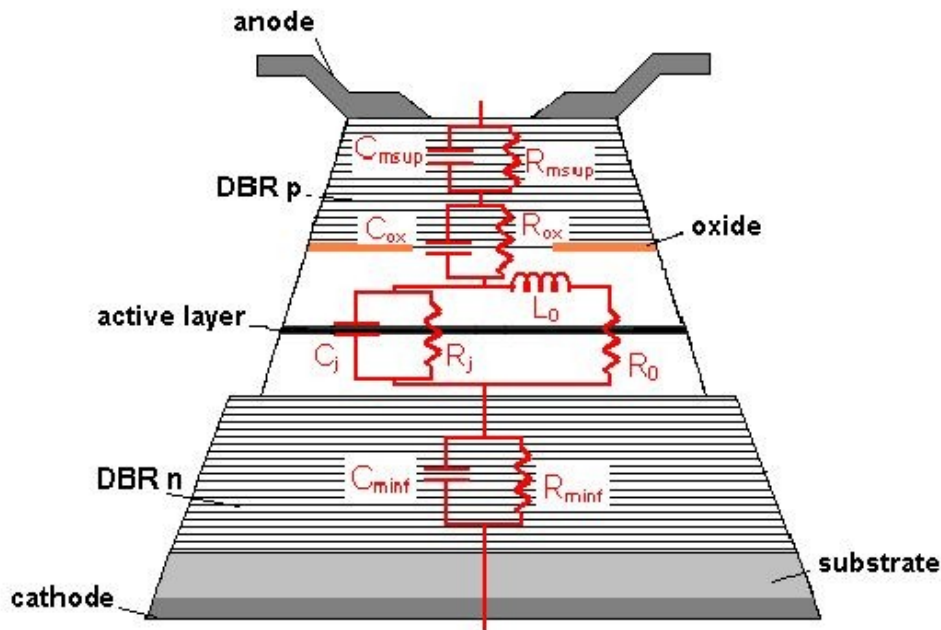


Figure 2.7: Schéma équivalent d'une diode laser VCSEL à diaphragme d'oxyde

Modélisation en bruit

Il est légitime, compte tenu de la complexité des structures qui réalisent les réflecteurs, de se poser la question de leur comportement en bruit et éventuellement de la modélisation du bruit électrique généré par les miroirs de Bragg.

Si un embryon de recherches a été mené dans ce sens par Belleville ^[17], nous n'avons pas trouvé de résultats aboutis concernant ce phénomène. On peut cependant se permettre quelques conjectures sur le sujet.

D'un côté, de part leur structure même, les miroirs de Bragg qui sont résistifs, sont sujet au bruit thermique. De l'autre côté, la structure des hétérojonctions entre chaque couche engendre un bruit de grenaille.

Pour autant, les mesures que nous avons effectuées sur des échantillons de DBR fournis par ULM Photonics n'ont pas permis de caractériser le bruit généré par ces structures. Les échantillons, composés de 8 couches d'indice alterné et d'un diaphragme d'oxyde (fig. 2.8) présentent une résistance globale inférieure à celle d'un DBR complet.

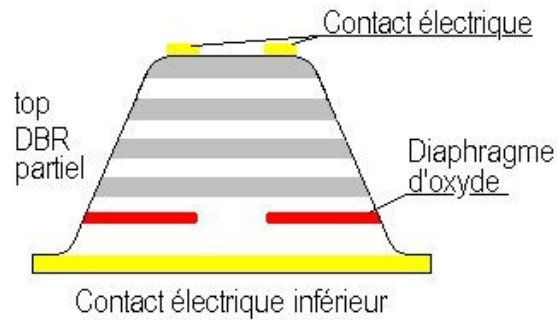


Figure 2.8: Échantillon de réflecteur de Bragg partiel

Malgré les précautions prises (mesure sous pointes en cage de Faraday, source de courant très faible bruit), la puissance de bruit du réflecteur de Bragg partiel est trop faible pour être décelée avec le banc de mesure schématisé figure 2.9.

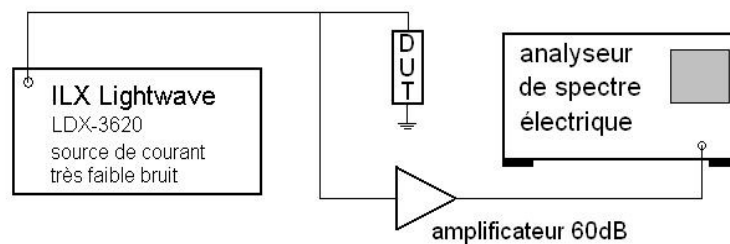


Figure 2.9: Banc de mesure de bruit pour les échantillons de réflecteurs de Bragg

2.4 - Le bruit très basse fréquence

Nous avons tenu à traiter dans un paragraphe séparé le comportement en bruit des VCSELs aux très basses fréquences.

En effet, bien que ce phénomène soit présent dans tous les systèmes électroniques et dans bien d'autres, le bruit très basse fréquence, qui est généralement de type $f^{-\gamma}$, reste un mystère. Malgré son importance dans la plupart des applications, ses causes restent floues et sa modélisation physique difficile à valider. Il a même été démontré que l'atténuation des fibres optiques est sujette à un bruit de type $1/f$ [18].

Le bruit très basse fréquence généralement présent dans les lasers à semi-conducteurs est de type $1/f$ ($\gamma=1$), et ce quel que soit le type de diode laser.

La présence d'un bruit optique dans les VCSELs remontant aux basses fréquences, est un fait expérimental avéré comme l'ont démontré P. Signoret et al.^[19] dans leur étude du bruit électrique des VCSELs. Ceci n'est pas vraiment surprenant puisque la principale particularité dans le fonctionnement des VCSELs réside dans la cavité comme nous l'avons vu au chapitre premier, alors que les phénomènes étudiés trouvent leur origine dans la zone active. Les VCSELs subissent donc "à priori" les mêmes mécanismes de génération aléatoire de photons que les autres lasers.

2.4.1 - Modélisation de Fronen et Vandamme

Les principaux travaux concernant la physique du laser aux très basses fréquences sont dûs à Vandamme et Fronen^[20]. Ils proposent deux modèles de bruit optique en $1/f$ pour les diodes lasers.

Le premier dont l'origine est la fluctuation de l'absorption à l'intérieur de la cavité, responsable de la fluctuation de l'émission spontanée et du gain selon les interactions décrites par le schéma de la figure 2.1.

La cause originelle du bruit très basse fréquence dans le second modèle est la fluctuation de la densité de porteurs dans la zone active. Ce second modèle, plus généralement utilisé^{[1], [21]}, est repris dans l'étude qui suit.

D'après cette deuxième approche, la densité de fluctuations de porteurs dans la zone active s'écrit :

$$S_N(f) = \frac{\alpha_N \bar{N}}{f} \quad (2.55)$$

où α_N est le paramètre de Hooge, \bar{N} est le nombre moyen de porteurs et f la fréquence.

Le paramètre α_N attribué à Hooge, a été introduit dans le cadre de l'étude des bruits de conduction aux très basses fréquences^[22]. C'est un paramètre complètement empirique selon les aveux même de son créateur. Il dépend, entre autres, de la qualité du cristal semi-conducteur, du dopage, de la mobilité des électrons et des trous, et même de la température...

Son ordre de grandeur est de 10^{-3} , même s'il apparaît généralement, plutôt comme un terme d'ajustement entre le modèle et les mesures.

Néanmoins, et en l'absence de modélisation alternative ⁽ⁱ⁾, notre point de départ est la relation 2.9 dans laquelle nous reconnaissons une densité spectrale d'une "fonction de Langevin" dont la caractéristique spectrale n'est pas blanche.

$$S_N(f) = \langle F_{N_{bf}}^2 \rangle = \frac{\alpha_N \bar{N}}{f} \quad (2.56)$$

2.4.2 - Application aux équations d'évolution et au circuit électrique équivalent

Puisque nous avons modélisé le bruit aux basses fréquences par une fonction de Langevin, nous pouvons insérer le bruit en $1/f$ dans notre modèle basé sur les équations d'évolution.

Le couple d'équations 2.8 et 2.7 devient alors:

$$\frac{dP}{dt} = N_w GP + N_w \Gamma \beta B N^2 - \frac{P}{\tau_p} + F_P(t) \quad (2.57)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{qN_w} - (A + B N) N - GP + F_N(t) + F_{N_{bf}}(t) \quad (2.58)$$

L'équation linéarisée aux photons reste inchangée, puisque d'après le modèle de Fronen et Vandamme, le bruit en $1/f$ est exclusivement lié à la densité de porteurs.

La fonction de Langevin relative à l'excès de bruit basse fréquence n'est pas changée par la linéarisation de l'équation 2.6 ($\langle F_{N_{bf}} \rangle = 0$) et, assez naturellement, on cherche à (re-)faire l'analogie entre les équations d'évolution linéarisées et le circuit électrique équivalent.

(i) À ce sujet, on lira avec intérêt la référence [6].

Compte tenu du détail qui a été donné de la manipulation permettant d'associer par analogie les différents membres des équations linéarisées aux éléments du circuit équivalent, nous irons directement à l'objectif. On démontre rapidement (ce que tout lecteur attentif avait pressenti) que l'élément permettant de rendre compte du bruit en $1/f$ est une source de courant disposée parallèlement à celle qui rend compte du bruit blanc (fig. 2.2).

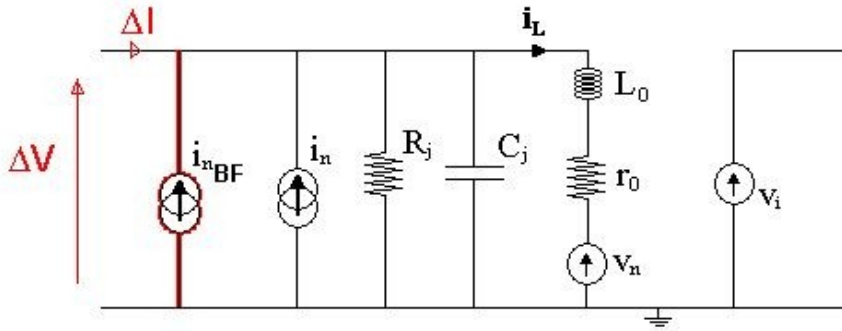


Figure 2.10: Circuit électrique équivalent permettant de rendre compte du bruit excédentaire en basse fréquence

Il suffit alors de reprendre l'équation 2.2, et d'y ajouter la source de courant $i_{n_{BF}}$:

$$\frac{d \Delta V}{dt} = \frac{\Delta I}{C_j} - \frac{\Delta V}{R_j C_j} - \frac{i_L}{C_j} + \frac{i_n(t)}{C_j} + \frac{i_{n_{BF}}(t)}{C_j} \quad (2.59)$$

On obtient alors:

$$\langle i_{n_{BF}}^2 \rangle = \left(\frac{qN_w}{\eta_i} \right)^2 \langle F_{N_{BF}}^2 \rangle \quad (2.60)$$

Soit:

$$\langle i_{n_{BF}}^2 \rangle = \left(\frac{qN_w}{\eta_i} \right)^2 \frac{\alpha_N \bar{N}}{f} \quad (2.61)$$

On voit que cette source équivalente de bruit se comporte simplement comme un élément de type $\frac{K}{f}$, K étant une constante quel que soit le régime de fonctionnement, puisque \bar{N} est indépendant du niveau de pompage.

2.5 - Conclusion

En conclusion, la modélisation du VCSEL en signal et en bruit par les équations d'évolution et par le circuit électrique équivalent est réalisée, sur l'ensemble de la gamme de fréquence pour laquelle le VCSEL est utilisé.

Nous verrons dans le chapitre 4 comment le modèle permet effectivement de rendre compte du comportement en bruit des diodes testées et nous en observerons les limites.

Toutefois, dans le cadre de ce chapitre, nous avons utilisé un modèle de VCSEL monomode, or ce type de VCSELs est encore rarement utilisé à grande échelle. Le chapitre 3 doit nous permettre d'étendre notre modèle à des VCSELs multimodes plus communs.

Références

- [1] I. Joindot, M. Joindot, "Les télécommunications par fibres optiques", DUNOD, 1996.
- [2] M. Savelli, J. Comallonga, L. Boggiano, "Bruit de fond et mesures", Techniques de l'ingénieur, E 1150 - R 310.
- [3] Y. Yamamoto, "AM and FM quantum noise in semiconductor lasers - Part I: Theoretical analysis", IEEE Journal of quantum electronics, vol. qe-19, no. 1, Janvier 1983.
- [4] K.J. Ebeling, "Integrated optoelectronics", SPRINGER-VERLAG, 1993.
- [5] K. Petermann, "Laser diode modulation and noise", KLUWER Academic Publisher, 1988.
- [6] D. E. McCumber, "Intensity fluctuations in the output of cw laser oscillators. I", Physical Review, vol. 141, Janvier 1966.
- [7] C. Harder, J. Katz, S. Margalit, J. Shacham, A. Yariv, "Noise equivalent circuit of a semiconductor laser diode", IEEE Journal of quantum electronics, vol. qe-18, no. 3, Mars 1982.
- [8] G. P. Agrawal, N. K. Dutta, "Semiconductor lasers", 2nd edition, VAN NOSTRAND REINOLD, 1993.
- [9] H. Li, K. Iga, "Vertical-cavity surface-emitting laser devices", SPRINGER, 2003.
- [10] L.A. Coldren, S. W. Corzine, "Diode lasers and photonic integrated circuits", WILEY, 1995.
- [11] Angélique Rissons, "Caractérisation et modélisation optoélectronique de diodes laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)", Thèse soutenue à Supaero le 14 octobre 2003.
- [12] D. Kameset, C. G. Fonstad Jr., "Gain saturation in semiconductor lasers: Theory and experiment", IEEE Journal of quantum electronics, vol. QE-18, no. 7, Juillet 1982.
- [13] R.S. Tucker, D.J. Pope, "Microwave circuit models of semiconductor injection lasers", IEEE Transactions on microwave theory and techniques, vol. MTT-31, no. 3, Mars 1983.
- [14] Bich-Ha Tran Thi, "Modélisation du bruit d'intensité des lasers InGaAsP. Étude de la translation du bruit basse fréquence dans la bande du signal de modulation", Thèse soutenue à Supaero le 16 décembre 1997.
- [15] M. Myara, "Caractérisation et modélisation de lasers accordables à DBR émettant autour de 1,55 μ m. Étude des bruits d'amplitude et de la largeur de raie", Thèse soutenue à l'Université Montpellier II le 8 décembre 2003.
- [16] A. Rissons-Blanquet, J-C, Mollier, "Electrical modelling of a VCSEL including both quantum-well cavity and distributed BRAGG reflectors", article soumis à publication
- [17] G. Belleville, P. Signoret, B. Orsal, M. Winterbert-Fouquet, A. Plais, J. Jacquet, "Electrical noise characterisation of n-type-doped distributed Bragg mirrors", Lasers and Electro-Optics Europe, 2000.
- [18] A. J. van Kemenade, P. Hervé, L. K. J. Vandamme, "1/f noise in the extinction coefficient of an optical fibre", Electronics letters, vol. 30 no. 16, Août 1994.

Références

- [19] P. Signoret, G. Belleville, B. Orsal, "Experimental investigation of the $1/f$ amplitude noise of vertical-cavity surface-emitting lasers", *Fluctuation and noise letters*, vol. 1, no. 1, 2001.
- [20] R.J. Fronen, L.K.J. Vandamme, "Low-frequency intensity noise in semiconductor Lasers", *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 24, no. 5, Mai 1988.
- [21] A. Bdeoui, A-L. Billabert, N. Breuil, C. Rumelhard, "Direct modulation of a laser by a microwave signal: a model for $1/f$ amplitude and phase noise", *European microwave conference*, Munich 2003.
- [22] F. N. Hooge, " $1/f$ noise sources", *IEEE Transactions on electron devices*, vol. 41, no. 11, Novembre 1994.

Chapitre 3 - Extension du modèle pour VCSELS multimodes

Ce chapitre présente le modèle de VCSEL à plusieurs modes, par les équations d'évolution, ainsi que le schéma électrique équivalent. Les conséquences de la prise en compte de plusieurs modes sur le bruit sont elles aussi étudiées, en utilisant un modèle simplifié, limité à deux modes.

Table des matières

Chapitre 3 - Extension du modèle pour VCSELS multimodes	83
3.1 - Bruit dans les lasers multimodes.....	87
3.1.1 - Bruit de partition modale.....	87
3.1.2 - Interaction entre les modes proches.....	88
3.2 - Importance de la modélisation des VCSELS multimodes.....	89
3.2.1 - VCSELS à modes transverses multiples.....	89
3.2.2 - Constatations expérimentales.....	91
3.3 - Équations d'évolution d'un VCSEL multimode.....	93
3.3.1 - Introduction de modes multiples dans les équations d'évolution.....	93
3.3.2 - Le gain modal.....	94
3.3.3 - Densités spectrales des fonctions de Langevin.....	95
3.3.4 - Modélisation à deux modes.....	96
3.4 - Modèle électrique équivalent bi-mode.....	99
3.4.1 - Linéarisation petit signal des équations d'évolution.....	99
3.4.2 - Circuit électrique équivalent.....	100
Éléments passifs du circuit électrique équivalent.....	101
Sources de tension contrôlées en courant.....	102
Sources équivalentes de bruit.....	105
3.5 - Conclusion.....	107

3.1 - Bruit dans les lasers multimodes

3.1.1 - Bruit de partition modale

Phénomène observé initialement dans les lasers multimodes longitudinaux, le bruit de partition modale est un bruit d'intensité excédentaire sensible aux basses fréquences (<1 ou 2GHz). Son origine est attribuée à la répartition du bruit total sur chaque mode et à la compétition entre les modes ^{[1],[2],[3],[4]}.

L'effet du bruit de partition modale est particulièrement sensible lorsque le spectre d'émission est filtré afin de favoriser le mode fondamental. Le bruit du mode est alors supérieur de plusieurs décibels, voir plusieurs dizaines de dB par rapport au bruit du spectre complet. Le bruit de partition de mode décroît rapidement en hautes fréquences, il n'est généralement plus mesurable au delà de 1GHz.

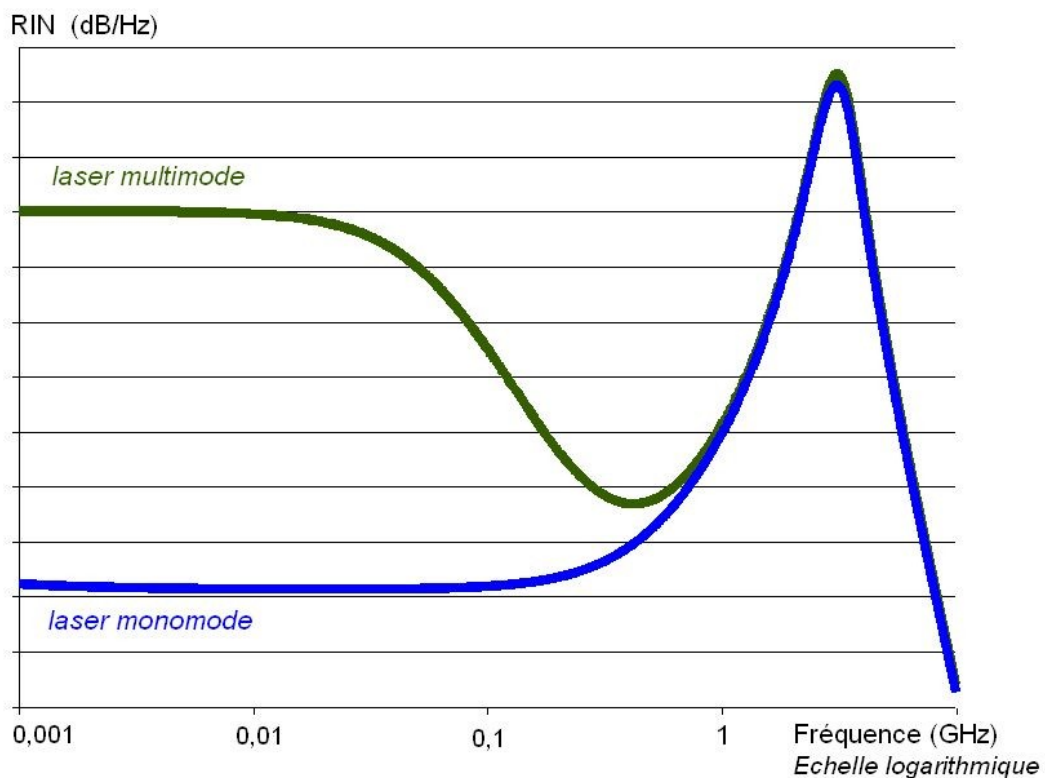


Figure 3.1: Bruit excédentaire aux basses fréquences dû à la compétition entre modes

Le bruit de partition modale est très sensible au filtrage, même très faible, comme par exemple celui engendré par la dispersion des fibres ^{[5],[6]}. On peut donc considérer qu'il est presque toujours présent dans les transmissions optiques, en espace libre (filtrage spatial des modes transverses), comme pour les communications fibrées (la dispersion et l'atténuation de la fibre sont fonction de la longueur d'onde).

Si l'interprétation physique du phénomène diverge selon les auteurs, tous s'accordent pour dire que son origine peut être attribuée à l'interaction entre les modes.

3.1.2 - Interaction entre les modes proches

L'action réciproque entre les densités de photons dans chaque mode tire son origine de la compression du gain due au "spectral hole burning".

On a déjà vu au chapitre précédent, que l'émission de photons à la longueur d'onde spécifique d'un mode affecte la population de porteurs permettant une transition radiative à cette longueur d'onde. Comme on le voit sur le schéma de la figure 3.2, la largeur spectrale non-infinie de cette dégradation du gain affecte également les modes latéraux les plus proches. L'influence du "spectral hole burning" d'un mode sur les autres modes est d'autant plus importante que l'écart en longueur d'onde entre les modes est faible.

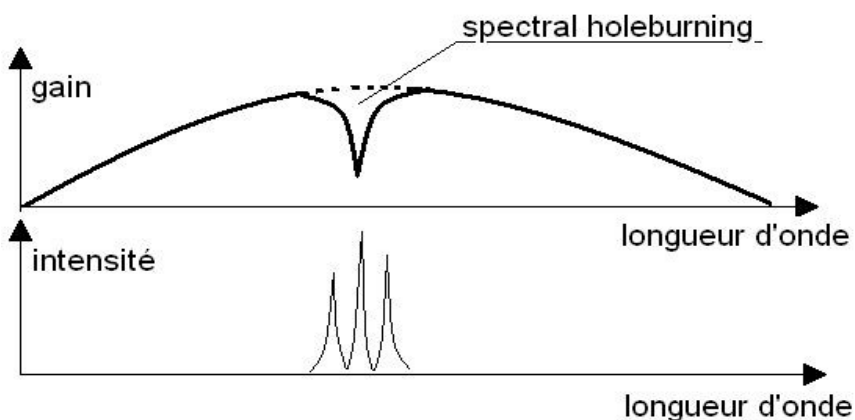


Figure 3.2: Principe de l'influence du "spectral hole burning" sur les modes latéraux

L'effet du "spectral hole burning" d'un mode sur lui-même a été caractérisé dans le second chapitre par le terme de compression ϵ . L'influence sur le mode m du "spectral hole burning" engendré par l'émission de photons dans le mode n va intervenir sous la forme d'une dégradation du gain par un terme proportionnel à la densité de photons dans le mode n et au facteur de compression croisé ϵ_{mn} .

Ce terme, qui fait intervenir l'écart en fréquence entre les modes, a été décrit par Manning ^[7] :

$$\epsilon_{mn} = \epsilon \frac{1 + \alpha \tau_p \Omega_{mn}}{1 + (\tau_p \Omega_{mn})^2} \quad (3.1)$$

où

- $\Omega_{mn} = |\omega_m - \omega_n|$ est l'écart en fréquence entre les modes m et n
- τ_p est la durée de vie des photons
- α est le facteur de Henry, relatif à la largeur spectrale du mode.

On voit donc que la présence de plusieurs modes dans la cavité entraîne des changements de comportement du laser aussi bien au niveau du bruit d'intensité qu'en ce qui concerne le comportement en modulation.

Il nous faut cependant voir comment ce comportement est adaptable aux VCSELs.

3.2 - Importance de la modélisation des VCSELs multimodes

3.2.1 - VCSELs à modes transverses multiples

Les VCSELs actuellement disponibles, capables d'émettre une puissance optique intéressante et sur une bande passante importante sont exclusivement multimodes transverses.

En effet, comme nous l'avons constaté dans le premier chapitre, la réduction du diamètre du confinement optique, qui permet d'obtenir des VCSELS monomodes entraîne des problèmes d'échauffement dus à la réduction de la conduction électrique. Or cela vient s'ajouter au fait que les VCSELS sont de par leur nature des émetteurs déjà beaucoup moins puissants que les DFB ou les DBR qui eux sont monomodes transverses.

S'il y a fort à parier que les progrès fulgurants qui sont réalisés dans ce domaine permettront d'accroître la puissance optique des VCSELS monomodes, on peut aussi penser que le coût des structures multimodes restera plus faible que celui des VCSELS monomodes.

Il est donc très important de se pencher sur les conditions de génération et de propagation des modes dans la cavité.

L'origine principale de l'émission de modes transverses est le "spatial hole burning" (à ne pas confondre avec le "spectral hole burning" décrit précédemment). Ce phénomène d'appauvrissement local de la densité de porteurs dans certaines zones entraîne des fluctuations locales du gain de la zone active.

La structure des VCSELS à diaphragme d'oxyde génère un profil de densité de porteurs plus fort sur les bords et plus faible au centre (fig. 3.3) ^{[8],[9]}. Une telle répartition entraîne l'émission de modes transverses en anneaux, avec un mode fondamental gaussien très affaibli, voire quasi-inexistant pour certains niveaux d'injection ^{[8],[10]}.

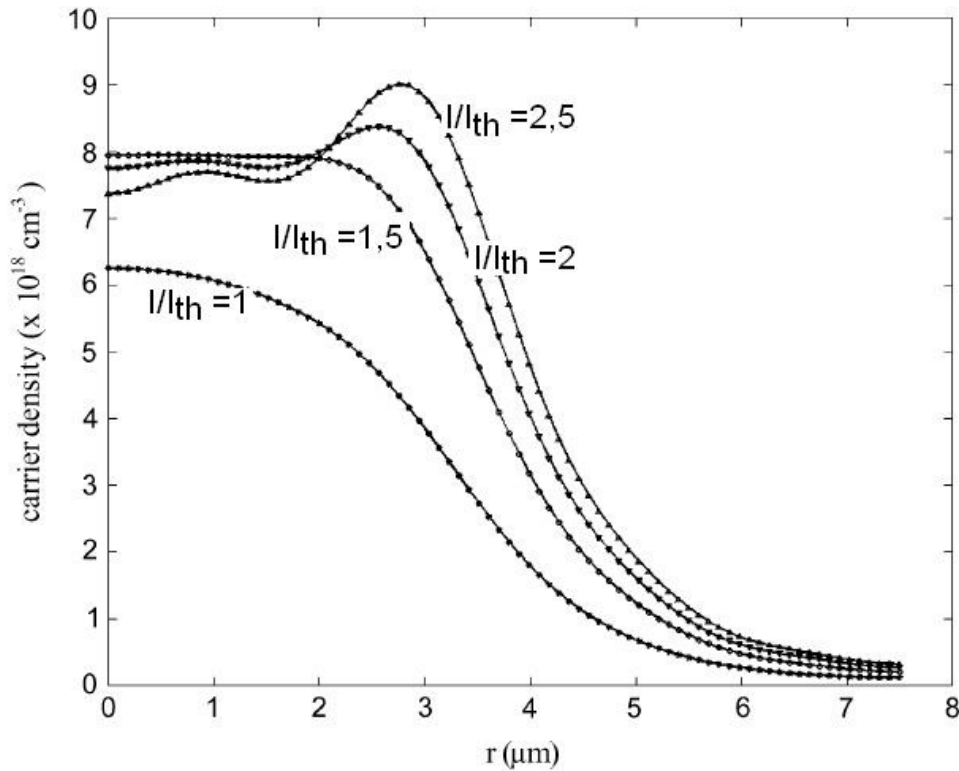


Figure 3.3: Répartition de la densité de porteurs dans la zone active d'un VCSEL à confinement d'oxyde^[9]

La propagation de ces modes dans la structure du VCSEL est liée à la symétrie cylindrique de celle-ci, ainsi qu'aux variations de l'indice optique liées aux confinements par le diaphragme d'oxyde. Ce mécanisme, proche de ce qui se passe dans les fibres optiques, a été développé de manière rigoureuse par Yu^[11].

Nous retiendrons que les modes latéraux des VCSELs à diaphragme d'oxyde, qui ont une puissance optique supérieure au mode fondamental, peuvent être décrits par le formalisme des modes polarisés linéairement (LP_{xx}). Par ailleurs, ces modes sont décalés en longueur d'onde par un intervalle spectral libre de faible valeur.

Cet écart en longueur d'onde entre deux modes adjacents a été calculé de manière très précise et un peu lourde^[11]. Pour des raisons de simplicité, nous avons décidé de retenir l'expression plus directe de Michalzik^[12] :

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{n_1 - n_2}{\bar{n}} (1 - B) \quad (3.2)$$

où

- λ_0 est la longueur d'onde d'émission,
- n_1 et n_2 sont les indices respectivement du coeur et de la gaine du guide d'onde formé par l'ouverture d'oxyde,
- \bar{n} est l'indice moyen du guide, $\bar{n} = \frac{n_1 + n_2}{2}$
- B est la constante de propagation définie par $B(\lambda) = \frac{n_{eff}^2(\lambda) - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2}$,
 $n_{eff}(\lambda)$ est l'indice effectif du guide.

3.2.2 - Constatations expérimentales

Les VCSELS étudiés, dont les diamètres varient entre 6 et 25 μm présentent un spectre fortement multimode dès le seuil, centré autour d'un pic de plus forte puissance.

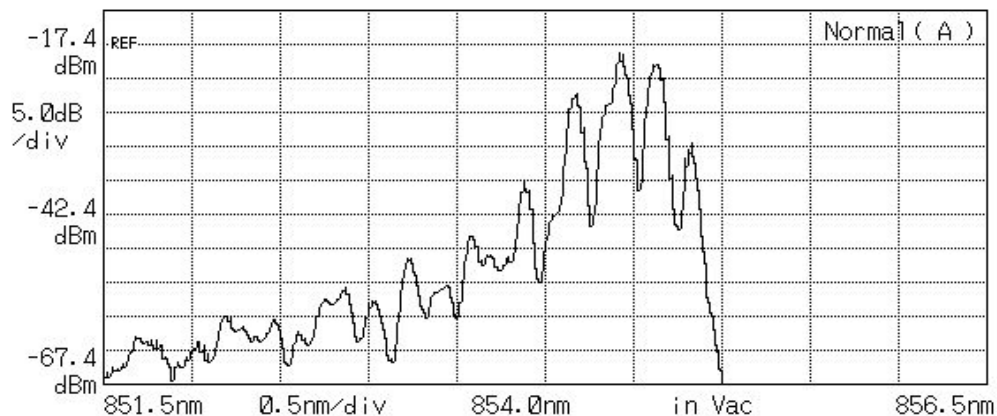


Figure 3.4: Spectre d'un VCSEL à diaphragme d'oxyde ($\varnothing=12\mu\text{m}$, $l=2l_{th}$)

Comme on le voit sur la figure 3.4, l'espacement spectral entre les modes transverses est assez faible, globalement inférieur à 0,3nm. Par ailleurs, bien que le niveau d'injection ne soit pas très élevé, on voit qu'il est très difficile d'isoler un mode dominant. L'écart entre les deux modes transportant le plus de puissance est inférieur à 3dB.

Bien entendu, la situation s'aggrave lorsqu'on augmente le courant d'injection comme le montre la copie d'écran de la figure 3.5, où le nombre de modes d'intensité non-négligeable augmente significativement.

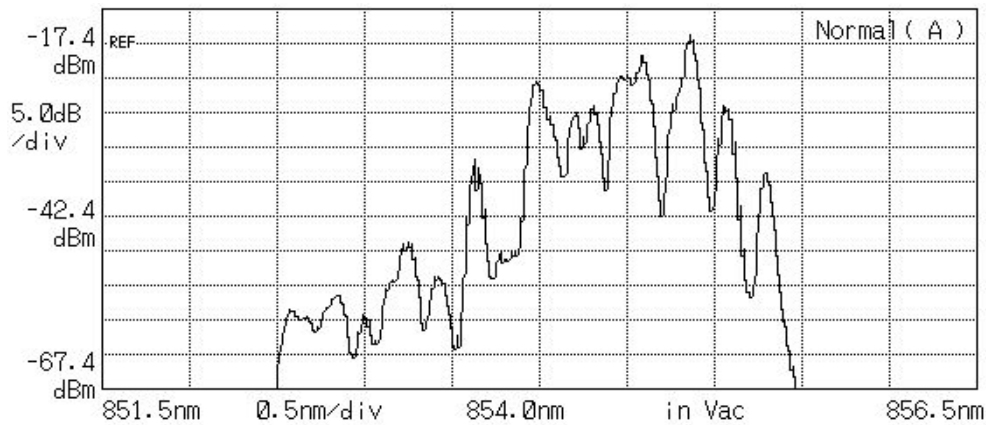


Figure 3.5: Spectre d'un VCSEL à diaphragme d'oxyde ($\varnothing=12\mu\text{m}$, $l=5l_t$)

L'écart très faible entre la longueur d'onde des modes transverses explique l'importance de la compétition qui existe entre eux au niveau du réservoir de porteurs, limité par le "spectral hole burning".

Les mesures du bruit d'intensité réalisées sur des VCSELs multimodes de ULM Photonics, (dont des conditions sont exposées au chapitre 4) ont montré une élévation du niveau de RIN vers les basses fréquences. Ces résultats sont conformes aux mesures réalisées par de nombreuses équipes [13],[14],[15],[16]. Ce comportement, nous le verrons, est tout à fait comparable au bruit de partition modale observé sur des émetteurs par la tranche [2],[3].

Compte tenu de ces comportements des VCSELs étudiés, notre objectif est de développer un modèle basé sur les équations d'évolution, et prenant en compte plusieurs modes du VCSEL, ainsi que l'interaction entre chaque mode.

3.3 - Équations d'évolution d'un VCSEL multimode

3.3.1 - Introduction de modes multiples dans les équations d'évolution

Afin d'élaborer des équations d'évolution qui permettent de décrire les interactions entre les photons de chacun de ces modes et les porteurs dans la zone active, notre point de départ est évidemment les équations d'évolution monomodes (éq. 2.13 et 2.14) qui sont reportées ici:

$$\frac{dP}{dt} = N_w G P + N_w \Gamma \beta B N^2 - \frac{P}{\tau_p} + F_p(t) \quad (3.3)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{q N_w} - (A + B N) N - G P + F_N(t) \quad (3.4)$$

En effet, les interactions entre les réservoirs de porteurs et de photons ne sont pas très différentes de celles que nous avons recensées dans le chapitre 2. Par ailleurs, les interactions directes entre photons des différents modes sont inexistantes.

Toutefois, le réservoir de porteurs est partagé par les modes transverses, il va donc de soi que chaque mode présente un taux d'émission stimulée et un taux de recombinaison qui lui est propre.

Nous noterons donc G_n le gain du mode n .

Par ailleurs, très rigoureusement, la part de l'émission spontanée qui participe au mode n'est pas la même pour chaque mode transverse. Toutefois, dans un souci de simplicité et en vertu du faible décalage spectral entre les modes nous prendrons en compte un coefficient d'émission spontanée β équivalent pour tous les modes.

La même simplification est adoptée pour le facteur de confinement Γ et pour la durée de vie des photons τ_p . Les modes présents dans les VCSELS à diaphragme d'oxyde, outre leur proximité spectrale, sont tous des modes transverses, on peut donc supposer que leur propagation dans la cavité n'est pas très différente d'un mode à l'autre.

Finalement, les équations 2.13 et 2.14 deviennent en régime multimode (n modes):

$$\boxed{\frac{dP_n}{dt} = N_w G_n P_n + N_w \Gamma \beta B N^2 - \frac{P_n}{\tau_p} + F_n(t)} \quad (3.5)$$

$$\boxed{\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{q N_w} - (A + B N) N - \sum_n G_n P_n + F_N(t)} \quad (3.6)$$

La difficulté principale de la prise en compte de plusieurs modes dans les équations d'évolution réside donc dans la description du gain de chaque mode.

3.3.2 - Le gain modal

Le gain modal va faire intervenir la compétition entre les modes liée au "spectral hole burning" comme nous l'avons vu au paragraphe 3.1.2.

Cependant, on comprend, grâce au schéma de la figure 3.2, que compte tenu de la forme parabolique du gain, celui-ci ne serait pas rigoureusement identique pour chaque mode même sans l'intervention du "spectral hole burning". Ce paramètre d'asymétrie du gain a été pris en compte dans l'étude de lasers DFB bi-mode longitudinaux ^[4]. Toutefois, compte tenu du faible espacement en longueur d'onde entre les modes de puissance comparable (fig. 3.4 et 3.5), nous négligerons cet écart devant l'effet de la compétition entre modes.

Le gain du mode n s'écrit à partir de la description du gain du modèle monomode du chapitre 2:

$$G_n = g_0 \frac{N - N_{tr}}{1 + \epsilon P_n + \sum_{m \neq n} \epsilon_{mn} P_m} \quad (3.7)$$

On a, comme prévu, un gain qui est propre à chaque mode, puisqu'il dépend de l'intensité du mode en question, mais aussi de celles des modes latéraux.

Par contre, cette expression du gain modal est très complexe, difficile à manipuler et fortement non-linéaire. On va chercher à la simplifier en utilisant un développement limité au premier ordre.

$$G_n = \left(g_0 - \kappa_0 P_n - \sum_{m \neq n} \kappa_{mn} P_m \right) (N - N_{tr}) \quad (3.8)$$

où

- $\kappa_0 = \epsilon g_0$
- $\kappa_{mn} = \epsilon_{mn} g_0$

On voit que l'expression de ce gain peut être avantageusement séparée en deux parties, l'une $(N - N_{tr})$ qui relie le gain à la densité de porteurs, l'autre que l'on nommera g_{0n} qui fait intervenir la non-linéarité et les interactions entre modes.

$$g_{0n} = g_0 - \kappa_0 P_n - \sum_{m \neq n} \kappa_{mn} P_m \quad (3.9)$$

On remarquera enfin que la relation entre κ_{mn} et κ_0 , issue du formalisme de Manning^[7] est relativement simple (cf. équation 3.1):

$$\kappa_{mn} = \kappa_0 \frac{1 + \alpha \tau_p \Omega_{mn}}{1 + (\tau_p \Omega_{mn})^2} \quad (3.10)$$

3.3.3 - Densités spectrales des fonctions de Langevin

Comme dans le cas de la modélisation monomode, nous utilisons la description de McCumber^{[17],[18]} pour écrire les densités spectrales ainsi que les fonctions d'inter-corrélation des sources de Langevin.

A partir des équations 2.3 à 2.5 et 3.5, 3.6 et 3.8, on peut écrire la densité spectrale de la fonction de Langevin

- pour les porteurs:

$$\langle F_N^2 \rangle = (A + B \bar{N}) + \sum_n (\bar{g}_{0n} \bar{N} \bar{P}_n + \bar{g}_{0n} N_{tr} P_n) \quad (3.11)$$

- pour les photons du mode n :

$$\langle F_n^2 \rangle = N_w \bar{g}_{0n} \bar{N} \bar{P}_n + N_w \bar{g}_{0n} N_{tr} \bar{P}_n + N_w \Gamma \beta B \bar{N}^2 + \frac{\bar{P}_n}{\tau_p} \quad (3.12)$$

Ainsi que les produits d'inter-corrélation entre les fonctions de Langevin pour les porteurs et celles pour les photons de chaque mode:

$$\langle F_N F_n \rangle = N_w \bar{g}_{0n} \bar{N} \bar{P}_n + N_w \bar{g}_{0n} N_{tr} \bar{P}_n + N_w \Gamma \beta B \bar{N}^2 \quad (3.13)$$

Étant donné qu'il n'existe pas d'interaction directe entre les photons d'un mode avec ceux d'un autre mode résonnant de la cavité, l'inter-corrélation entre les fonctions de Langevin est nulle:

$$\langle F_n F_m \rangle = 0 \quad (3.14)$$

Les expressions 3.11 à 3.13 peuvent être simplifiées grâce aux équations d'évolution en régime statique:

$$0 = N_w \bar{g}_{0n} (\bar{N} - N_{tr}) \bar{P}_n + N_w \Gamma \beta B \bar{N}^2 - \frac{\bar{P}_n}{\tau_p} \quad (3.15)$$

$$0 = \frac{\eta_i \bar{I}}{qN_w} - (A + B \bar{N}) \bar{N} - \sum_n \bar{g}_{0n} (\bar{N} - N_{tr}) \bar{P}_n \quad (3.16)$$

On a alors:

$$\langle F_N^2 \rangle = \frac{\eta_i \bar{I}}{qN_w} + \sum_n 2 \bar{g}_{0n} N_{tr} P_n \quad (3.17)$$

$$\langle F_n^2 \rangle = 2N_w \bar{g}_{0n} N_{tr} \bar{P}_n + \frac{2 \bar{P}_n}{\tau_p} \quad (3.18)$$

$$\langle F_N F_n \rangle = 2N_w \bar{g}_{0n} N_{tr} \bar{P}_n + \frac{\bar{P}_n}{\tau_p} \quad (3.19)$$

3.3.4 - Modélisation à deux modes

Compte tenu de la complexité des équations d'évolution et en particulier des termes de bruit, il est nécessaire de limiter le nombre de modes dans le modèle si l'on souhaite conserver une approche analytique pour chiffrer chaque paramètre du schéma équivalent. De plus, le modèle bimode permet de quantifier plus aisément les tendances d'évolution du RIN en fonction du pompage I/I_{th} , ainsi que de la fréquence.

La première conséquence de la limitation à deux modes du modèle porte sur l'interaction entre ces modes par le "spectral hole burning". L'interaction du mode 1 vers le mode 2 est décrite dans les équations d'évolution par le paramètre κ_{12} or, d'après l'équation 3.10,

$$\kappa_{12} = \kappa_0 \frac{1 + \alpha \tau_p \Omega_{12}}{1 + (\tau_p \Omega_{12})^2} \quad (3.20)$$

Comme $\Omega_{12} = \Omega_{21}$, il vient

$$\kappa_{12} = \kappa_{21} = \kappa \quad (3.21)$$

La partie linéaire du gain s'en trouve d'autant simplifiée:

$$g_{0n} = g_0 - \kappa_0 P_n - \kappa P_m \quad (3.22)$$

La simplification des équations en tenant compte uniquement de deux modes permet de simuler l'évolution des densités spectrales des fonctions de Langevin sous l'influence du niveau d'injection.

Sur la figure 3.6, on peut observer les densités spectrales pour diverses valeurs du rapport de puissance optique entre les deux modes, à puissance optique totale constante.

On peut noter au moins deux tendances importantes de ces simulations.

- D'abord, comme prévu, la densité spectrale de la force de Langevin aux photons d'un mode est d'autant plus grande que la puissance du mode est importante.
- Ensuite, comme la puissance optique totale est constante, la variation relative des puissances des deux modes n'entraîne pas ou peu de variations de la densité spectrale de la force de Langevin aux porteurs. Ce comportement est notable, puisque l'interaction entre les modes se situe justement au niveau du réservoir de porteurs libres, ces courbes semblent démontrer que ces actions réciproques sont "invisibles" du point de vue des porteurs.

Maintenant que les équations d'évolution en signal et en bruit pour des VCSELS bi-modes sont écrites, nous pouvons établir le schéma électrique équivalent.

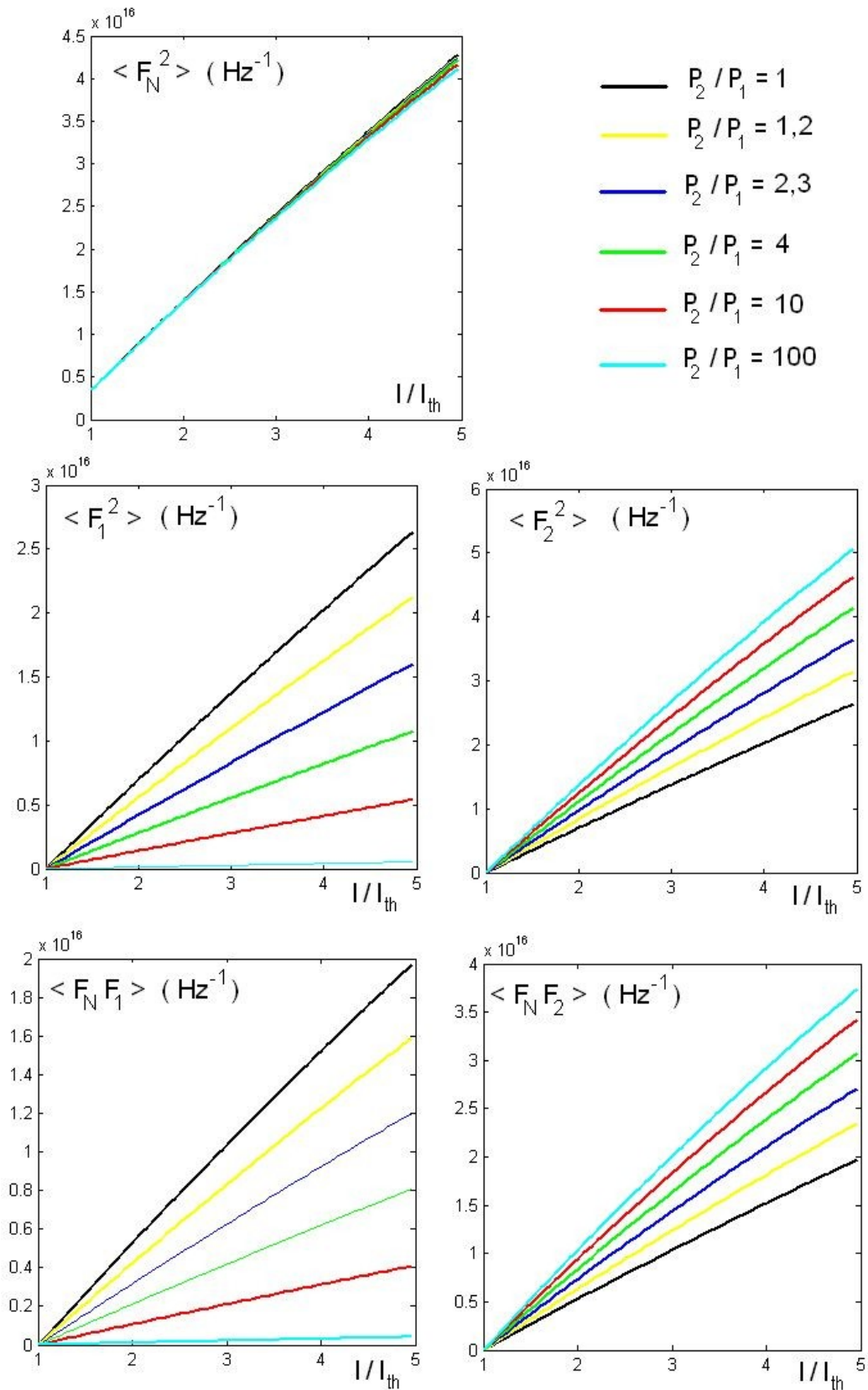


Figure 3.6: Évolution des densités spectrales des fonctions de Langevin suivant le courant injecté, paramétrées selon le rapport $\frac{P_2}{P_1}$.

3.4 - Modèle électrique équivalent bi-mode

3.4.1 - Linéarisation petit signal des équations d'évolution

De la même manière que dans le chapitre 2, les équations d'évolution peuvent être linéarisées pour de faibles perturbations des grandeurs continues:

$$\begin{aligned} I &= \bar{I} + \Delta I \\ N &= \bar{N} + \Delta N \\ P_n &= \bar{P}_n + \Delta P_n \end{aligned} \quad (3.23)$$

Pour la linéarisation, nous utilisons à nouveau la méthode des dérivées partielles.

$$\frac{d}{dt} [\Delta N(I, N, P_1, P_2)] = \Delta \dot{N} = \frac{\partial \dot{N}}{\partial I} \Delta I + \frac{\partial \dot{N}}{\partial N} \Delta N + \frac{\partial \dot{N}}{\partial P_1} \Delta P_1 + \frac{\partial \dot{N}}{\partial P_2} \Delta P_2 \quad (3.24)$$

$$\frac{d}{dt} [\Delta P_1(N, P_1, P_2)] = \Delta \dot{P}_1 = \frac{\partial \dot{P}_1}{\partial N} \Delta N + \frac{\partial \dot{P}_1}{\partial P_1} \Delta P_1 + \frac{\partial \dot{P}_1}{\partial P_2} \Delta P_2 \quad (3.25)$$

$$\frac{d}{dt} [\Delta P_2(N, P_1, P_2)] = \Delta \dot{P}_2 = \frac{\partial \dot{P}_2}{\partial N} \Delta N + \frac{\partial \dot{P}_2}{\partial P_1} \Delta P_1 + \frac{\partial \dot{P}_2}{\partial P_2} \Delta P_2 \quad (3.26)$$

Le résultat de la linéarisation donne:

$$\boxed{\frac{d \Delta N}{dt} = \frac{\eta_i}{qN_w} \Delta I - \Gamma_N \Delta N - G'_1 \Delta P_1 - G'_2 \Delta P_2 + F_N(t)} \quad (3.27)$$

$$\boxed{\frac{d \Delta P_1}{dt} = K_1 \Delta N + \Gamma_1 \Delta P_1 - \gamma_{12} \Delta P_2 + F_1(t)} \quad (3.28)$$

$$\boxed{\frac{d \Delta P_2}{dt} = K_2 \Delta N - \gamma_{21} \Delta P_1 + \Gamma_2 \Delta P_2 + F_2(t)} \quad (3.29)$$

avec

$$\Gamma_N = A + 2B\bar{N} + \sum_n g_{0n} \bar{P}_n \quad (3.30)$$

$$G'_1 = \bar{G}_1 - \kappa_0 (\bar{N} - N_{tr}) \bar{P}_1 - \kappa (\bar{N} - N_{tr}) \bar{P}_2 \quad (3.31)$$

$$G'_2 = \bar{G}_2 - \kappa_0 (\bar{N} - N_{tr}) \bar{P}_2 - \kappa (\bar{N} - N_{tr}) \bar{P}_1 \quad (3.32)$$

$$K_n = N_w \bar{g}_{0n} \bar{P}_n + 2N_w \Gamma \beta B \bar{N} \quad (3.33)$$

$$\Gamma_1 = N_w (\bar{N} - N_{tr}) (g_0 - 2\kappa_0 \bar{P}_1 - \kappa \bar{P}_2) - \frac{1}{\tau_p} \quad (3.34)$$

$$\Gamma_2 = N_w (\bar{N} - N_{tr}) (g_0 - 2\kappa_0 \bar{P}_2 - \kappa \bar{P}_1) - \frac{1}{\tau_p} \quad (3.35)$$

$$\gamma_{12} = \kappa N_w (\bar{N} - N_{tr}) \bar{P}_1 \quad (3.36)$$

$$\gamma_{21} = \kappa N_w (\bar{N} - N_{tr}) \bar{P}_2 \quad (3.37)$$

On reconnaît des équations linéarisées (3.27 à 3.29) très proches dans leur forme de celles développées dans le cas monomode (2.36 et 2.37). Si les termes Γ_N , K_n , G'_n et Γ_n sont différents de ceux du modèle monomode, la principale spécificité du modèle bi-mode est l'interaction entre les termes de modulation du nombre de photons dans chaque mode à travers les termes γ_{mn} . La variation du nombre de photons du mode 1 a un impact sur la modulation du nombre de photons du mode 2.

Ce phénomène est rendu très explicite par le circuit électrique équivalent bi-mode.

3.4.2 - Circuit électrique équivalent

Le circuit électrique équivalent n'est pas fondamentalement différent de celui proposé dans le modèle monomode (figure 2.5). On peut d'ailleurs le "construire" à partir des concepts développés pour la réalisation du circuit électrique équivalent dans le cas monomode.

En effet, on a vu que la partie capacitive du circuit est relative à l'équation d'évolution aux porteurs linéarisée et que le courant dans la branche inductive est proportionnel au nombre de photons dans le mode émis.

Dans le cas multimode, l'équation linéarisée aux porteurs reste unique, donc on retrouvera une partie capacitive dont la structure sera équivalente au cas monomode. Par contre, l'existence de modes multiples entraîne l'apparition d'autant de branches inductives qu'il y a de modes.

De plus, ces modes sont liés, chaque branche inductive doit donc faire apparaître un élément actif commandé par le courant de chaque mode adjacent (équivalent au nombre de photons).

On arrive finalement au schéma de la figure 3.7.

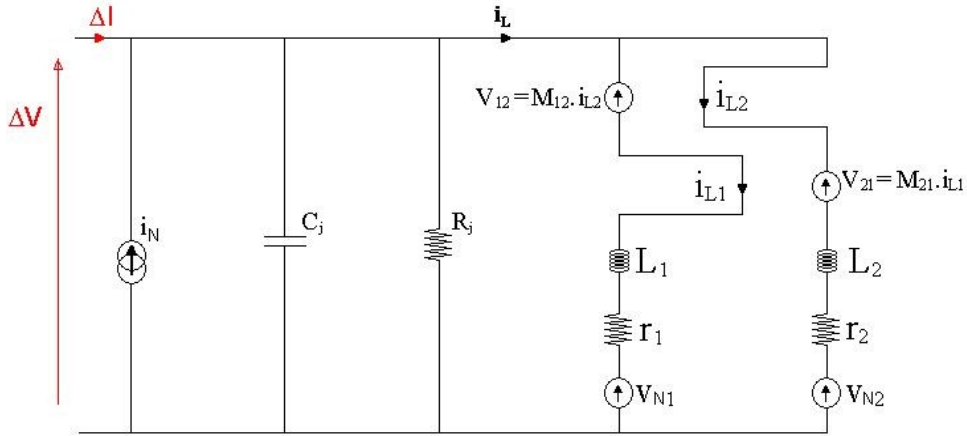


Figure 3.7: Schéma électrique équivalent bimode de la zone active d'un VCSEL

Les lois de Kirschhoff appliquées à ce circuit nous donnent:

$$\frac{d \Delta V}{dt} = \frac{\Delta I + i_N}{C_j} - \frac{\Delta V}{R_j C_j} - \frac{i_{L_1}}{C_j} - \frac{i_{L_2}}{C_j} \quad (3.38)$$

$$\frac{di_{L_1}}{dt} = \frac{\Delta V}{L_1} - \frac{V_{12}}{L_1} - \frac{r_1}{L_1} i_{L_1} - \frac{v_{N1}}{L_1} \quad (3.39)$$

$$\frac{di_{L_2}}{dt} = \frac{\Delta V}{L_2} - \frac{V_{21}}{L_2} - \frac{r_2}{L_2} i_{L_2} - \frac{v_{N2}}{L_2} \quad (3.40)$$

En utilisant la relation 2.30 qui lie les variations du nombre de porteurs ΔN et de la tension aux bornes du circuit électrique équivalent ΔV , on trouve par analogie, l'expression des composantes du circuit en fonction des grandeurs physiques utilisées dans les équations d'évolution.

Éléments passifs du circuit électrique équivalent

L'analogie directe entre les équations 3.27 et 3.38 donne:

$$C_j = \frac{q N_w \bar{N}}{\eta_i m V_T} \quad (3.41)$$

$$R_j = (\Gamma_N C_j)^{-1} = \frac{\eta_i m V_T}{q N_w \bar{N} \Gamma_N} \quad (3.42)$$

On obtient aussi la relation linéaire entre le courant dans chaque branche et le nombre de photons du mode qu'elle représente:

$$i_{L_1} = \frac{q N_w}{\eta_i} G'_1 \Delta P_1 \quad (3.43)$$

$$i_{L_2} = \frac{q N_w}{\eta_i} G'_2 \Delta P_2$$

Ces relations sont indispensables pour arriver à l'analogie entre les équations 3.28-3.29 et 3.39-3.40 qui amène à l'écriture des éléments des branches inductives.

$$L_1 = (G'_1 K_1 C_j)^{(-1)} \quad (3.44)$$

$$L_2 = (G'_2 K_2 C_j)^{(-1)}$$

$$r_1 = \Gamma_1 L_1 = \frac{\Gamma_1}{G'_1 K_1 C_j} \quad (3.45)$$

$$r_2 = \Gamma_2 L_2 = \frac{\Gamma_2}{G'_2 K_2 C_j}$$

Sources de tension contrôlées en courant

La spécificité du modèle électrique équivalent bimode tient dans les sources de tension équivalentes V_{12} et V_{21} qui sont commandées par les courants respectivement dans les branches 2 et 1:

$$V_{12} = M_{12} i_{L_2} \quad (3.46)$$

$$V_{21} = M_{21} i_{L_1}$$

Les termes de transimpédance sont décrits à partir des analogies électriques sur les branches inductives comme:

$$\begin{array}{|l}
 M_{12} = \frac{Y_{12}}{K_1 C_j G'_2} \\
 M_{21} = \frac{Y_{21}}{K_2 C_j G'_1}
 \end{array}
 \tag{3.47}$$

L'évolution des éléments passifs des parties inductives du circuit électrique équivalent en fonction du courant de pompe et du rapport de puissance entre les deux modes est représentée sur la figure 3.8. On notera que les inductances et les résistances sont très sensibles au nombre de photons dans chaque mode avec une évolution de type $\frac{1}{P_n}$.

Par contre, les paramètres de transimpédances M_{nm} sont peu sensibles au rapport de puissance entre les deux modes. Ce résultat n'est pas tellement surprenant, puisque le facteur d'interaction entre les modes dépend principalement de l'écart en fréquence entre les modes. Or on voit sur les mesures des figures 3.4 et 3.5 que l'espacement entre les modes ne dépend pas du niveau de pompe.

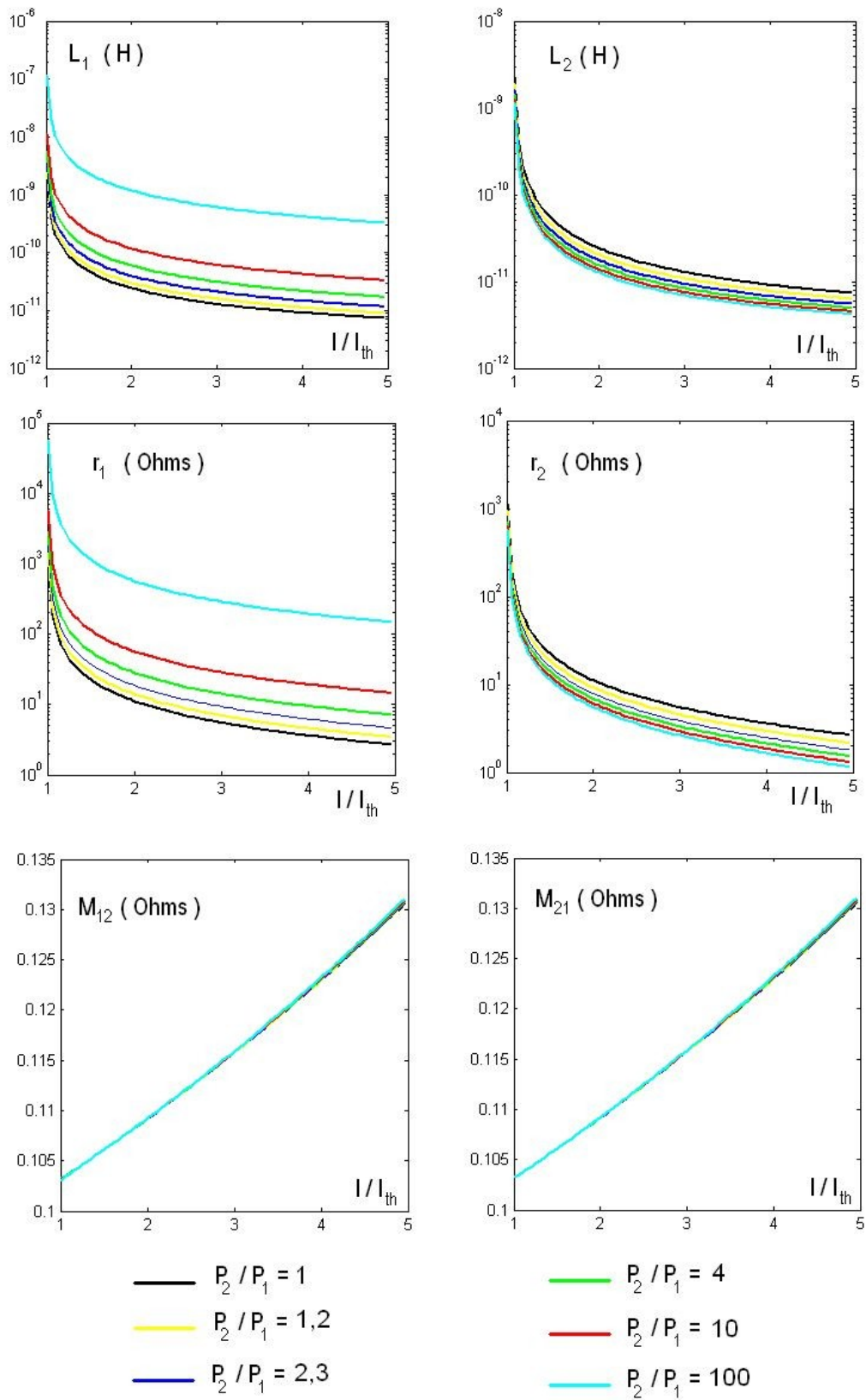


Figure 3.8: Evolution des éléments du circuit électrique équivalent en fonction du courant de polarisation et du rapport entre les puissances des deux modes

Sources équivalentes de bruit

La dépendance des sources électriques équivalentes de bruit par rapport aux sources de Langevin est explicitée comme dans le cas monomode par:

$$\langle i_N^2 \rangle = \left(\frac{qN_w}{\eta_i} \right)^2 \langle F_N^2 \rangle \quad (3.48)$$

et

$$\begin{aligned} \langle v_{N1}^2 \rangle &= \left(\frac{\eta_i m V_T}{K_1 \bar{N}} \right)^2 \langle F_1^2 \rangle \\ \langle v_{N2}^2 \rangle &= \left(\frac{\eta_i m V_T}{K_2 \bar{N}} \right)^2 \langle F_2^2 \rangle \end{aligned} \quad (3.49)$$

Les produits d'inter-corrélation entre la densité spectrale de courant et les densités spectrales de tension dans chaque branche inductive sont donnés par:

$$\begin{aligned} S_{i_N v_{N1}} &= \frac{q N_w m V_T}{K_1 \bar{N}} \langle F_N F_1 \rangle \\ S_{i_N v_{N2}} &= \frac{q N_w m V_T}{K_2 \bar{N}} \langle F_N F_2 \rangle \end{aligned} \quad (3.50)$$

L'évolution de ces densités spectrales en fonction du courant injecté et du rapport de puissance entre modes est représentée à la figure 3.9. On notera que les densités spectrales des sources de tension, décroissent avec l'augmentation du niveau de pompe. Ce résultat est en accord avec les observations faites sur les lasers en général qui démontrent une diminution du RIN aux fortes injections.

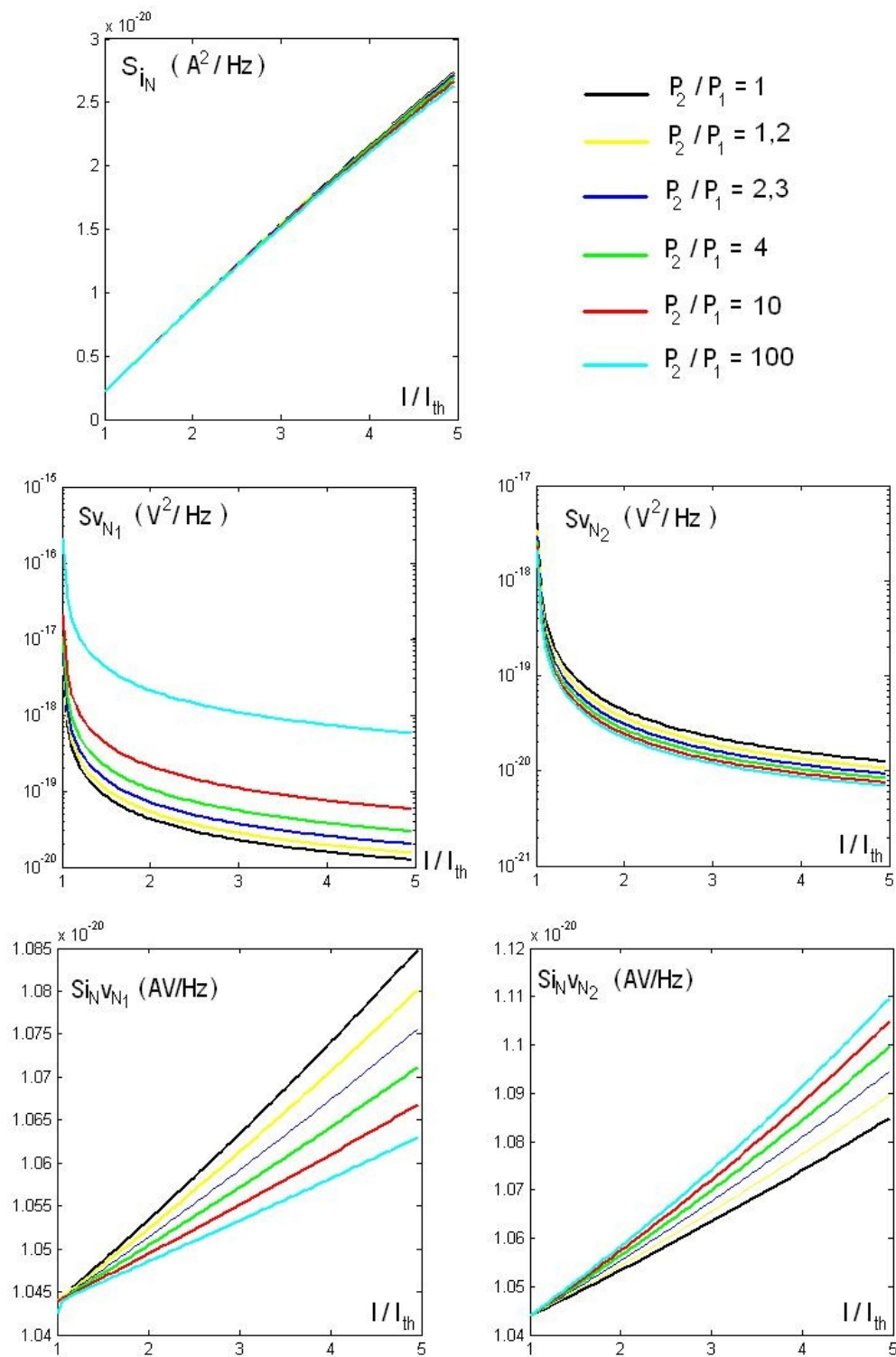


Figure 3.9: Densités spectrales et fonction d'inter-corrélation des sources équivalentes de bruit en fonction du courant de polarisation et du rapport des puissances des deux modes

3.5 - Conclusion

Nous avons élaboré un modèle basé sur les équations d'évolution d'un VCSEL multimode. Limitée à deux modes, la linéarisation de ce modèle permet l'élaboration d'un circuit électrique équivalent directement utilisable par des logiciels de CAO (ADS, Spice, Simulink...)

Ce modèle en bruit et en signal de VCSEL couvre une très large bande, qui peut être étendue si on y rajoute la modélisation du bruit en $1/f$ telle qu'elle a été présentée dans le chapitre 2. En effet, étant donné que le bruit excédentaire en $1/f$ ne fait appel qu'au comportement des porteurs, sa prise en compte dans les équations d'évolution ne dépend ni du nombre de modes ni de l'importance des réactions réciproques qui les affectent.

Nous verrons dans le chapitre 4 l'importance que l'interaction entre le modes a sur les niveaux de bruit aux basses fréquences. Nous y vérifierons la validité du modèle présenté dans ce chapitre.

Références

- [1] C. H. Henry, P.S. Henry, M. Lax, "Partition fluctuation in nearly single-mode lasers", Journal of lightwave technology, vol. LT-2, no. 3, Juin 1984.
- [2] G. P. Agrawal, N. K. Dutta, "Semiconductor lasers", 2nd edition, VAN NOSTRAND REINOLD, 1993.
- [3] K. Petermann, "Laser modulation and noise", KLUWER ACADEMIC PUBLISHER, 1988.
- [4] Bich-Ha Tran Thi, "Modélisation du bruit d'intensité des lasers InGaAsP. Étude de la translation du bruit basse fréquence dans la bande du signal de modulation", Thèse soutenue à Supaero le 16 décembre 1997.
- [5] R. H. Wentworth, G. E. Bodeep, T. E. Darcie, "Laser mode partition noise in lightwave systems using dispersive optical fiber", Journal of lightwave technology, vol. 10, no. 1, Janvier 1992.
- [6] G. Arnold, K. Petermann, "Intrinsic noise of semiconductor lasers in optical communication systems", Optical quantum electronics, **12**, 1980.
- [7] J. Manning, R. Olshansky, D.M. Fye, W. Powazinik, "Strong influence of nonlinear gain on spectral and dynamic characteristics of InGaAsP lasers", Electronics Letters, vol. 21, Mai 1995.
- [8] C. Degen, I. Fischer, , W. Elsässer, "Transverse modes in oxide confined VCSELs: Influence of pump profile, spatial hole burning, and thermal effects", Optics express, vol.5, no. 3, OSA, Août 1999.
- [9] H. Zhang, G. Mroczynski, A. Wallrabenstein, J. Schrage, "Analysis of transverse mode competition of VCSELs based on a spatially independent model", IEEE Journal of quantum electronics, vol. 40, no. 1, Janvier 2004.
- [10] A. Bacou, "Caractérisation optique de VCSELs à 850nm pour des applications datacom", Mémoire de Mastère recherche MEMO SUPAERO, Juillet 2005.
- [11] S. F. Yu, "Analysis and design of vertical cavity surface emitting lasers", WILEY, 2003.
- [12] R. Michalzik, K. J. Ebeling, "Generalized BV diagrams for higher order transverse modes in planar vertical-cavity laser diodes", IEEE Journal of quantum electronics, vol. 31, no. 8, Août 1995.
- [13] D.V. Kuksenkov, H. Temkin, S. Swirhun, "Polarization instability and relative intensity noise in vertical-cavity surface emitting lasers", Appl. Phys. Lett., **67** (15), Octobre 1995.
- [14] J. Y. Law, G. P. Agrawal, "Mode-partition noise in vertical-cavity surface-emitting lasers", IEEE Photonics technology letters, vol. 9, no. 4, Avril 1997.
- [15] L-G. Zei, S. Ebers, J.-R. Kropp, K. Petermann, "Noise performance of multimode VCSELs", IEEE Journal of lightwave technology, vol. 19, no. 6, Juin 2001.
- [16] A. Larsson, C. Carlsson, J. Gustavsson, Å. Haglund, P. Modh, "Broadband direct modulation of VCSEL and applications in optic RF links", IEEE MWP'04, Invited paper, 2004.
- [17] D. E. McCumber, "Intensity fluctuations in the output of cw laser oscillators. I", Physical Review, vol. 141, Janvier 1966.

Références

- [18]C. Harder, J. Katz, S. Margalit, J. Shacham, A. Yariv, "Noise equivalent circuit of a semiconductor laser diode", IEEE Journal of quantum electronics, vol. qe-18, no. 3, Mars 1982.

Chapitre 4 - Mesures de bruit d'intensité dans les lasers - Comparaisons avec les simulations

Ce chapitre décrit la réalisation d'un banc de mesure de RIN aux hautes fréquences. Le RIN des VCSELS multimodes et monomodes est caractérisé sur une bande de fréquences très importante. La simulation mise en oeuvre pour le modèle électrique équivalent est comparée aux mesures effectuées sur divers VCSELS de diamètres de diaphragme d'oxyde différents et sous divers niveaux de polarisation. Enfin, des mesures effectuées aux très basses fréquences permettent de valider la simulation du RIN des VCSELS monomodes sur l'ensemble du spectre électrique jusqu'à 12GHz.

Table des matières

Chapitre 4 - Mesures de bruit d'intensité dans les lasers - Comparaisons avec les simulations.....	111
4.1 - Bancs de mesure de bruit d'intensité.....	115
4.1.1 - Différents types de VCSELS.....	115
VCSELS à émission multimode.....	115
VCSELS à émission monomode.....	116
Problème de la réinjection optique.....	116
4.1.2 - Banc de mesure en basses fréquences.....	120
Description du montage.....	120
Détermination du bruit d'intensité relatif.....	122
4.1.3 - Banc de Mesures en hautes fréquences.....	123
Alimentation du VCSEL.....	123
Photodétecteur.....	123
Analyseur de spectre.....	124
Détermination du bruit d'intensité relatif.....	125
4.2 - Caractérisation du bruit d'intensité des VCSELS à diaphragme d'oxyde.....	126
4.2.1 - Mesure du courant de seuil.....	126
4.2.2 - RIN des VCSELS multimodes.....	128
Étude de la résonance.....	128
Remontée du bruit aux plus basses fréquences.....	133
4.2.3 - RIN des VCSELS monomodes.....	135
RIN très basse fréquence.....	135
RIN haute fréquence.....	136
4.3 - Validation des simulations.....	140
4.3.1 - Mise en oeuvre des simulations.....	140
4.3.2 - Simulation des VCSELS multimode.....	141
4.3.3 - VCSEL monomode.....	144
Simulation en haute fréquence.....	144
Simulation en basse fréquence.....	146
4.4 - Conclusion.....	148

4.1 - Bancs de mesure de bruit d'intensité

4.1.1 - Différents types de VCSELS

Les VCSELS à notre disposition pour effectuer ces mesures, sont des VCSELS à diaphragme d'oxyde fournis par ULM Photonics. Ils peuvent être classés en deux catégories.

VCSELS à émission multimode

Ces VCSELS ont des diamètres de diaphragmes d'oxyde variables dans une gamme s'étalant de $6\mu\text{m}$ à $25\mu\text{m}$. Les VCSELS fournis sans boîtier par ULM Photonics sont accessibles par des pointes coplanaires HF.

Ce type de VCSEL a donc nécessité l'usage d'un testeur sous pointes pour réaliser l'injection du courant, ainsi que la récupération du faisceau laser par une fibre optique (figure 4.1). Une fibre optique multimode dénudée et lentillée à son extrémité est montée sur un cavalier dont la mobilité, contrôlée par des vis micrométriques, possède trois degrés de liberté.

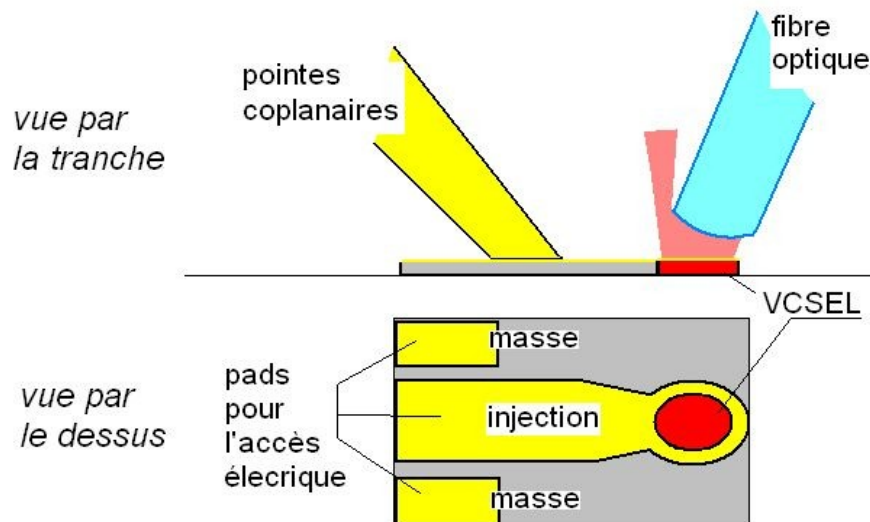


Figure 4.1: Schéma simplifié de l'accès au VCSEL par pointes coplanaires et fibre optique dénudée

L'accès direct à la puce à l'aide de pointes, permet d'éviter le parasitage dû au boîtier, très sensible lorsque le VCSEL est modulé par un signal HF. Cependant, la souplesse de la fibre optique pose un problème aux basses fréquences, puisque l'intensité collectée par la fibre lentillée est sensible à tout mouvement du support comme au moindre souffle d'air dans la pièce. Ces problèmes de stabilité mécanique sont heureusement inexistantes aux plus hautes fréquences ($>10\text{kHz}$).

VCSELs à émission monomode

Ces VCSELs ont un diaphragme d'oxyde de diamètre unique : $0,3\mu\text{m}$. Ils sont fournis par ULM Photonics et pour ce que nous en savons, outre le confinement des porteurs par ouverture d'oxyde, ils présentent une structure assez proche de celle des modèles multimodes.

Nous avons à notre disposition trois types de paquetages pour ces structures:

- accès direct et coplanaire à la puce. Ces VCSELs ont été utilisés pour faire des mesures de bruit comparables à celles effectuées sur les VCSELs multimodes.
- en boîtier TO 46 non-fibrés, ces VCSELs ont permis de faire des mesures de bruit en très basse fréquence.
- en boîtier TO 46 fibrés, quelques mesures de RIN ont été effectuées sur ces diodes malheureusement, le niveau élevé de réinjection optique n'a pas permis d'exploiter les résultats.

Problème de la réinjection optique

Quel que soit le type de VCSEL utilisé, la récupération du faisceau laser par une fibre optique entraîne un phénomène de réinjection d'une partie du flux dans la zone active du VCSEL. La cavité externe réalisée par le connecteur situé à l'extrémité de la fibre optique (figure 4.2) engendre des oscillations du niveau de RIN en fonction de la fréquence.

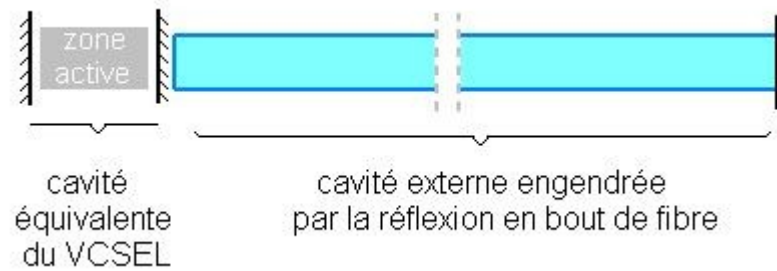


Figure 4.2: Principe de la réinjection optique engendrée par la réflexion à l'extrémité de la fibre optique

Ce phénomène comparable à un intervalle spectral libre (ISL) dégrade fortement la qualité des mesures (figure 4.3). Dans la plupart des cas, la cavité extérieure est due à la réflexion au niveau de la connection entre la fibre et le photodétecteur.

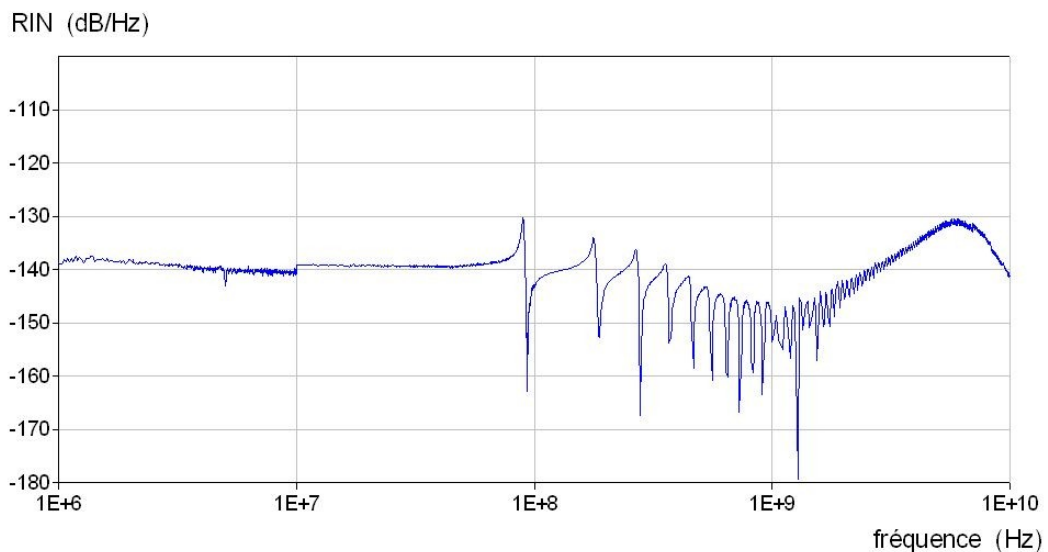


Figure 4.3: RIN d'un VCSEL monomode fibré en l'absence de dispositif anti-réinjection optique ($I=3I_{th}$; longueur de fibre $\sim 1m$)

La périodicité des dégradations du RIN est calculable comme un ISL:

$$\Delta f = \frac{c}{2nL} \quad (4.1)$$

avec n l'indice effectif de la fibre optique, L sa longueur.

Ainsi, pour une fibre de 1m, l'intervalle sera proche de 100MHz comme on peut le voir sur la figure 4.4.

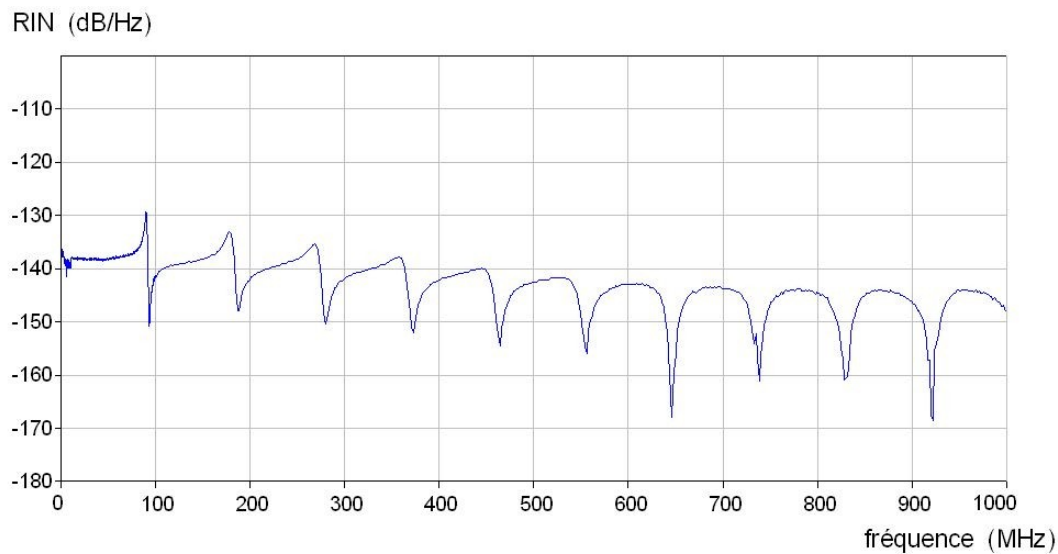


Figure 4.4: Effet de la réinjection optique sur le RIN d'un VCSEL monomode
(échelle linéaire de fréquence, $L \sim 1m$, $I = 3I_{th}$)

Nous avons essayé par différents moyens de limiter ce phénomène.

Nous avons en particulier remplacé le connecteur PC (Physical Contact) par un connecteur APC (Angled Physical Contact) (figure 4.5).

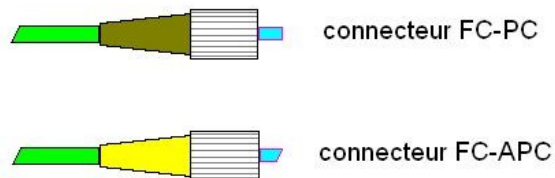


Figure 4.5: Connecteurs FC-PC et FC-APC

Si les résultats furent encourageants, ils ne permirent pas d'améliorer les courbes de RIN suffisamment pour les rendre exploitables du point de vue de la simulation (figure 4.6) ⁽ⁱ⁾.

(i) Il n'aura pas échappé à tout observateur attentif que l'ISL obtenu avec le connecteur APC est légèrement plus faible que celui avec le connecteur PC. Cela est dû au fait que le VCSEL utilisé est le même dans les deux mesures, mais le changement de connecteur a entraîné une diminution de la longueur du "pigtail".

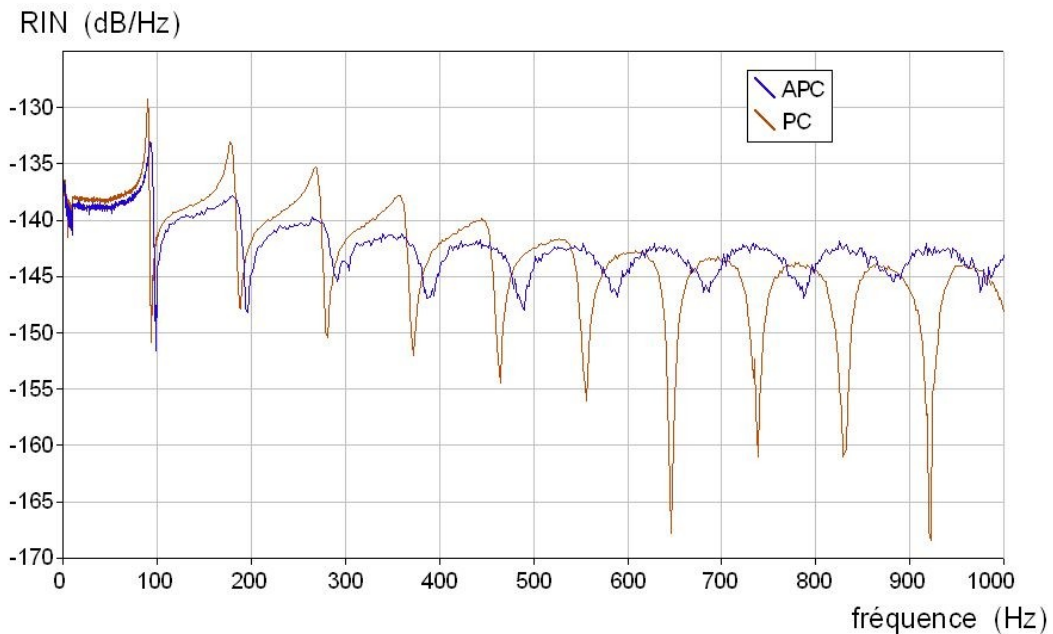


Figure 4.6: Comparaison du RIN d'un VCSEL monomode sous réinjection optique avec différents types de connecteurs ($l=3l_{th}$, $L\sim 1m$)

Mais la solution la plus efficace pour limiter les effets du "feedback" optique reste d'effectuer la mesure sous pointes. Le dispositif présenté à la figure 4.1 présente plusieurs avantages pour se libérer de la réinjection :

Tout d'abord, puisque la sonde optique est lentillée en son extrémité, une part importante du flux lumineux revenant sur le VCSEL est naturellement dispersé.

Compte-tenu de la mobilité de la sonde optique au-dessus du VCSEL, il est possible de trouver des positions préférentielles, pour lesquelles la quasi-totalité du flux revenant est dispersé. Une telle manipulation engendre généralement un compromis entre le niveau de puissance récupéré par le photodétecteur et la puissance optique réinjectée dans le VCSEL.

Enfin, en dernier recours, le dispositif sous-pointes permet de relier la sonde optique et le photodétecteur par une fibre de longueur importante. L'intervalle spectral en est d'autant réduit, ainsi que l'intensité des pics. Si la longueur est suffisamment importante, l'intervalle spectral devient du même ordre de grandeur que la résolution de l'analyseur de spectre électrique, et le phénomène est éliminé par un effet de moyenne.

Malheureusement, l'utilisation de fibres multimodes, dont le produit bande passante \cdot km est faible, entraîne une forte limitation sur la distance pour ne pas fausser la mesure en très haute fréquence.

Finalement, il nous a fallu faire le compromis suivant:

- Pour des mesures au delà de 1GHz, nous avons utilisé une jarretière de longueur $\sim 1\text{m}$ avec un connecteur APC. On constatera effectivement, que les effets de la réinjection optique sont moins gênants en HF au-delà du Gigahertz.
- Pour les mesures en dessous de 1GHz, nous avons utilisé une fibre optique d'une longueur $L=200\text{m}$. Cette fibre de diamètres $62,5/125\mu\text{m}$ présente une bande passante mesurée sur un échantillon identique de longueur 1km égale à environ 700MHz (figure 4.7). Ainsi, la bande passante de la fibre de 200m peut être estimée à environ 3GHz .

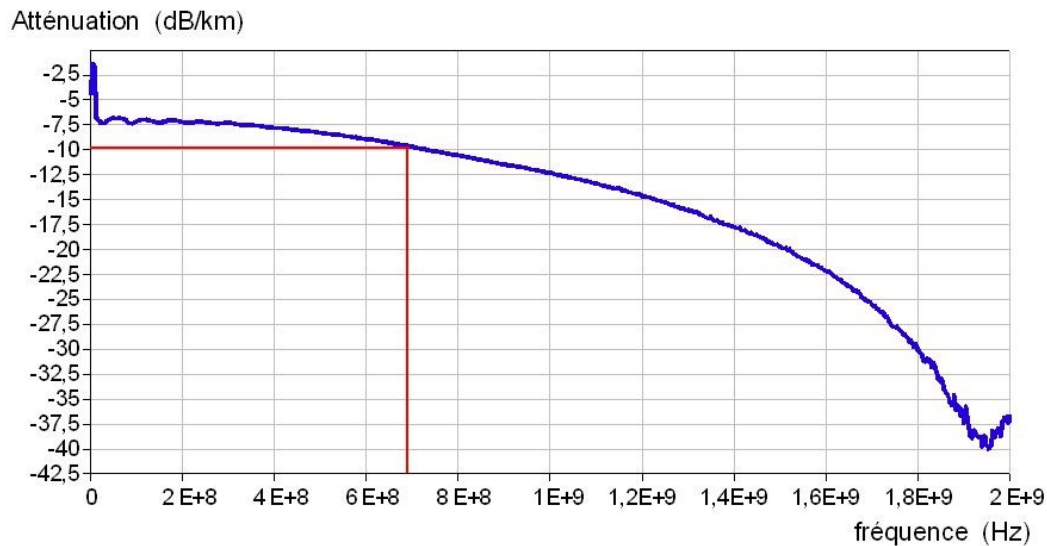


Figure 4.7: Mesure de la bande passante de 1km de fibre $62,5/125\mu\text{m}$

4.1.2 - Banc de mesure en basses fréquences

Description du montage

Comme nous l'avons expliqué précédemment, le système de récupération du faisceau laser par une fibre dénudée placée au-dessus de la zone d'émission entraîne d'importantes variations basses fréquences de la puissance reçue. Comme les VCSELs multimodes dont nous disposions étaient uniquement à accès coplanaire, nous avons dû nous limiter à la mesure du bruit BF de VCSELs monomodes.

Par ailleurs, la mesure de bruit aux basses et surtout aux très basses fréquences nécessite l'utilisation d'amplificateurs BF très faible bruit et parfaitement calibrés. Comme ces mesures nécessitent, outre une instrumentation adaptée, un certain savoir faire, nous avons réalisé les mesures BF sur VCSELS monomodes au laboratoire CEM² de Montpellier.

Le banc de mesure, placé dans une cage de Faraday, est constitué :

- d'un VCSEL monomode en boîtier TO46 monté sur un bloc de cuivre, lui-même solidarisé à un radiateur ⁽ⁱ⁾. L'alimentation du VCSEL est réalisée par un rhéostat monté sur un pont diviseur. L'énergie est fournie par une batterie.
- d'une photodiode PIN de sensibilité $\sigma=0,5$. Le plan de la photodiode est incliné d'un angle proche de 30° avec la perpendiculaire à la direction de propagation afin d'éviter ici aussi la réinjection optique sur le VCSEL (figure 4.8).
- d'un amplificateur faible bruit dont le gain de transimpédance est égal à 10^5V/A en signal et 10^4V/A en continu. Sa bande passante est égale à 10MHz.
- d'un analyseur FFT réalisé par un oscilloscope numérique dont la bande passante est 500MHz.

Pour la mesure dans la bande basse (10Hz -> 100kHz), un filtre anti-repliement d'ordre 6 qui permet de respecter le théorème de Shannon lors de l'acquisition à l'analyseur FFT et un amplificateur de tension de gain 100 sont rajoutés.

L'ensemble est représenté sur le schéma de la figure 4.9.

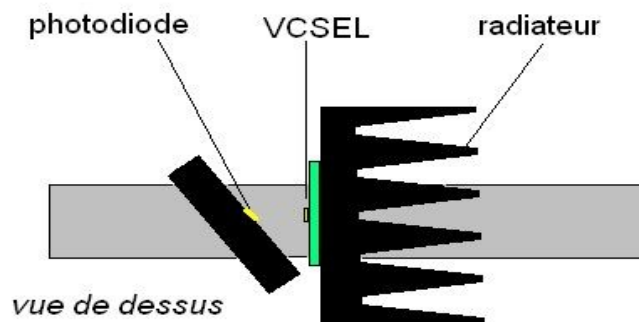


Figure 4.8: Banc de mesure de bruit d'intensité en basse fréquence

(i) Aucun contrôle en température n'est mis en oeuvre; cependant compte tenu des dimensions du radiateur et des puissances mises en jeu dans un VCSEL, on peut considérer que la température du VCSEL en fonctionnement ne subit pas de variations importantes.

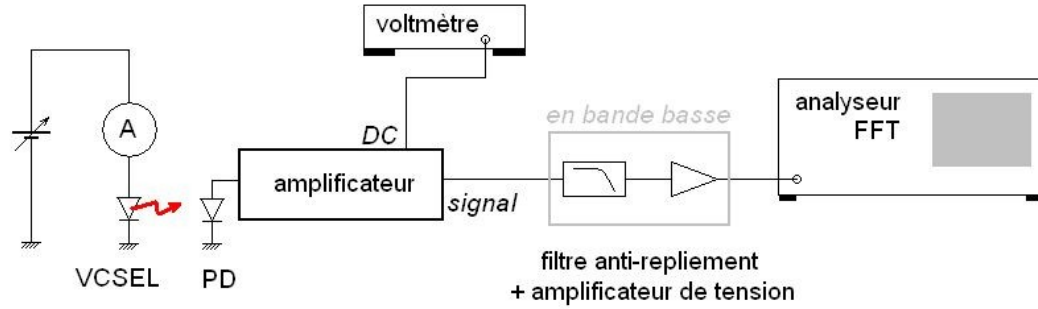


Figure 4.9: Schéma du montage pour la mesure du bruit d'intensité en basse fréquence

Détermination du bruit d'intensité relatif

L'analyseur FFT mesure la densité spectrale de tension (V^2/Hz) en sortie de l'amplificateur. Or, comme nous l'avons dit au chapitre 2, le RIN est défini comme:

$$RIN = \frac{\langle \delta P_{optique}^2 \rangle}{P_{optique}^2} \quad (4.2)$$

Le courant photodétekté étant directement proportionnel à la puissance optique, aussi bien en continu qu'en signal. En prenant bien soin de soustraire le bruit de grenaille, on peut donc écrire:

$$RIN = \frac{\langle \delta I^2 \rangle - 2q\bar{I}}{\bar{I}^2} \quad (4.3)$$

La densité spectrale de courant photodétekté est liée à la densité spectrale de tension mesurée à l'analyseur FFT $\langle \delta V_{analyseur}^2 \rangle$ par:

$$\langle \delta I^2 \rangle = \frac{\langle \delta V_{analyseur}^2 \rangle - \langle \delta V_{setup}^2 \rangle}{G_{tot}^2} \quad (4.4)$$

où G_{tot} est égal à 10^5 pour la bande haute et 10^7 pour la bande basse à cause de l'ajout de l'amplificateur de tension, et $\langle \delta V_{setup}^2 \rangle$ est la densité spectrale de bruit de la chaîne de mesure ⁽ⁱ⁾.

Le courant photodétekté moyen est lié à la tension mesurée au voltmètre par:

$$\bar{I} = \frac{V_{voltmètre}}{G_{DC}} \quad (4.5)$$

(i) La mesure de cette densité spectrale est réalisée lorsque le VCSEL est éteint.

où G_{DC} est égal à 10^4 .

Finalement, le RIN est déterminé à partir de la mesure à l'analyseur par la transformation suivante:

$$\text{RIN} = \frac{\frac{\langle \delta V_{\text{analyseur}}^2 \rangle - \langle \delta V_{\text{setup}}^2 \rangle}{G_{\text{tot}}^2} - 2q \frac{V_{\text{voltmètre}}}{G_{DC}}}{\left(\frac{V_{\text{voltmètre}}}{G_{DC}} \right)^2} \quad (4.6)$$

4.1.3 - Banc de Mesures en hautes fréquences

Les mesures de bruit d'intensité en hautes fréquences des VCSELs ont été intégralement réalisées à Supaero dans une cage de Faraday.

Deux types de bancs de mesures ont été mis en place:

- un banc pour les VCSELs monomodes fibrées,
- un banc pour les VCSELs (monomodes et multimodes) à accès coplanaire grâce au testeur sous pointes (figure 4.10).

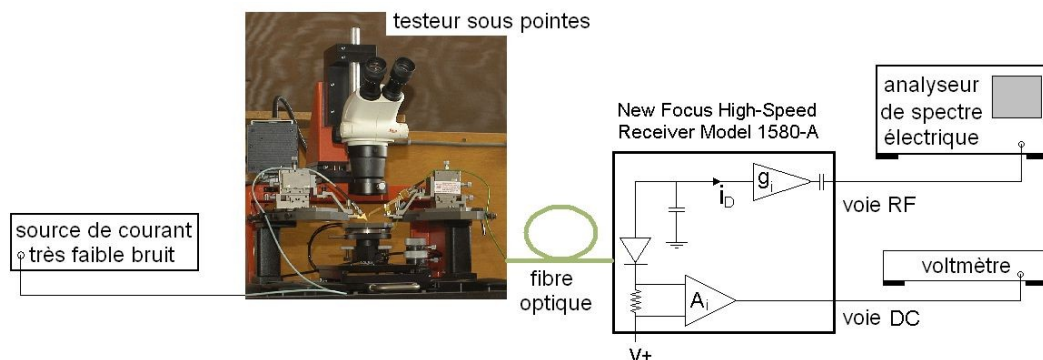


Figure 4.10: Banc de mesure de bruit d'intensité sous pointes

Alimentation du VCSEL

Dans les deux cas, l'alimentation du VCSEL a été réalisée par une source de courant ILX LDX-3620 très faible bruit, chargée par des batteries. Sa densité spectrale de bruit, aux fréquences qui nous intéressent, est donnée par le constructeur pour $315 \text{ pA} / \sqrt{\text{Hz}}$.

Photodétecteur

Le photodétecteur utilisé est un modèle de chez New Focus, constitué d'une diode PIN GaAs et d'un ampli transimpédance dont les caractéristiques sont décrites dans le tableau 4.1.

Bande de photodétection	400-870nm
Sensibilité	0,4A/W
Connecteur optique	FC-PC Ø=62,5µm
Bande passante (3dB) (min.)	10kHz - 10GHz
Gain de transimpédance	1000V/A
Impédance de sortie	50
Puissance de bruit équivalente	50pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$
Puissance de saturation	1,5mW

Tableau 4.1: Caractéristiques constructeur du photodétecteur New Focus 1580-A

Ce photodétecteur permet de récupérer, via une sortie de tension continue, une mesure du courant continu photodéfecté (figure 4.11). Le gain DC est comme le gain RF de 1000V/A.

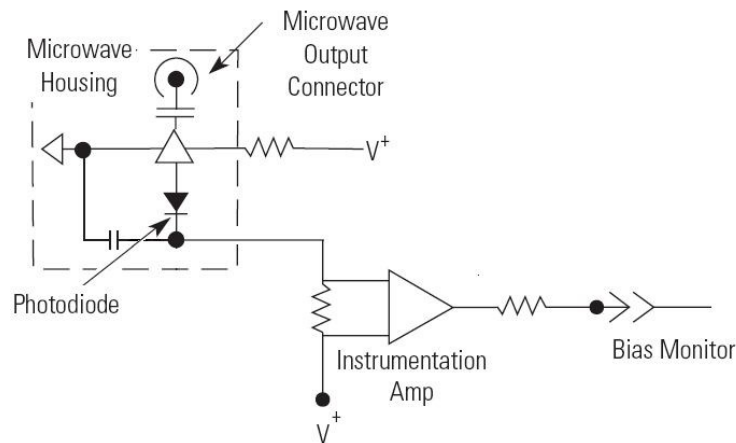


Figure 4.11: Circuit électrique du photodétecteur New Focus

Le bruit propre de ce photodétecteur est mesuré (figure 4.12) à chaque mesure du RIN d'un VCSEL. C'est une donnée très importante, puisque pour accéder au RIN, il faut retrancher de la mesure de bruit, le bruit propre du système de détection.

Analyseur de spectre

L'analyseur de spectre utilisé pour toutes les mesures de bruit HF est un modèle Rhode et Schwarz. Sa bande passante s'étend de 20Hz à 26,5GHz. son bruit propre est donné à la figure 4.12 sur toute la bande de mesure. Comme on le voit, l'écart entre le bruit propre de l'analyseur de spectre et le bruit généré par le photodétecteur est suffisamment important (un facteur 10 environ) pour que l'on puisse considérer que l'analyseur de spectre ne perturbe pas la mesure de bruit d'intensité faible.

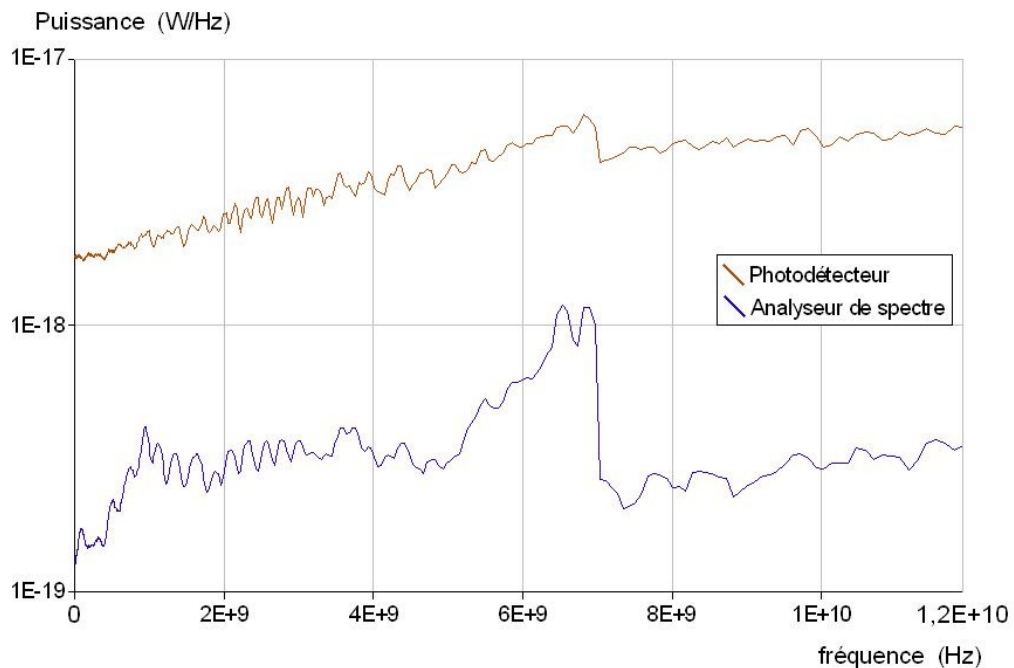


Figure 4.12: Comparaison du seuil de détection de l'analyseur de spectre et du bruit propre du photodétecteur

Détermination du bruit d'intensité relatif

Nous pouvons calculer le bruit d'intensité relatif en utilisant la méthode que nous avons utilisée pour le banc de mesure basse fréquence. La principale différence réside dans la nature des grandeurs mesurées à l'analyseur de spectre. La mesure de bruit est une mesure de puissance, en dBm. Afin d'utiliser l'équation 4.6, il faut effectuer une transformation pour obtenir des V^2/Hz .

Ainsi:

$$\langle \delta V_{\text{analyseur}}^2 \rangle = R_{\text{load}} \cdot \frac{10^{\frac{P_{\text{analyseur}}}{10}} \cdot 10^{-3}}{RBW} \quad (4.7)$$

où R_{load} est l'impédance de l'analyseur de spectre (=50 Ω), $P_{\text{analyseur}}$ est la puissance en dBm lue à l'analyseur de spectre et RBW la bande de résolution de l'analyseur (variable selon la bande de fréquence de la mesure).

De même, le bruit propre du banc de mesure (photodétecteur + analyseur de spectre) est donné par:

$$\langle \delta V_{\text{setup}}^2 \rangle = R_{\text{load}} \cdot \frac{10^{\frac{P_{\text{setup}}}{10}} \cdot 10^{-3}}{RBW} \quad (4.8)$$

En tenant compte de ces transformations, on obtient une relation similaire à l'équation 4.6 obtenue pour les mesures basse fréquence:

$$\text{RIN} = \frac{\langle \delta V_{\text{analyseur}}^2 \rangle - \langle \delta V_{\text{setup}}^2 \rangle - 2q \frac{V_{\text{voltmètre}}}{G_{DC}}}{\left(\frac{V_{\text{voltmètre}}}{G_{DC}} \right)^2} \quad (4.9)$$

où G_{RF} est le gain de transimpédance RF du photodétecteur New Focus.

4.2 - Caractérisation du bruit d'intensité des VCSELs à diaphragme d'oxyde

4.2.1 - Mesure du courant de seuil

Le comportement en bruit d'intensité d'une diode laser est fortement conditionné par le courant de pompe qui lui est appliqué. En conséquence, afin de pouvoir comparer le RIN de deux VCSELs, il convient de se situer en un point de fonctionnement comparable. Pour cela le courant injecté est normalisé par rapport au courant de seuil I_{th} du VCSEL.

Nous avons donc fait une mesure précise du courant de seuil de tous les VCSELs étudiés.

Le diagramme $P(I)$ des VCSELS présenté à la figure 4.13 correspond à un modèle monomode en boîtier, fibré.

Le diagramme de la figure 4.14 présente la caractéristique de VCSELS multimodes de diamètres de diaphragme d'oxyde variés (de $6\mu\text{m}$ à $20\mu\text{m}$). Étant donné que la puissance optique est collectée à travers une fibre optique dénudée mobile et qu'il est impossible de connaître précisément la part collectée et la part dispersée (figure 4.1), la valeur de la puissance est normalisée par rapport à la puissance collectée au plus haut niveau de polarisation.

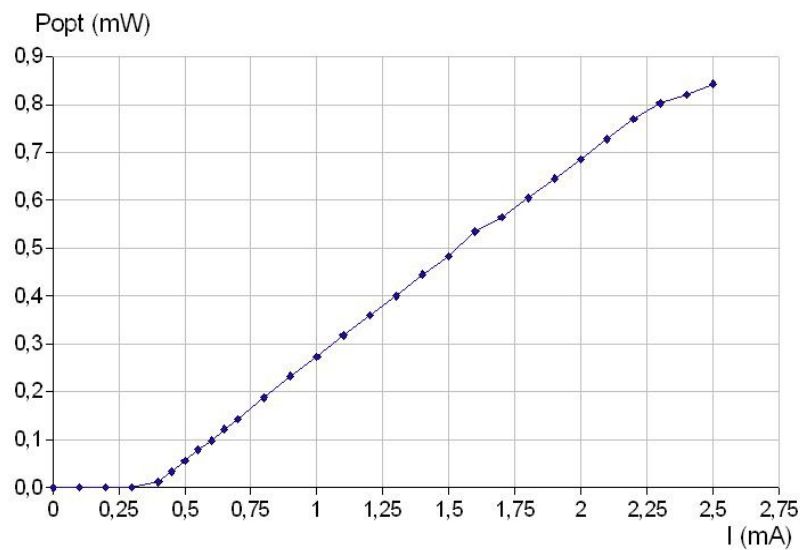


Figure 4.13: $P(I)$ - VCSEL monomode

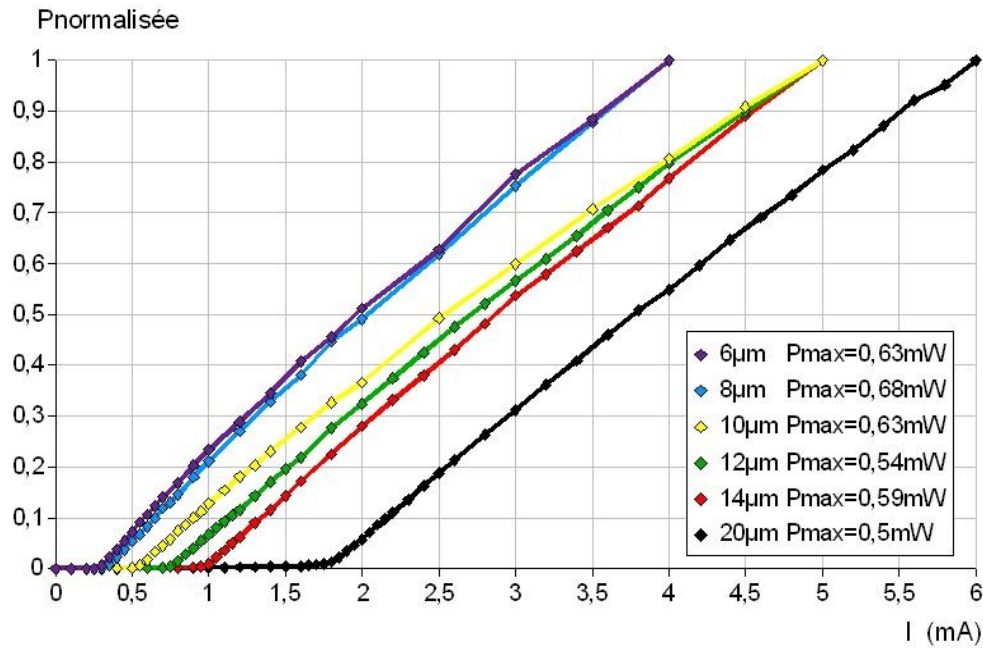


Figure 4.14: $P(I)$ - VCSEL multimodes de différents diamètres de diaphragme d'oxyde

On notera que, comme nous l'avons expliqué au premier chapitre, le courant de seuil est dépendant du diamètre d'ouverture d'oxyde (figure 4.15). Les VCSELs monomodes qui présentent un diamètre de diaphragme d'oxyde encore plus petit ($<5\mu\text{m}$) présentent un courant de seuil du même ordre ($\sim 0,3\text{mA}$) que celui des VCSELs dont le diaphragme d'oxyde est $6\mu\text{m}$.

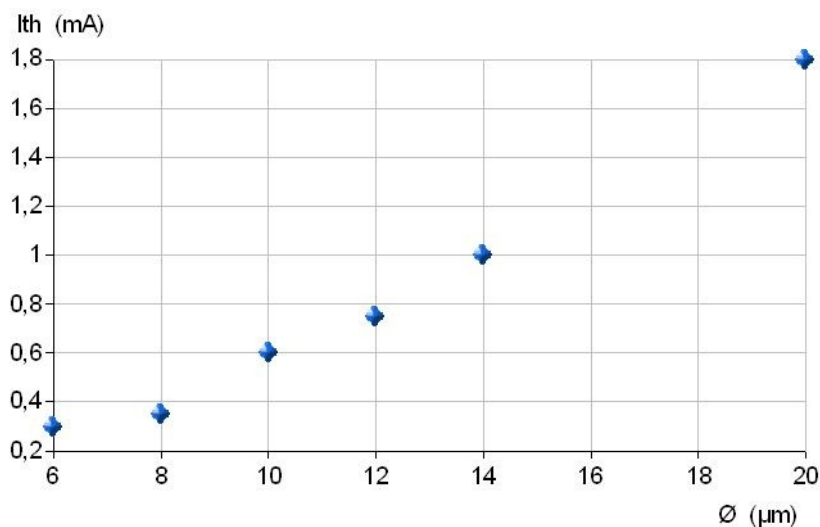


Figure 4.15: Évolution du courant de seuil en fonction du diamètre de diaphragme d'oxyde

4.2.2 - RIN des VCSELS multimodes

Nous avons mesuré le bruit d'intensité relatif des VCSELS à diaphragme d'oxyde de différents diamètres, sous divers niveaux d'injection. Pour tous les VCSELS, quel que soit leur diamètre, nous obtenons des courbes du type de celles présentées figure 4.16, qui correspondent au RIN d'un VCSEL de diamètre de diaphragme d'oxyde de $12\mu\text{m}$.

Étude de la résonance

Ces courbes présentent certaines caractéristiques (dont certaines sont communes aux diodes lasers classiques):

- le RIN présente une résonance aux hautes fréquences
- la fréquence de la résonance est une fonction croissante du niveau d'injection,
- après la résonance, le bruit d'intensité diminue de manière continue (avec une asymptote $\sim -12\text{dB/octave}$). Ainsi dans nos mesures, quelques Gigahertz après la résonance, le bruit d'intensité du VCSEL se "noie" dans le bruit propre du photodétecteur.
- la largeur de la résonance est une fonction croissante du niveau d'injection.

RIN (dB/Hz)

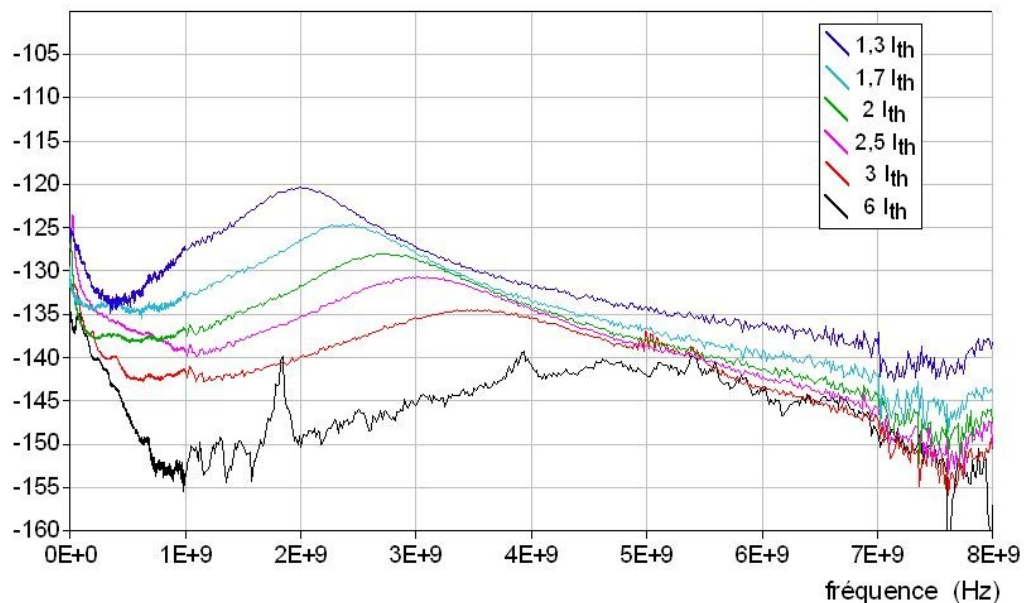


Figure 4.16: Mesure de l'évolution du RIN d'un VCSEL multimode en fonction du courant de polarisation ($\varnothing=12\mu\text{m}$)

Par ailleurs, comme on le voit sur la courbe de RIN à 6 fois le courant de seuil, et dans une moindre mesure à 3 fois celui-ci, nos mesures sont perturbés par des pics d'intensité. Ces pics sont aléatoires, et étant donné que l'allure de ces perturbations dépend de la position de la fibre lentillée au dessus du VCSEL, ils sont visiblement engendrés par la réflexion directe sur la lentille. par ailleurs, il ne faut pas oublier que le nombre de modes émis par le VCSEL est sensiblement lié au niveau de polarisation (figures 3.4 et 3.5). Ceci pourrait expliquer que ces perturbations soient de moindre importance (voire inexistantes) aux faibles polarisations.

L'évolution du RIN maximum (RIN à la fréquence de résonance) d'un VCSEL de diamètre de $12\mu\text{m}$, en fonction du courant de polarisation est donné à la figure 4.17.

L'évolution semblant très régulière, il nous a paru intéressant d'étendre l'étude du RIN maximum aux VCSELS de différents diamètres que nous avons en notre possession. Nous avons normalisé le RIN par rapport au point de mesure commun à $I=2I_{\text{th}}$ (figure 4.18). Il en ressort, que tous les VCSELS dont le RIN a été mesuré suivent une loi identique, quel que soit leur diamètre d'ouverture d'oxyde.

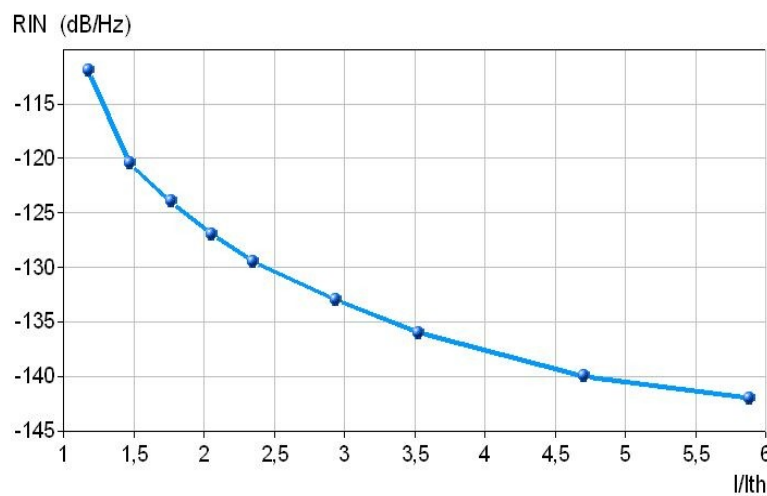


Figure 4.17: Évolution du RIN à la fréquence de résonance en fonction du niveau de polarisation ($\varnothing=12\mu\text{m}$)

RIN Normalisé

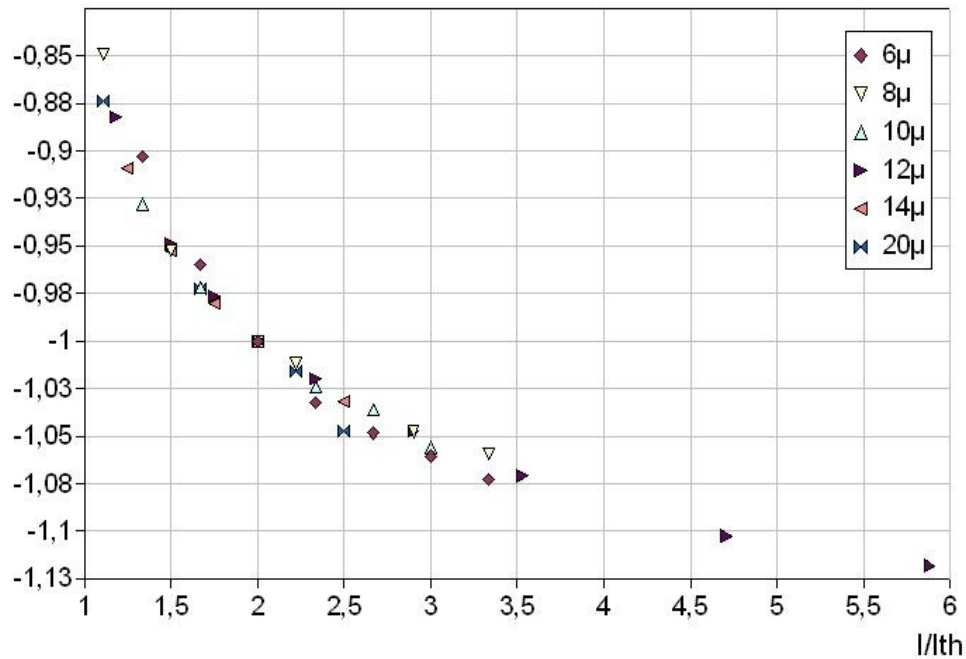


Figure 4.18: Évolution du RIN à la fréquence de résonance pour différents diamètres de diaphragme d'oxyde
RIN normalisé par rapport au RIN à $2 I_{th}$

L'étude des diodes laser à émission par la tranche nous apprend qu'il existe une loi approchée de l'évolution du RIN ^[1]:

$$\text{RIN}_{\max} = \text{RIN}(f_R) \propto (\bar{I} - I_{th})^{-3} \quad (4.10)$$

Soit en dB:

$$\text{RIN}_{\max, dB} = \text{RIN}_{dB}(f_R) = A - 30 \log(\bar{I} - I_{th}) \quad (4.11)$$

où A est une constante.

Nous avons donc tracé l'évolution du RIN maximum du VCSEL dont le diamètre d'ouverture d'oxyde est 12µm en fonction de $\log(\bar{I} - I_{th})$. La courbe représentant cette évolution est donnée à la figure 4.19. On constate que cette évolution est bien linéaire et une rapide extrapolation linéaire nous permet d'obtenir la pente de cette droite qui est -21.

La détermination expérimentale de la relation entre le RIN à la fréquence de résonance dans le cas de VCSELS multimode nous donne:

$$\text{RIN}_{\max} \propto (\bar{I} - I_{th})^{-2} \quad (4.12)$$

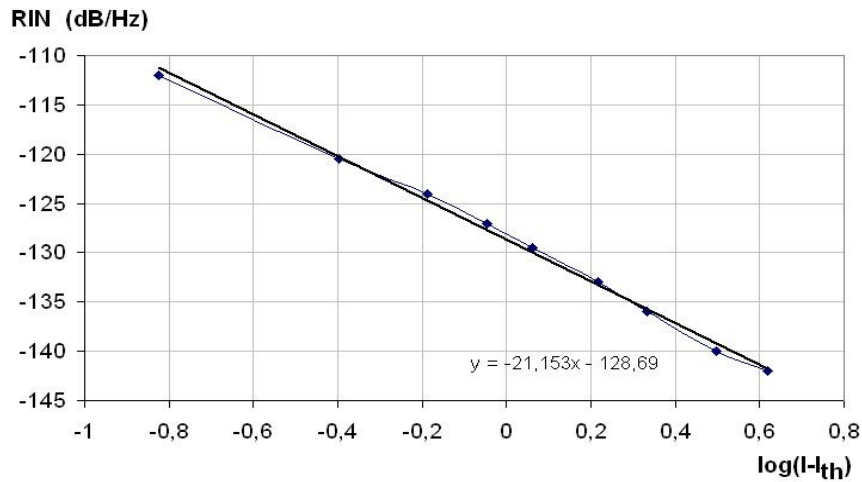


Figure 4.19: Loi de l'évolution du RIN en fonction du courant de polarisation

Nous avons également étudié l'évolution de la fréquence de résonance en fonction du courant de polarisation. Pour le VCSEL de diamètre d'ouverture d'oxyde égal à $12\mu\text{m}$, le déplacement de la fréquence de résonance est illustré à la figure 4.20. Des résultats tout à fait similaires ont été trouvés pour les autres VCSELs.

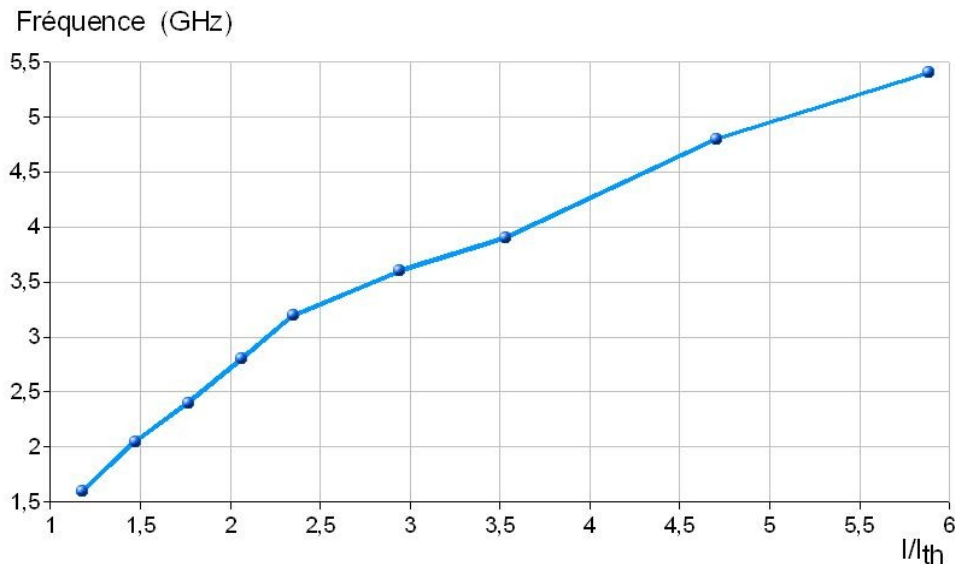


Figure 4.20: Évolution de la fréquence de résonance du RIN en fonction du niveau de polarisation ($\varnothing=12\mu\text{m}$)

Il faut noter que compte tenu de la forme très arrondie de la résonance du RIN, la précision sur la mesure de la fréquence de résonance est plutôt faible (en particulier comparée à celle du RIN maximum).

Toutefois il nous a semblé intéressant de savoir si il existait une relation simple entre la fréquence de résonance et le courant de polarisation.

Pour une diode laser à émission par la tranche, il existe une relation linéaire entre la fréquence de résonance et la racine carrée de la différence entre le courant de polarisation et le courant de seuil:

$$f_R \propto \sqrt{I - I_{th}} \quad (4.13)$$

En traçant l'évolution de la fréquence de la résonance en fonction de $\sqrt{I - I_{th}}$ (figure 4.21), on constate effectivement une évolution linéaire. Par extrapolation, on obtient la pente de cette droite (pente=2,33) ce qui est tout à fait similaire à ce que nous avons pu constater sur divers lasers DFB étudiés au laboratoire MOSE.

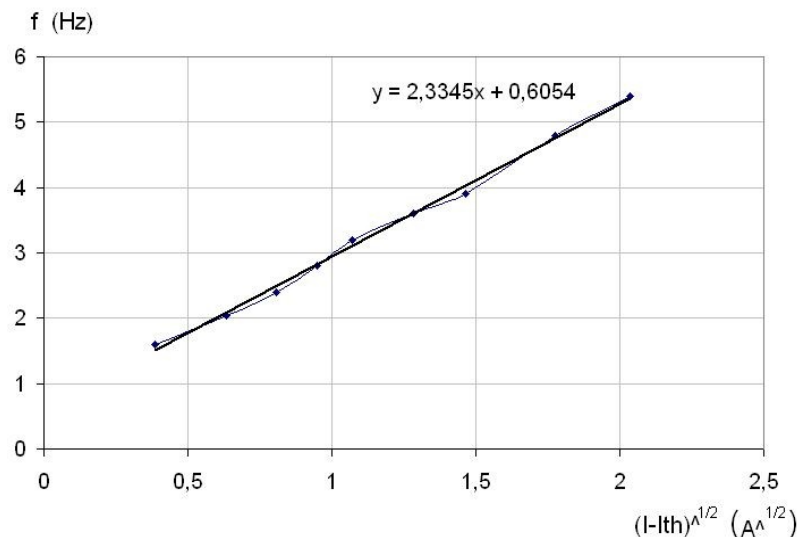


Figure 4.21: Loi d'évolution de la fréquence de résonance en fonction de la racine carrée de $I - I_{th}$

Remontée du bruit aux plus basses fréquences

On remarque clairement sur les courbes de la figure 4.16, qu'aux basses fréquences, le bruit d'intensité remonte brutalement. Ce phénomène a été constaté sur tous les VCSELS multimodes mesurés. Le passage à une échelle logarithmique permet une meilleure appréhension du phénomène (figure 4.22).

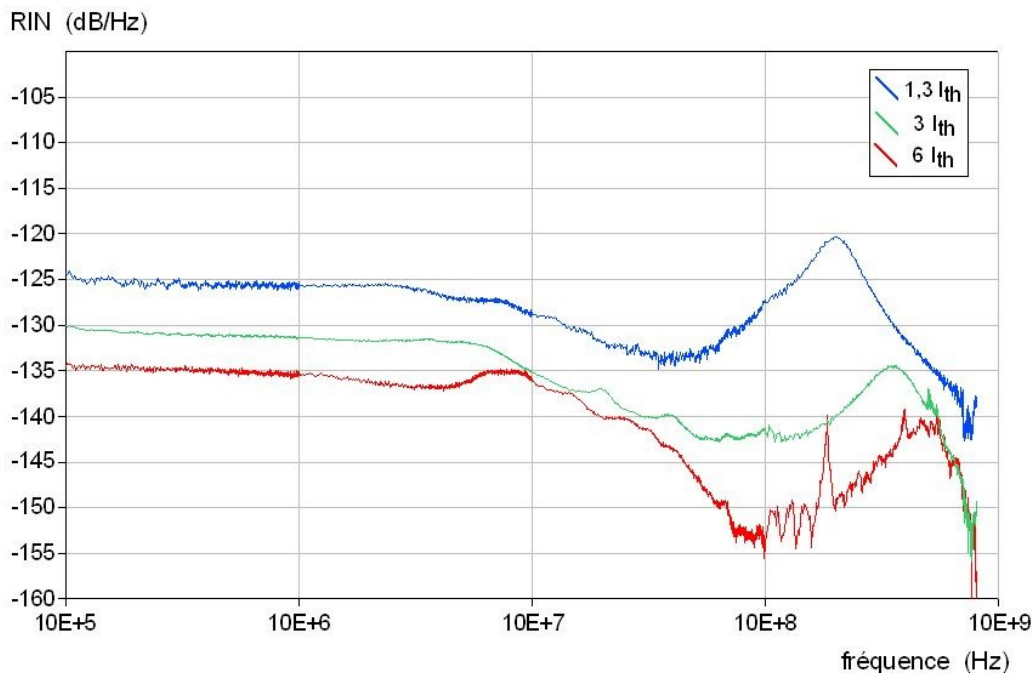


Figure 4.22: RIN d'un VCSEL à diaphragme d'oxyde ($\varnothing=12\mu\text{m}$) polarisé à 1,3; 3 et 6 I_{th}
Échelle logarithmique

Le RIN remonte à un niveau très élevé; aux fortes polarisations, le niveau de RIN à 10MHz est même nettement supérieur à celui de la résonance.

Nous avons effectué un nombre important de mesures sur les divers VCSELs que nous avons en notre possession et nous avons dégagé la tendance suivante: la fréquence à laquelle le RIN décroît après le palier en BF est d'autant plus élevée que le niveau d'injection est important.

Pourtant, contrairement à ce que nous avons pu observer pour le RIN à la fréquence de résonance, aucune évolution régulière du niveau de RIN BF ou de la "fréquence de coupure" du palier ne se dégage.

Par ailleurs, comme on le voit sur la figure 4.22, la remontée du bruit aux basses fréquences lorsque le courant de polarisation est élevé engendre certaines irrégularités sur la courbe.

Un certain nombre d'hypothèses peuvent être formulées qui permettent de comprendre pourquoi il est difficile d'observer une évolution très cohérente de ce phénomène et pourquoi l'élévation du niveau de RIN est perturbée pour de forts niveaux d'injection.

- Tout d'abord, le nombre de modes émis, nous l'avons déjà dit, est lié au niveau de polarisation.

Or selon nous, l'élévation du niveau du RIN aux basses fréquences est un phénomène multimode.

- Ensuite, en augmentant le niveau de polarisation nous augmentons aussi l'angle solide d'émission du VCSEL (le faisceau diverge davantage) ^[2].

Malheureusement nous n'avons pas vraiment de contrôle sur l'injection du faisceau laser dans la fibre optique, et nous ne savons donc pas quels modes sont guidés et dans quelles conditions. Il peut tout à fait y avoir un effet de partition modale supplémentaire important induit par l'injection dans la fibre ^{[3],[4]}.

- Enfin, il faut garder à l'esprit que les VCSELS multimodes que nous avons testés ne sont pas contrôlés en température, cela étant techniquement impossible avec le dispositif sous pointes.

Or compte tenu de la structure même des VCSELS, ceux-ci sont plus sensible que les émetteurs par la tranche aux variations de température.

4.2.3 - RIN des VCSELS monomodes

RIN très basse fréquence

Les courbes de la figure 4.23 représentent le bruit d'intensité relatif d'un VCSEL à diaphragme d'oxyde et à émission monomode sous plusieurs niveaux de polarisation.

On y observe très nettement une décroissance du RIN de type $1/f^\alpha$ (avec α très proche de 1), suivie d'un palier de bruit blanc jusqu'à 10Mhz. Le bruit en $1/f$ est sensible jusqu'à 2kHz pour la plus faible polarisation et jusqu'à 20kHz pour la plus forte.

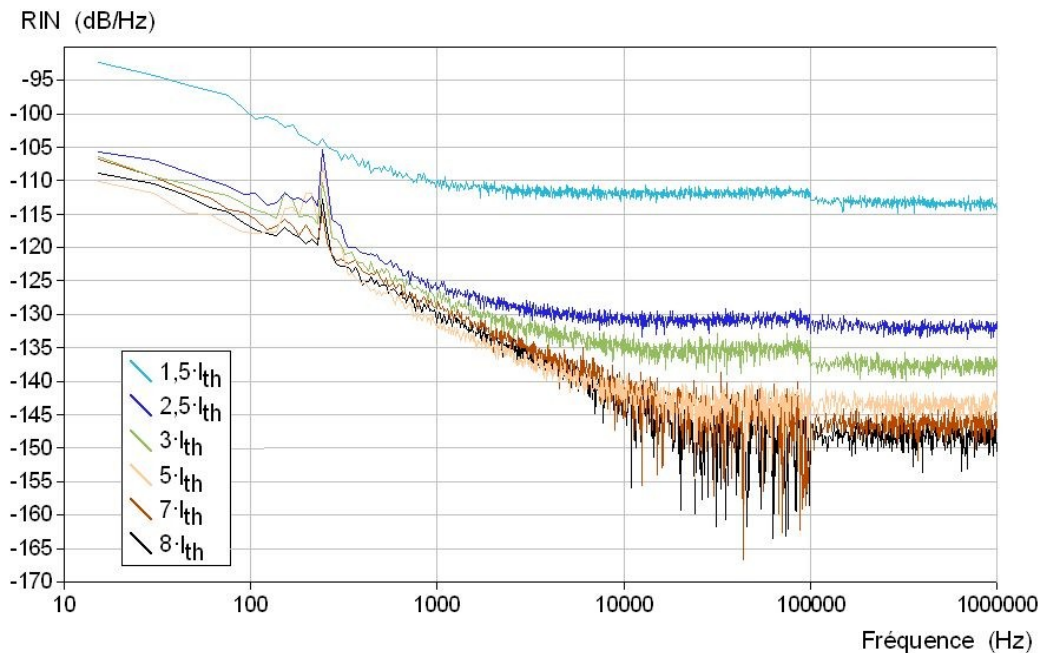


Figure 4.23: RIN d'un VCSEL monomode aux très basses fréquences

On remarquera que, dans le cadre de la mesure BF telle qu'elle a été décrite au paragraphe 4.1.2, la limite de sensibilité est atteinte aux forts niveaux de polarisation uniquement (courbe plus épaisse). Cela est dû au fait qu'à ces niveaux, le bruit d'intensité du VCSEL est très faible et noyé dans le bruit de grenaille de la photodiode. Un plus grand nombre de moyennes sur chaque mesure aurait sans aucun doute permis d'améliorer la qualité des courbes aux forts courants de polarisation. On peut en conclure que sur ces mesures, le bruit propre de l'ensemble de détection (bruit de courant d'obscurité de la photodiode + bruit thermique de l'amplificateur et de l'analyseur FFT) ne limite pas la sensibilité.

Nous avons voulu savoir si le palier du RIN du VCSEL monomode suivait une évolution facilement modélisable par une fonction simple. Nous nous sommes bien sûr inspirés de ce que nous avons fait pour le niveau de RIN des VCSELs multimodes à la fréquence de résonance. L'évolution de ce bruit blanc d'intensité en fonction de $10 \log(\bar{I} - I_{th})$ est représentée sur la figure 4.24.

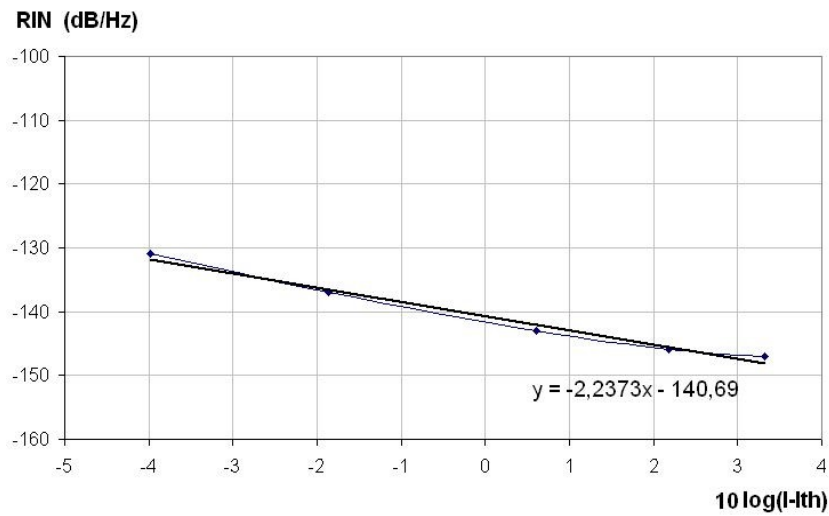


Figure 4.24: Évolution du niveau blanc du RIN d'un VCSEL monomode en fonction du courant de polarisation

On voit que le niveau blanc du RIN du VCSEL monomode semble suivre une évolution telle que

$$RIN_{blanc} \propto (\bar{I} - I_{th})^{-2,2} \quad (4.14)$$

RIN haute fréquence

Les mesures que nous avons conservées pour le RIN aux hautes fréquences de VCSELS monomodes sont celles que nous avons réalisées sur les diodes à accès coplanaire uniquement (le phénomène de réinjection optique représentant un désagrément considérable pour la lisibilité des courbes de RIN).

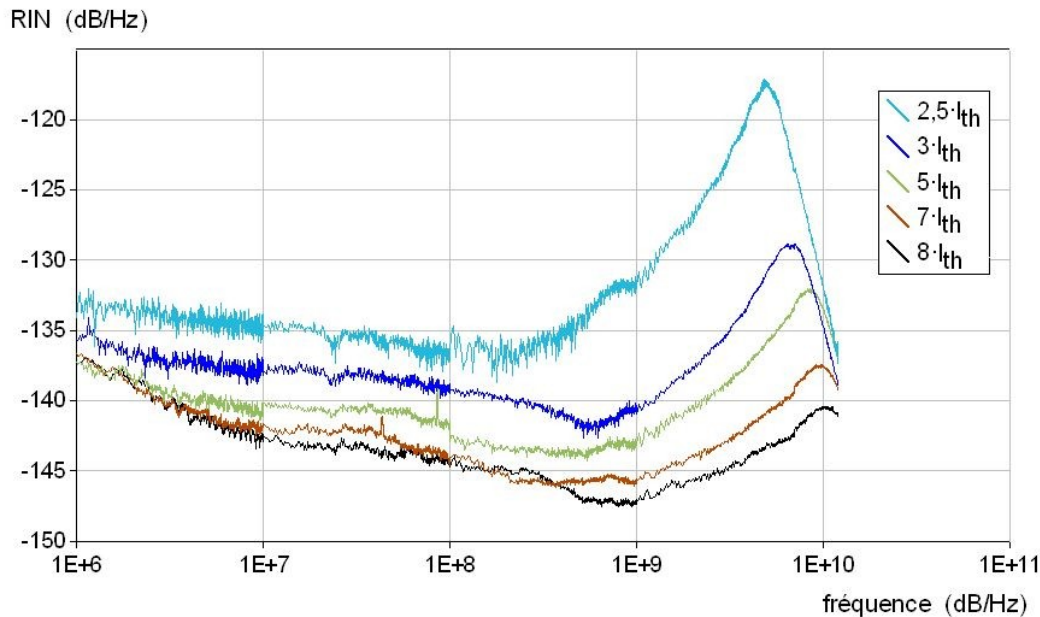


Figure 4.25: RIN d'un VCSEL monomode aux hautes fréquences

Sur les courbes que nous avons obtenues (figure 4.25), certains commentaires s'imposent:

- Tout d'abord on note, sans que ce soit une réelle surprise, que le RIN en haute fréquence présente une fréquence de résonance.
- Cette résonance est comparable à celle observée pour les VCSELs multimodes puisque, lorsque la polarisation augmente, le niveau de RIN à la résonance décroît, la fréquence de résonance se décale vers les plus hautes fréquences.
- Par contre, toujours en se référant aux VCSELs multimodes, on remarque qu'à polarisation équivalente, la fréquence de résonance est plus élevée et le niveau de RIN à la résonance est plus bas.

Tous ces phénomènes sont attendus, en particulier à cause du diamètre d'ouverture d'oxyde plus faible que celui des VCSELs multimode.

Par contre, le comportement en dessous de la fréquence de résonance est plus inattendu. Si on n'observe pas de remontée du bruit aussi franche que celle des VCSELs multimodes, le niveau de RIN n'est pas constant, il augmente de quelques dB en deux décades, puis sur la première bande de fréquences (1MHz-10MHz) on observe une remontée plus accentuée.

On peut écarter immédiatement la remontée dans cette première bande, que nous avons rencontrée sur toutes nos mesures mais qui, compte tenu des puissances mises en jeu, n'influe que de façon minime sur le bruit émis par les VCSELs multimodes.

Concernant le niveau de bruit dans les deux décades suivantes (10MHz-1GHz), sa remontée est surprenante et nous ne pouvons que proposer un certain nombre d'hypothèses afin d'expliquer ce phénomène.

- D'abord, la puissance de bruit des VCSELs monomodes est très faible devant le bruit du photodétecteur; cela entraîne notamment pour le niveau de plus faible polarisation mesuré une courbe plus épaisse.
- Ensuite, si à priori, le principe de la récupération par une fibre optique n'est pas en cause, puisqu'on observe le même phénomène avec les VCSELs en boîtier fibrés (figure 4.3), il est possible que le transport par fibre optique entraîne une partition modale. Cette hypothèse est partiellement discréditée par la mesure du spectre d'émission (figure 4.26) puisque la réjection du mode secondaire est supérieure à 40dB, même à forte polarisation.
- Enfin, il faut aussi peut-être regarder du côté de la réinjection optique. Les mesures ont été réalisées avec une fibre de 200m, mais cette fibre est connectée à un tronçon de 10cm qui présente une extrémité lentillée. Cette longueur laisse prévoir un ISL de 1GHz environ, ce qui correspond plus ou moins à la remontée du bruit. Toutefois, une telle hypothèse laisse supposer des oscillations régulières tous les Gigahertz, or nous n'observons rien de tel.

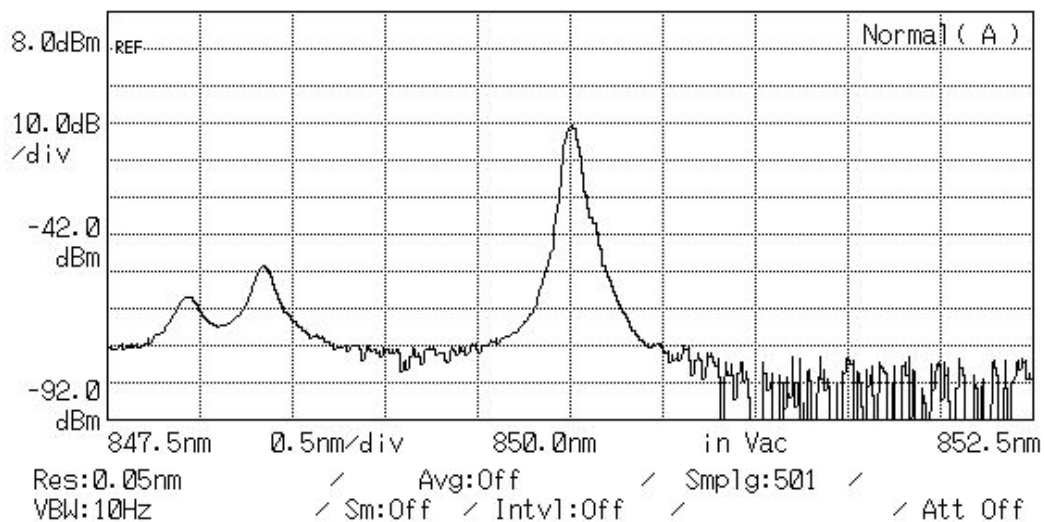


Figure 4.26: Spectre d'émission du VCSEL monomode ($I = 6I_{th}$)

Finalement, cette remontée du niveau de RIN mesuré pose un réel problème puisqu'elle ne nous permet pas de faire la connection entre les mesures HF et les mesures BF. Toutefois, on remarquera que le niveau de bruit le plus bas correspond à peu près au niveau du bruit blanc mesuré en HF; cette observation sera d'ailleurs confirmée par la simulation.

Cela ne nous empêche pas par contre de nous intéresser de plus près à la résonance. Comme pour les VCSELs multimodes nous avons essayé d'établir une loi empirique d'évolution du niveau de RIN à la résonance et de la fréquence de résonance en fonction du courant de polarisation. Les courbes sont présentées aux figures 4.27 et 4.28, respectivement pour le niveau de RIN_{max} et pour la fréquence de résonance.

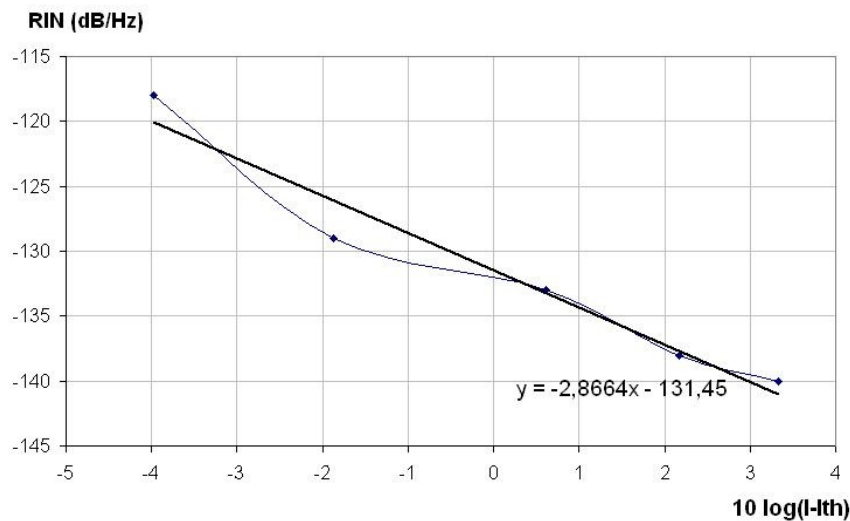


Figure 4.27: Évolution du RIN d'un VCSEL monomode à la fréquence de résonance en fonction du courant de polarisation

On en déduit que le niveau du RIN à la résonance suit une évolution du type:

$$RIN_{max} \propto (\bar{I} - I_{th})^{-2,8} \quad (4.15)$$

ce qui est très proche de ce qui a été observé pour les laser à émission par la tranche.

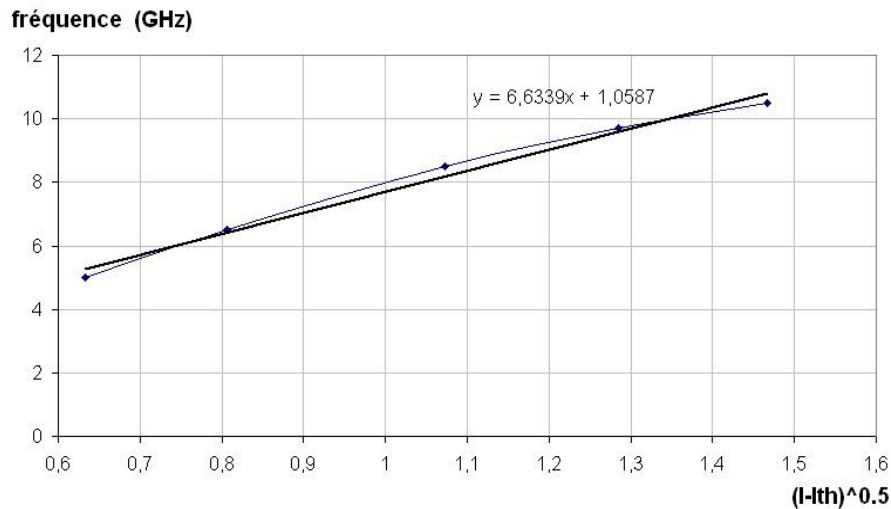


Figure 4.28: Évolution de la fréquence de résonance du RIN d'un VCSEL monomode en fonction du courant de polarisation

Par ailleurs, la fréquence de résonance est liée à $\sqrt{I - I_{th}}$ par une relation quasi linéaire dont la pente est nettement plus élevée que celle calculée pour les VCSEL multimodes. La fréquence de résonance des VCSELS monomode évolue plus vite vers les hautes fréquences, ce qui est très important puisque la fréquence de résonance détermine la bande passante de modulation de la diode.

4.3 - Validation des simulations

4.3.1 - Mise en oeuvre des simulations

Notre approche a été d'utiliser le circuit électrique équivalent de la zone active pour modéliser le RIN. Cette approche présente de nombreux avantages. En premier lieu, elle limite le nombre de paramètres de la modélisation. Ensuite étant donné que des VCSELS ont déjà été modélisés en signal au laboratoire MOSE^[5], nous avons pu profiter de l'expérience acquise.

La première étape permettant la mise en oeuvre des simulations est l'appréciation des paramètres physiques du laser. Certains ont été mesurés (I_{th} , $\Delta\nu$), d'autres sont directement fournis par le constructeur (N_w , \emptyset), les autres ont été évalués à partir d'une étude bibliographique, elle-même confortée par l'expérience de modélisation des VCSELs AlGaAs dans le laboratoire.

Ensuite un petit programme MatlabTM permet de calculer les composants du circuit électrique équivalent de la zone active. Ce programme a été utilisé pour l'obtention des courbes des chapitres 2 et 3 (figures 2.6, 3.8 et 3.9).

Finalement le circuit électrique équivalent est implémenté dans un logiciel de simulation (ADSTM) et la sortie est comparée aux mesures de RIN. Le circuit implémenté dans ADS comporte toute la chaîne de mesure, depuis l'accès coplanaire à la puce jusqu'au photodétecteur via les miroirs de Bragg, la zone active, la liaison optique.

Les paramètres du circuit électrique équivalent sont optimisés dans une proportion raisonnable afin que le résultat de la simulation s'ajuste bien à la courbe obtenue par la mesure.

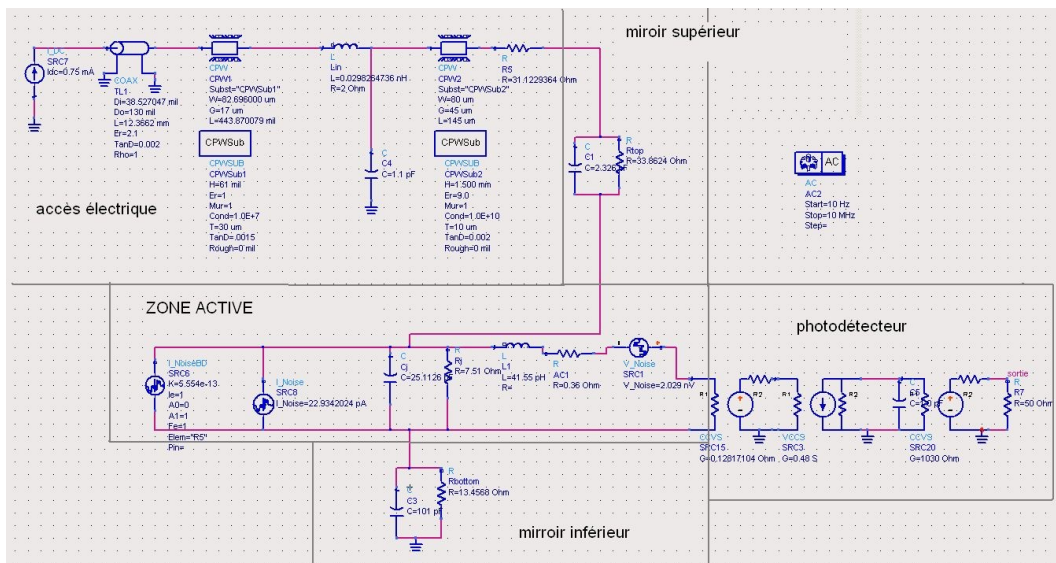


Figure 4.29: Exemple de circuit équivalent d'un VCSEL monomode et de la chaîne de détection pour la modélisation du RIN

4.3.2 - Simulation des VCSELs multimode

Les courbes de la figure 4.30 représentent les résultats de simulation d'un VCSEL de diamètre d'ouverture d'oxyde de $12\mu\text{m}$ pour trois niveaux de polarisations différents. Les valeurs obtenues par la simulation sont données dans le tableau 5.2.

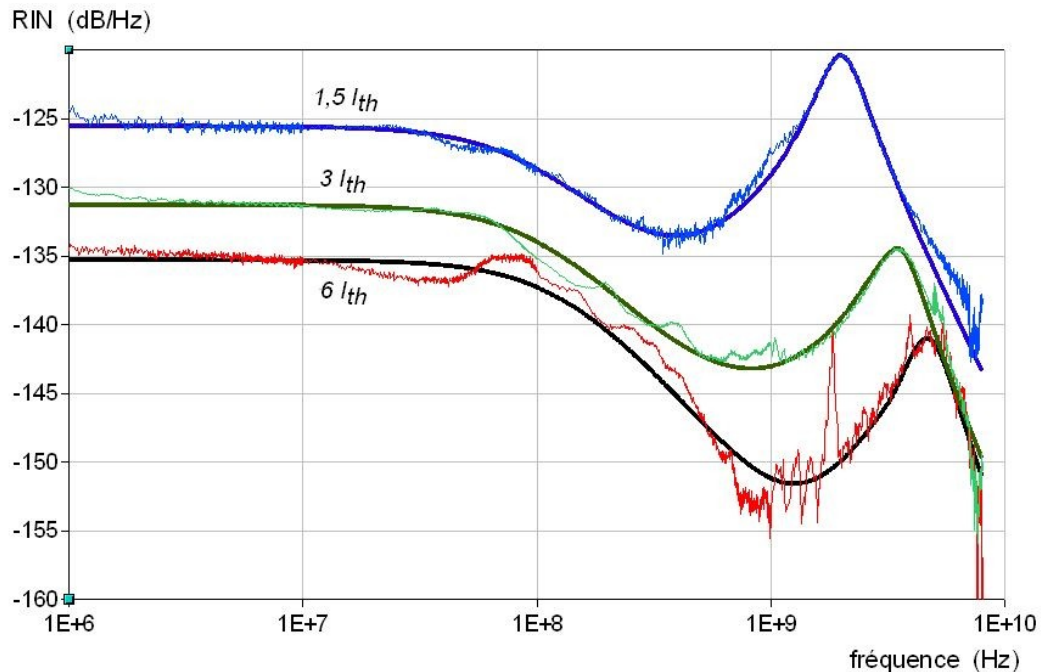


Figure 4.30: Comparaison entre la mesure et la simulation du RIN d'un VCSEL multimode sous différents niveaux d'injection

On remarque tout d'abord que la simulation donne des résultats très satisfaisants, autant en ce qui concerne la fréquence de résonance que pour la remontée de bruit vers les basses fréquences.

Ensuite, on remarque que la simulation est d'autant plus satisfaisante que le niveau de polarisation est bas. En effet, les courbes qui sont moins "chahutées" aux faibles polarisations sont simulées avec une très bonne précision (1 à 2dB).

Ceci peut être attribué au fait que les VCSELs sont d'autant plus "sévèrement" multimodes que le courant de polarisation est fort. Or notre modélisation ne fait intervenir que 2 modes. Il est donc inévitable que certains comportements ne soient pas rendus de manière totalement satisfaisante.

I/th	1,5	3	6
C_j (pF)	36,4	28,7	24,3
R_j (Ω)	5,8	3,8	3,7
L_1 (pH)	200	85	52
L_2 (pH)	1157	478	367
r_1 (Ω)	0,252	0,25	0,235
r_2 (Ω)	0,527	0,132	0,124
M_{12} (Ω)	1,06	1,12	1,26
M_{21} (Ω)	1,08	1,09	1,25
i_N (pA/ \sqrt{Hz})	indifférent		
v_1 (nV/ \sqrt{Hz})	2,7	3	3,4
v_2 (nV/ \sqrt{Hz})	2,6	4,9	7

Tableau 4.2: Valeurs des paramètres du circuit équivalent – Modélisation de VCSELs multimodes

Concernant les valeurs obtenues après optimisation, on peut faire deux constats:

D'abord, toutes les valeurs des différents paramètres suivent l'évolution (croissante ou décroissante) prévue par la modélisation (chapitre 3).

Ensuite, le terme de courant de bruit n'influe pas sur le résultat de simulation (si on souhaite rester dans l'ordre de grandeur prévu par la simulation). Cela signifie que les termes de bruit photoniques sont prépondérants.

Par ailleurs les paramètres des réflecteurs de Bragg n'ont pas d'influence sur les simulations de bruit étant donnée que leur impédance est toujours trop élevée par rapport à celle des autres branches du circuit équivalent de la zone active.

Nous avons aussi modélisé le RIN de VCSELs de différents diamètres. Les figures 4.31 et 4.32 montrent les résultats de simulation pour des VCSELs de diamètre de diaphragme d'oxyde $8\mu\text{m}$ et $20\mu\text{m}$ respectivement, tous deux polarisés à $2I_{th}$.

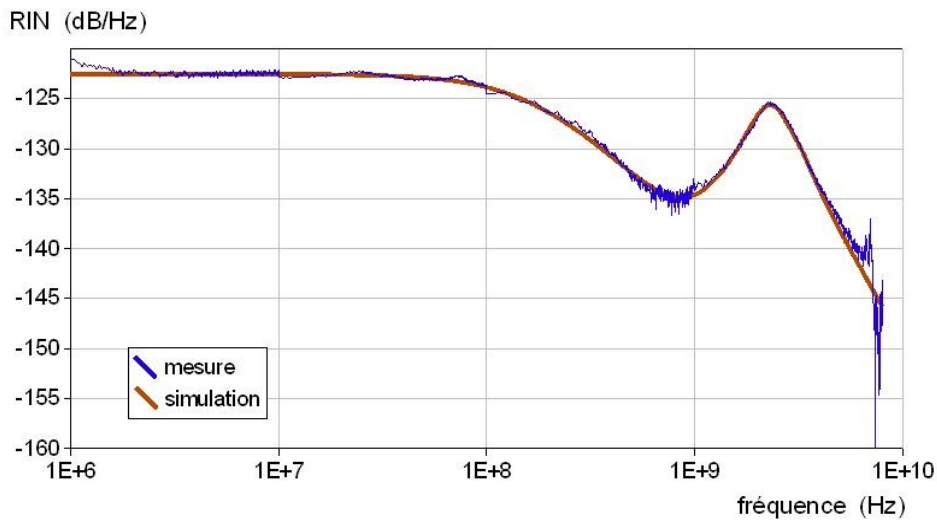


Figure 4.31: Simulation du RIN d'un VCSEL multimode de diamètre $8\mu\text{m}$ à $I=2I_{th}$

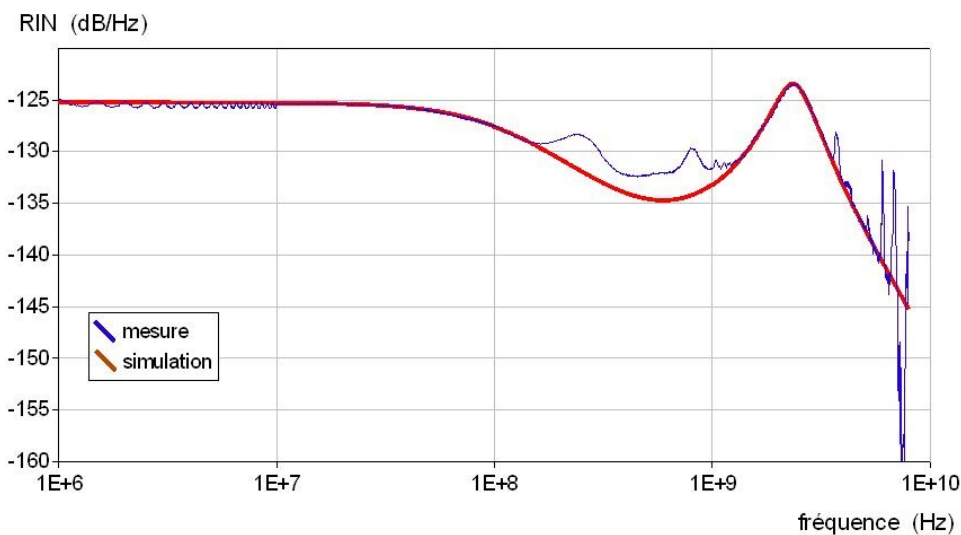


Figure 4.32: Simulation du RIN d'un VCSEL multimode de diamètre $20\mu\text{m}$ à $I=2I_{th}$

Comme pour la modélisation du VCSEL $12\mu\text{m}$, le résultat est très satisfaisant aussi bien à la fréquence de résonance qu'à la remontée BF.

On constate sur ces courbes, ainsi que sur différentes autres modélisations que nous avons réalisées que, d'une manière générale, les simulations sont plus réussies pour des faibles diamètres que pour les diamètres importants. Une fois de plus cela peut être attribué au nombre de modes émis, puisque celui-ci est une fonction croissante du diamètre du diaphragme d'oxyde.

4.3.3 - VCSEL monomode

Simulation en haute fréquence

La figure 4.33 présente les résultats de simulation pour un VCSEL monomode sous trois polarisations différentes (recouvrant l'intégralité de la gamme de polarisations pour lesquelles le RIN des VCSELs a été mesuré), en échelle linéaire pour mieux rendre compte de la qualité de la simulation autour de la fréquence de résonance. Les valeurs de la simulation sont rassemblées dans le tableau 4.3.

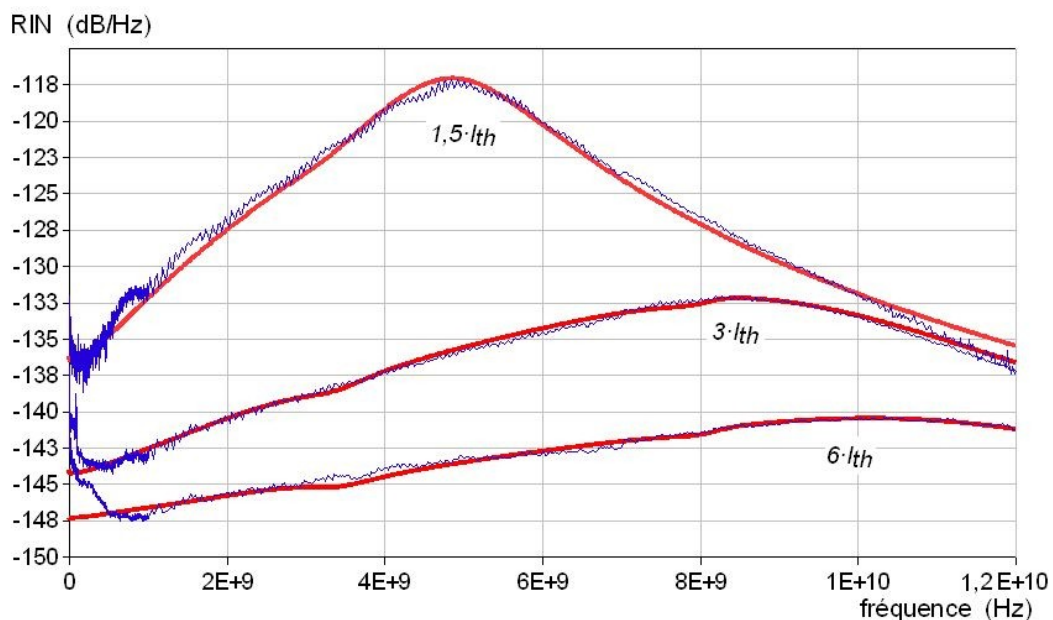


Figure 4.33: Simulation du RIN d'un VCSEL monomode sous plusieurs niveaux de polarisations - Échelle linéaire

La simulation donne un résultat très satisfaisant sur une large gamme de fréquences ($\sim 12\text{GHz}$), quel que soit le niveau de polarisation. Contrairement à ce que nous avons pu observer avec les VCSELs multimodes, il n'y a pas de perturbations en HF aux forts courants de polarisation.

Les valeurs des éléments du circuit équivalent suscitent quelques remarques: tout d'abord presque toutes suivent les évolutions données par le modèle (chapitre 2). Deux exceptions cependant, les résistances R_j et r_0 qui n'évoluent pas ou peu.

Ensuite le niveau du courant de bruit de la source équivalente intervient dans le résultat. Même si son influence reste faible, cela montre bien la différence entre les niveaux de bruit des VCSELs mono et multimodes.

I/I_{th}	1,5	3	6
C_1 (pF)	25	9	5,9
R_1 (Ω)	7,5	8	6
L_0 (pH)	41	32	24
r_0 (Ω)	0,361	0,8	0,75
i_n (A/\sqrt{Hz})	42	36	34
v_n (nV/\sqrt{Hz})	2,05	2,9	3

Tableau 4.3: Valeurs des éléments du circuit électrique équivalent pour la simulation du RIN de VCSEL monomode

Les courbes de la figure 4.34 représentent les mêmes simulations que celles de la figure 4.33 avec **une échelle logarithmique**.

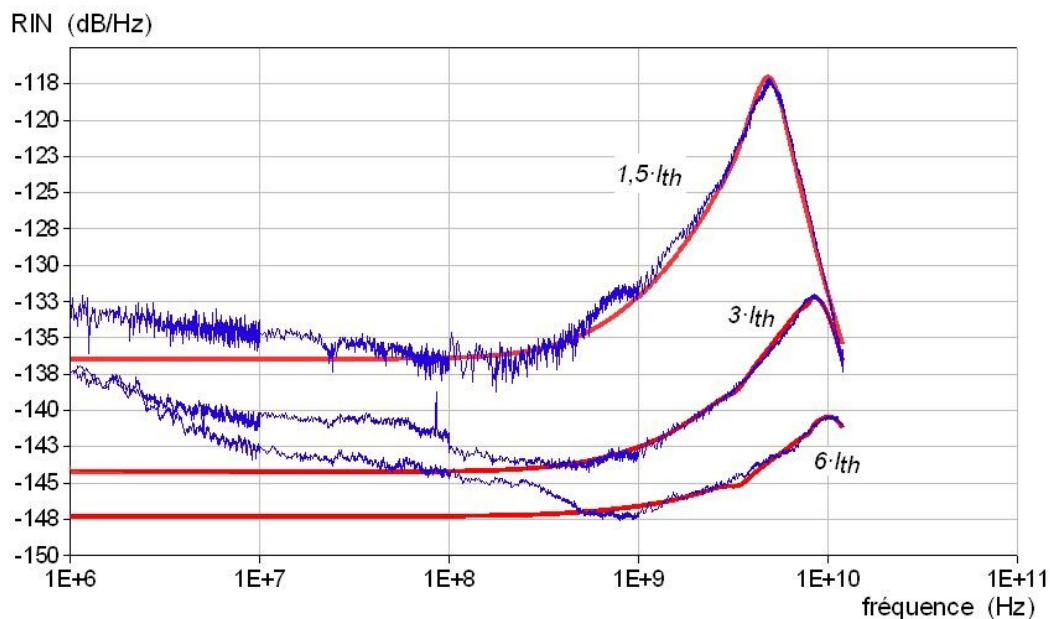


Figure 4.34: Simulation du RIN d'un VCSEL monomode sous plusieurs niveaux de polarisations - Échelle logarithmique

Le changement d'échelle nous montre que pour satisfaisante qu'elle soit autour de la résonance, notre simulation ne prend pas du tout en compte la légère remontée du bruit vers les basses fréquences. On remarque aussi que cette remontée est d'autant plus importante que le niveau de polarisation est élevé. Cette observation donne un argument supplémentaire à l'hypothèse du filtrage des modes par la fibre optique qui entraînerait un bruit de partition modale.

Simulation en basse fréquence

Les figures 4.35 à 4.37 représentent des simulation du RIN de VCSELS monomodes en basse fréquence pour les trois mêmes niveaux de polarisation que ceux étudiés en HF.

Tous les éléments intervenant dans la simulation sont maintenus aux mêmes valeurs que celles obtenues lors de l'étude en HF. Le seul terme qui est rajouté est la source de bruit en $1/f$. Il faut noter qu'ADSTM n'est pas capable de simuler des sources de courant de type $f^{-\alpha}$ avec $\alpha \neq 1$. La source de bruit BF ajoutée est donc de type K/f avec K égal à 10^{-31} , 10^{-30} et 10^{-29} respectivement pour $I=1,5I_{th}$, $3I_{th}$ et $6I_{th}$.

Il est surprenant de voir que le facteur K dépend du niveau de polarisation. D'après le modèle (équation 2.61) ce paramètre est indépendant de l'injection de porteurs. Cette constatation semble démontrer la limite des modèles du bruit de type $1/f$ que nous avons déjà évoquée dans le chapitre 2 consacré à la modélisation.

Outre ce désaccord avec la prédiction théorique, l'ordre de grandeur de K est bien celui attendu. Et on remarque que les VCSELS monomodes présentent un bruit qui n'est pas vraiment en $1/f$ mais plutôt en $1/f^\alpha$ avec α légèrement supérieur à 1.

On constate aussi que le niveau de bruit blanc qui correspond en réalité au niveau de bruit au pied de la résonance HF (aucune optimisation supplémentaire réalisée depuis la modélisation HF) est très proche de celui mesuré.

Cela semble confirmer que le bruit excédentaire observé sur les bandes de fréquence (10MHz – 1GHz) n'est pas un bruit propre du VCSEL mais bien un bruit apporté par l'un des éléments de notre banc de mesure.

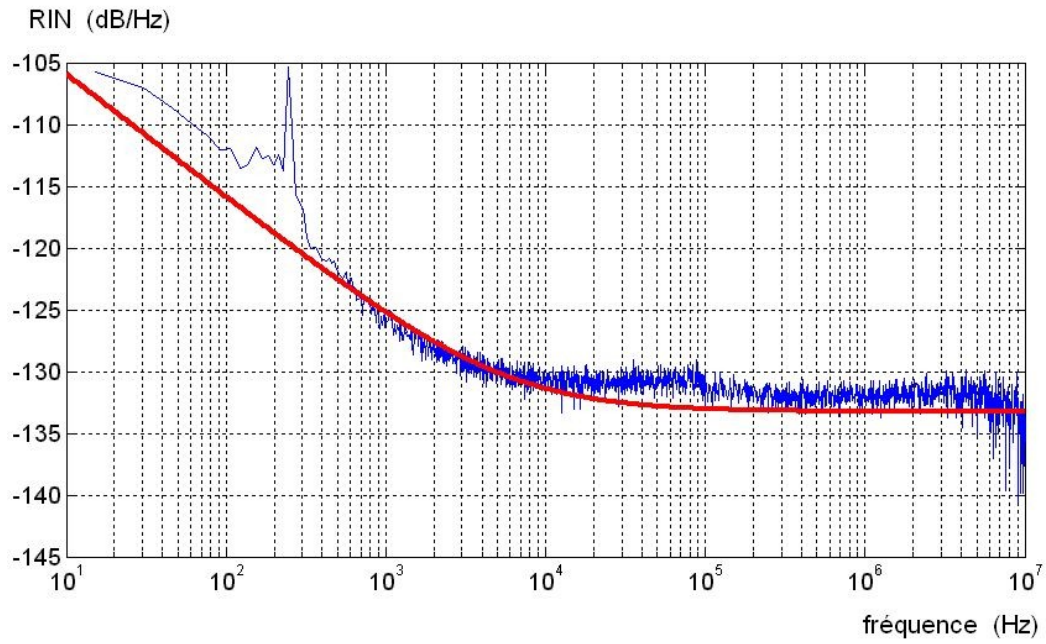


Figure 4.35: Simulation du RIN d'un VCSEL monomode en basse fréquence $l=1,5l_{th}$

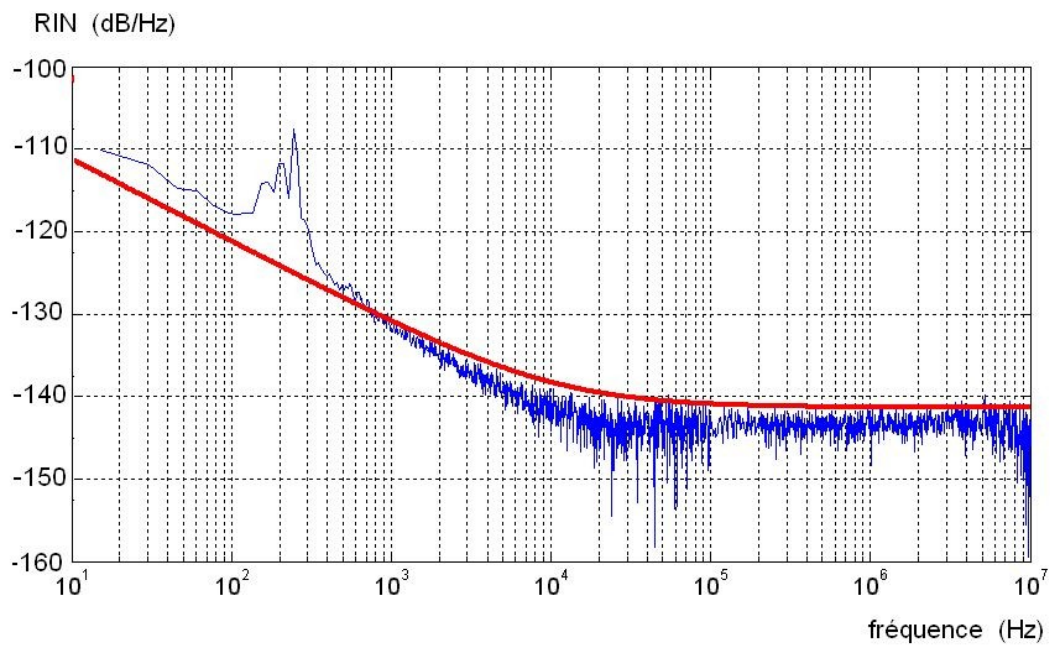


Figure 4.36: Simulation du RIN d'un VCSEL monomode en basse fréquence $l=3l_{th}$

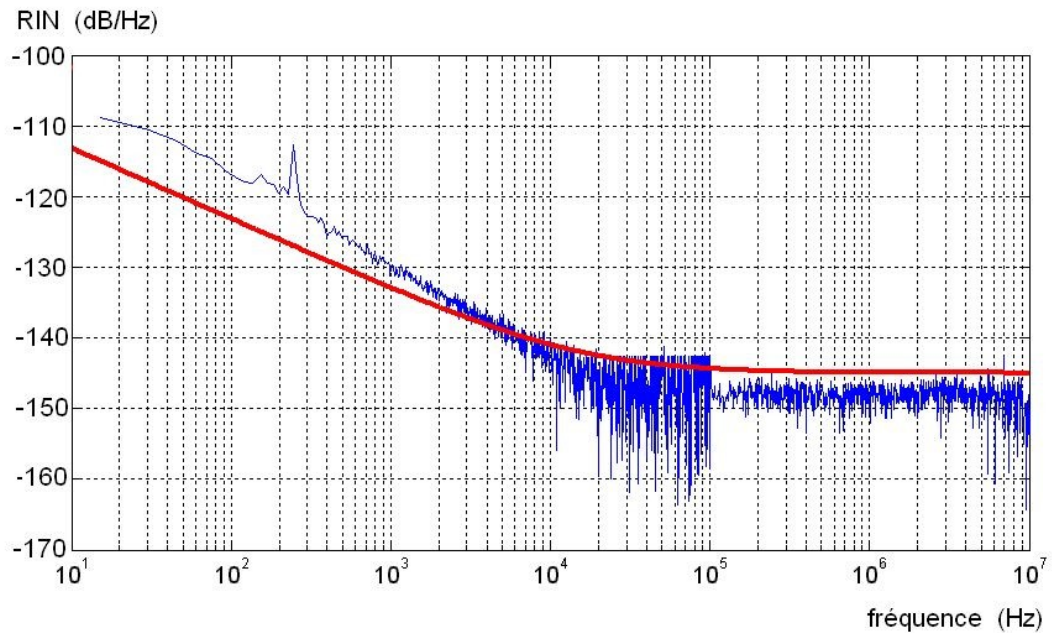


Figure 4.37: Simulation du RIN d'un VCSEL monomode en basse fréquence $l=6\text{th}$

4.4 - Conclusion

Nous avons réalisé un banc de mesures de RIN en hautes fréquences qui nous a permis d'effectuer de très bonnes mesures de 1MHz à 12GHz pour les VCSELs multimodes dont le bruit d'intensité est important et de 1 GHz à 12GHz sur les VCSELs monomodes. Confrontés aux problèmes propres des mesures de bruit dans les lasers de faible puissance, nous avons dû faire face par ailleurs à la très forte sensibilité des VCSELs à la réinjection optique.

Finalement nous avons caractérisé le bruit d'intensité de différents types de VCSELs monomodes dont le RIN est faible, et multimodes dont le RIN est plus élevé. Sur ces VCSELs, nous avons constaté une élévation très importante du niveau de RIN vers les basses fréquences.

Nous avons validé par ces mesures les modèles établis aux chapitres 2 et 3 et qui ont été mis en oeuvre par l'intermédiaire de schémas électriques équivalents. Le modèle bimode a démontré son efficacité pour la modélisation du RIN de VCSELs multimodes sur l'intégralité de la bande de mesure (1MHz- 12GHz). Le modèle monomode a démontré une efficacité remarquable sur toute la bande de fréquence étudiée (10Hz – 12GHz).

Références

- [1] L. A. Coldren, S. W. Corzine, "Diode lasers and photonic integrated circuits", WILEY, 1995.
- [2] A. Bacou, "Caractérisation optique de VCSELs à 850nm pour des applications datacom", Mémoire de Mastère recherche MEMO SUPAERO, Juillet 2005.
- [3] G. P. Agrawal, N. K. Dutta, "Semiconductor lasers", 2nd edition, VAN NOSTRAND REINOLD, 1993.
- [4] K. Petermann, "Laser modulation and noise", KLUWER ACADEMIC PUBLISHER, 1988.
- [5] Angélique Rissons, "Caractérisation et modélisation optoélectronique de diodes laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)", Thèse soutenue à Supaero le 14 octobre 2003.

Chapitre 5 - Influence du bruit d'intensité basse fréquence sur le bruit de phase d'un signal RF modulant directement un VCSEL multimode

Ce chapitre expose une démonstration analytique des mécanismes non-linéaires qui sont responsables du report du bruit d'intensité en basse fréquence vers le pied du signal de modulation. Ce report de bruit est responsable de la dégradation de la pureté spectrale du signal lorsque celui-ci module directement la diode laser. L'aboutissement de cette modélisation permet grâce à quelques simplifications d'obtenir une relation directe, facilement utilisable, entre le bruit de phase et le bruit d'intensité en basse fréquence.

Table des matières

Chapitre 5 - Influence du bruit d'intensité basse fréquence sur le bruit de phase d'un signal RF modulant directement un VCSEL multimode.....151

5.1 - Transmission de signaux de grande pureté spectrale.....	155
5.1.1 - Description du bruit de phase.....	155
5.1.2 - Détection du bruit de phase.....	155
Mesure directe sur un analyseur de spectre.....	156
Méthode du détecteur de phase.....	157
Caractérisation de la pureté spectrale d'un signal sinusoïdal.....	157
5.1.3 - La dégradation du bruit de phase de signaux de référence par le système de transmission.....	158
5.1.4 - Dégradation du bruit de phase par une liaison opto-électronique.....	159
5.2 - Modélisation de la dégradation du bruit de phase par la modulation directe d'un VCSEL.....	161
5.2.1 - Principe de la modélisation.....	161
5.2.2 - Prise en compte des non-linéarités dans les équations d'évolution.....	162
Émission stimulée.....	163
Émission spontanée.....	163
5.2.3 - Équations d'évolution à deux modes linéarisées à l'ordre 2.....	164
5.2.4 - Résolution des équations d'évolution.....	165
5.3 - Établissement d'un lien direct entre le bruit d'intensité et le bruit de phase au pied de la porteuse.....	168
5.3.1 - Traitement des termes non-linéaires.....	168
5.3.2 - Calcul de la relation entre le bruit au pied de la porteuse et le RIN.....	171
5.3.3 - "Extension" au modèle monomode.....	175
5.4 - Validation expérimentale.....	176
5.4.1 - Banc de mesure de bruit de phase.....	176
Présentation générale.....	176
Module Aeroflex PN9500.....	178
Bruits mesurés par le montage.....	178
Simulation du bruit au pied de la porteuse en dBc/Hz.....	179
5.4.2 - Résultats des mesures - Comparaisons avec les simulations.....	180
Bruit propre de l'oscillateur.....	180
Influence du niveau d'injection.....	181
Influence de la profondeur de modulation.....	182

Influence du diamètre de diaphragme d'oxyde.....	182
5.5 - Conclusion.....	184

5.1 - Transmission de signaux de grande pureté spectrale

5.1.1 - Description du bruit de phase

Tout oscillateur, parce qu'il est soumis au bruit thermique ou de grenaille de ses composants, présente une variation stochastique de son amplitude et de sa fréquence d'oscillation.

D'une manière générale, un signal sinusoïdal réel peut être décrit comme:

$$A(t) = [A_0 + a(t)] \cos[\omega_0 t + \Phi_0 + \phi(t)] \quad (5.1)$$

où $a(t)$ représente la variation aléatoire de l'amplitude et $\phi(t)$ la variation aléatoire de phase du signal A .

La stabilité en fréquence (tout comme la stabilité en amplitude) peut être caractérisée selon une approche temporelle (basée sur le calcul de la variance d'Allan ^[1]) ou en calculant la densité spectrale de la variation de phase.

La densité spectrale des fluctuations de phase est définie comme la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation.

$$S_\phi(f) = 2 \int_0^\infty R_\phi(\tau) e^{-j2\pi f \tau} d\tau \quad (5.2)$$

et la fonction d'intercorrélacion $R_\phi(\tau)$ est définie par:

$$R_\phi(\tau) = \langle \phi(t-\tau) \cdot \phi(t) \rangle \quad (5.3)$$

De sorte que :

$$S_\phi(f) = \langle \phi(f)^2 \rangle \quad (5.4)$$

5.1.2 - Détection du bruit de phase

Lorsqu'on examine avec un analyseur de spectre électrique un signal sinusoïdal réel, on obtient une courbe semblable à celle de la figure 5.1. Le bruit au pied de la raie à la fréquence f_0 du signal sinusoïdal comprend à la fois son bruit de phase et son bruit d'amplitude.

Dans le cas d'applications telles que les oscillateurs, le bruit d'amplitude est en général de moindre importance que le bruit de phase. Par convention, la mesure du bruit au pied de la porteuse est couramment appelée bruit de phase du signal sinusoïdal.

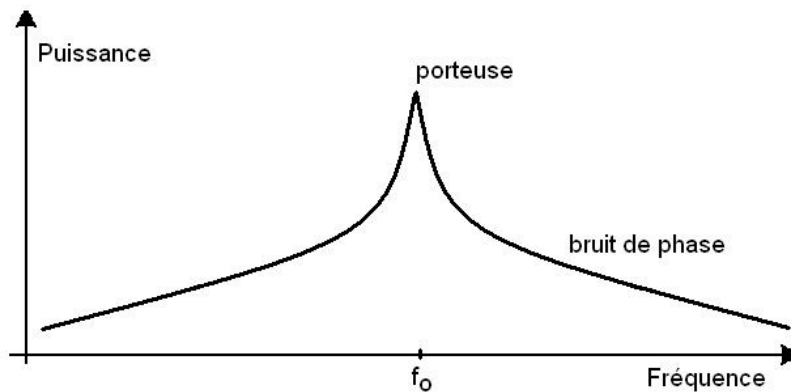


Figure 5.1: Spectre fréquentiel d'un signal sinusoïdal réel

Il existe plusieurs méthodes de mesure du bruit au pied de la porteuse d'un signal. Nous en citerons deux afin de cerner les difficultés de ce type de mesure.

Mesure directe sur un analyseur de spectre

Cette méthode qui est la plus immédiate et la plus facile à mettre en place consiste simplement à utiliser un analyseur de spectre électrique permettant à la fois de mesurer la puissance du signal sinusoïdal et la puissance du bruit au pied de la porteuse.

Pour simple qu'elle soit, cette méthode n'en présente pas moins deux importantes limitations:

- Si la source dérive en fréquence, la mesure du bruit de phase au plus près de la porteuse est impossible.
- La mesure doit être effectuée sur un analyseur de spectre dont l'oscillateur local possède une pureté spectrale telle que son propre bruit sera "transparent" devant celui du signal analysé. Cela est très difficile à réaliser pour un analyseur de spectre étant donné que l'oscillateur local "balaye" toute la bande de mesure et n'est donc généralement pas un oscillateur de très haute pureté spectrale.
- Compte tenu des puissances mises en jeu, l'analyseur de spectre doit présenter une dynamique très importante, permettant dans une même mesure de connaître précisément les puissances du signal et du bruit.

Méthode du détecteur de phase

La détection directe par l'analyseur de spectre présentant de trop fortes limitations à la détection de faible bruit de phase, on préférera utiliser un système plus adapté dit à détecteur de phase qui mélange le signal à mesurer et un signal de référence à la même fréquence, mais en opposition de phase (figure 5.2).

Cette méthode réalise en réalité une down-conversion du bruit au pied de la porteuse. L'oscillateur de référence doit présenter un bruit de phase inférieur d'au moins 10dB à celui du signal mesuré.

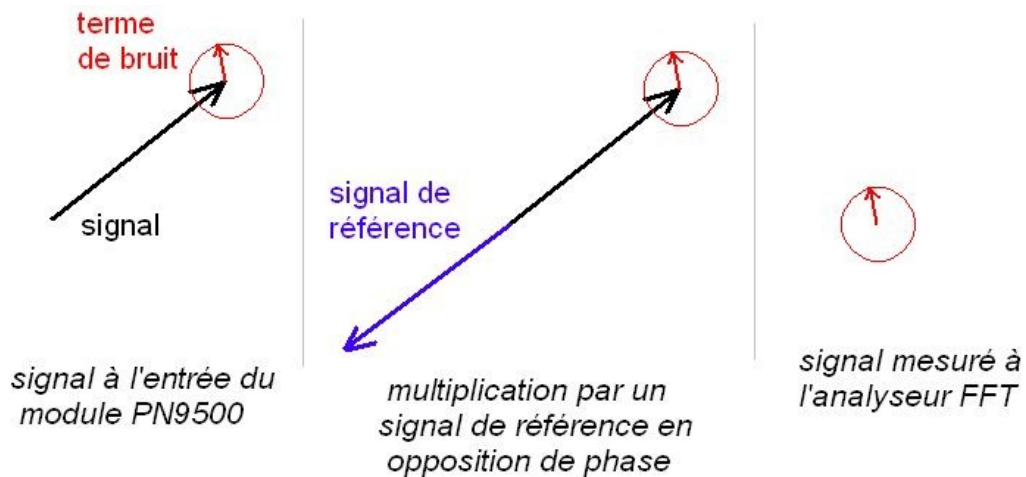


Figure 5.2: Principe de la détection par la méthode du détecteur de phase.
(Représentation en diagramme de Fresnel)

L'ajout d'une boucle à verrouillage de phase (PLL = Phase-Locked Loop) pilotant la source de référence permet de suivre une éventuelle dérive du signal testé et donc de mesurer des bruits de phase au plus près de la porteuse.

Caractérisation de la pureté spectrale d'un signal sinusoïdal

La répartition spectrale du bruit de phase d'un oscillateur est une fonction décroissante de la distance entre le point de mesure et la fréquence centrale du signal (fig. 5.1). Cela est principalement dû au fait que le bruit de phase de l'oscillateur est affecté d'un bruit de type $f^{-\alpha}$ comme à peu près tout système électronique (α pouvant être fonction de la fréquence de mesure).

En conséquence, la qualité spectrale des signaux est mesurée à une distance choisie de la porteuse et la puissance du bruit sur 1Hz est donnée relativement à celle de la porteuse. Par exemple, l'oscillateur que nous avons utilisé pour moduler directement le VCSEL possède un bruit de phase de -140dBc/Hz à 10kHz. L'unité dBc fait référence au rapport à la porteuse (porteur).

Comparer le bruit de phase de deux signaux n'a de sens que si le point de comparaison (l'écart à la porteuse) est identique.

5.1.3 - La dégradation du bruit de phase de signaux de référence par le système de transmission

Dans le cadre de l'étude de la modulation directe de VCSEL par un signal de haute pureté spectrale, notre problématique peut dans un premier temps être rapportée au cas général de toute transmission de signal. Une chaîne de transmission peut toujours être découpée en trois éléments distincts (fig. 5.3). Chacun de ses éléments, bruyant et potentiellement non-linéaire, est responsable plus ou moins directement de la dégradation de la pureté spectrale du signal.

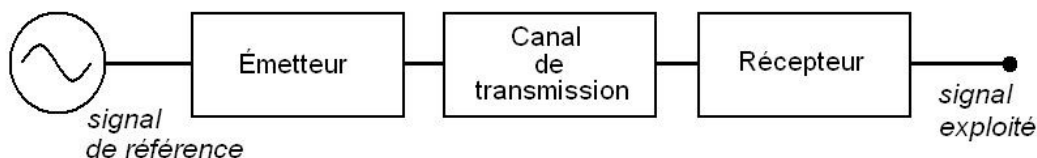


Figure 5.3: Schéma de principe d'une chaîne de transmission d'un signal de référence

Outre le bruit propre des éléments de la chaîne qui vient s'ajouter à celui du signal, ce sont surtout les non-linéarités qui sont responsables des dégradations importantes. En effet, prenons le cas d'un signal $x(t)$ qui traverse un élément non-linéaire, le signal en sortie $y(t)$ sera tel que :

$$y(t) = ax(t) + bx^2(t) + cx^3(t) + \dots \quad (5.5)$$

avec a , b , c , etc ... des constantes propres à la non-linéarité subie.

Si $x(t)$ est la somme d'un signal sinusoïdal et d'un terme de bruit: $x(t) = Xe^{j\Omega t} + n(t)$ alors le signal à la sortie de l'élément non-linéaire est

$$y(t) = a \left(X e^{j\Omega t} + n(t) \right) + b \left[X^2 e^{j2\Omega t} n^2(t) + 2n(t) X e^{j\Omega t} + n^2(t) \right] + \dots \quad (5.6)$$

Le terme additionnel de bruit peut être issu de l'élément non-linéaire lui-même ou avoir été généré par un autre élément en amont de la chaîne de transmission.

Après filtrage il reste :

$$y(t) = X e^{j\Omega t} (a + 2bn(t)) \quad (5.7)$$

On voit que le terme de bruit va intervenir par le biais de la non-linéarité comme une modulation du signal de référence. Ce résultat, connu sous le nom d'inter-modulation est de première importance, puisqu'il entraîne que la composante spectrale du bruit $n(\omega)$ telle que $\omega \ll \Omega$ va générer un bruit en $\Omega \pm \omega$ d'amplitude bXn ⁽ⁱ⁾.

Ce phénomène n'est pas spécifique à la non-linéarité d'ordre 2; dans les applications où la linéarité du signal est le facteur déterminant (CATV dans le domaine opto-électronique par exemple), c'est l'inter-modulation d'ordre 3 qui pose problème.

Étendue à l'ensemble du spectre de bruit, cette transformation va "reporter" le bruit aux basses fréquences vers le pied de la porteuse où il pourra très difficilement être filtré (fig 5.4).

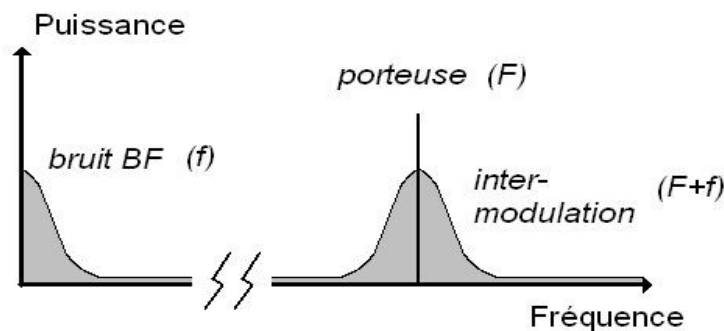


Figure 5.4: Principe du report du bruit basse fréquence au pied de la porteuse par inter-modulation

Finalement, on voit que la double action du bruit des éléments de la liaison, et en particulier le bruit en basse fréquence, et des diverses non-linéarités que rencontre le signal à travers la liaison, peut dégrader fortement la pureté spectrale du signal initial.

(i) n est ici l'amplitude de la transformée de Fourier du signal $n(t)$ à la fréquence ω

5.1.4 - Dégradation du bruit de phase par une liaison opto-électronique

Intéressons nous maintenant au cas particulier d'une liaison opto-électronique. Nous nous contenterons d'étudier des liaisons basiques ne comprenant ni répéteur ni amplificateur optique.

L'émetteur est une diode laser, modulée directement. Le cas d'une diode suivie d'un modulateur externe, bien que lui même soumis à ses propres non-linéarités ne sera pas étudié. En effet, l'intérêt principal des VCSELs réside dans leur faible coût. Or leur bande passante élevée en modulation directe permet à priori de se passer d'un élément extérieur supplémentaire pour la modulation du faisceau laser.

Le canal de transmission est une fibre optique en silice.

Le récepteur est une diode PIN, éventuellement suivie d'un système d'amplification.

Si on cherche à appliquer les résultats exposés au paragraphe précédent à ce type de liaison, il convient dans un premier temps de recenser les non-linéarités et les sources de bruit additionnelles dans ces trois éléments.

Les bruits dans les photodiodes sont de deux types comme nous l'avons vu au chapitre 4: le bruit d'obscurité et le bruit de grenaille (ou bruit Schottky)^[2]. Le photodétecteur n'est pas à proprement parlé l'élément le moins bruyant de la liaison comme nous avons pu le constater lors des mesures de RIN. Heureusement, ses non-linéarités sont très faibles^[3], à comparer même avec les lasers les plus linéaires disponibles que ne sont certainement pas les VCSELs.

Bien que, rappelons le, du bruit aux basses fréquences de type $1/f$ y ait été mesuré^[4], les fibres optiques ne peuvent pas être considérées comme des éléments bruyant comparées à l'émetteur et au récepteur. Les fibres optiques présentent des effets non-linéaires qui sont de type^[5]

$$n = n_0 + n_2 |E|^2 \quad (5.8)$$

n étant l'indice du matériau, n_0 la partie linéaire de cet indice, n_2 le coefficient de non-linéarité et E le champ électrique qui se propage.

Mais la dépendance de l'indice au champ électrique est excessivement faible et il faut plusieurs centaines de kilomètres pour pouvoir en mesurer l'effet sur le signal.

Il ne reste plus comme non-linéarité sensible au niveau de la liaison que l'émetteur, c'est à dire la diode laser. On a vu que, généré par le phénomène de "spectral hole burning", la compression du gain entraînait un fort effet non-linéaire. De plus, les lasers étant naturellement des sources de bruit d'intensité en basse fréquence on va nécessairement avoir un report de ce bruit au pied de la porteuse, que ce soit avec un laser à émission par la tranche^[6] ou à émission par la surface tel le VCSEL.

Au final comme le montre la figure 5.5, le bruit au pied de la porteuse est finalement la résultante de trois contributions :

- le bruit propre du signal modulant, généralement assez faible,
- le bruit d'intensité apporté par le laser, il est caractérisé par le RIN de la diode,
- le bruit basse fréquence qui est reporté au pied de la porteuse par inter-modulation.

Constatant que la diode laser est l'élément prédominant affectant la pureté spectrale de la liaison, notre objectif est donc de développer un modèle de dégradation du bruit de phase d'un signal modulant directement un VCSEL.

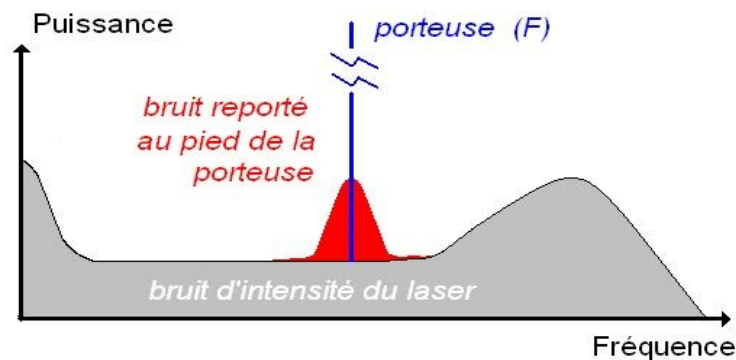


Figure 5.5: Sources de bruits apportées à une porteuse de référence par la modulation directe d'une diode laser

5.2 - Modélisation de la dégradation du bruit de phase par la modulation directe d'un VCSEL

5.2.1 - Principe de la modélisation

Le modèle présenté dans ce chapitre est basé sur les équations d'évolution aux électrons et aux photons. Jusqu'à présent, c'est à dire dans les chapitres 2 et 3, nous avons systématiquement linéarisé les équations d'évolution en petit signal.

Comme nous venons de l'expliquer, la dégradation du bruit de phase lors de la modulation d'une diode laser est un phénomène non-linéaire. Il va donc nous falloir prendre en compte des effets non-linéaires dans les équations d'évolution. Pour des raisons évidentes de simplicité, nous nous limiterons à des non-linéarités du second ordre.

Nous avons pris le parti de présenter la démonstration dans le cas de VCSELs multimodes. Ce choix s'explique par deux principales raisons:

Le bruit d'intensité en basse fréquence des VCSELs multimodes est plus important à cause de la compétition de modes, le cas est donc plus critique pour ce genre de VCSELs.

A partir du modèle non-linéaire de VCSELs multimodes il est extrêmement simple de passer au modèle monomode, car il suffit d'annuler un des deux modes. Les résultats dans le cas monomode seront donnés à la fin de cette section.

5.2.2 - Prise en compte des non-linéarités dans les équations d'évolution

Notre point de départ est donc les équations d'évolution du VCSEL multimode (éqs. 3.5 et 3.6) limitées à deux modes et qui sont reportées ici (5.9 à 5.11)

$$\frac{dP_1}{dt} = N_w G_1 P_1 + N_w \Gamma \beta B N^2 - \frac{P_1}{\tau_p} + F_1(t) \quad (5.9)$$

$$\frac{dP_2}{dt} = N_w G_2 P_2 + N_w \Gamma \beta B N^2 - \frac{P_2}{\tau_p} + F_2(t) \quad (5.10)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{qN_w} - (A + BN)N - G_1 P_1 - G_2 P_2 + F_N(t) \quad (5.11)$$

Quand on analyse ces équations d'évolution, on peut différencier deux types de non-linéarités:

Celles qui sont dues au gain, $G_n P_n$ avec $G_n = f_{NL}(N, P_1, P_2)$ que l'on retrouve dans les trois équations.

Celles qui sont dues à l'émission spontanée et qui sont de type N^2 .

Concernant le second type de non-linéarité, il nous faut faire un distinguo entre l'équation d'évolution aux porteurs et celle relative aux photons. En effet, compte tenu du facteur β , la contribution non-linéaire apportée par l'émission spontanée est négligeable devant celle apportée par le gain dans les équations aux photons.

Les grandeurs de fonctionnement de la diode laser (I, N, P_n) sont soumises à de faibles variations ($\Delta I, \Delta N, \Delta P_n$) autour de leur valeur moyenne ($\bar{I}, \bar{N}, \bar{P}_n$) de la même façon que dans les chapitres précédents (éq.), mais cette fois nous ne linéarisons les équations d'évolution qu'au second ordre.

Pour plus de simplicité, étudions les termes non-linéaires un par un.

Émission stimulée

L'expression du terme d'émission stimulée pour le mode 1 devient:

$$G_1 = (\bar{N} + \Delta N - N_{tr}) \left[g_0 - \kappa_0 (\bar{P}_1 + \Delta P_1) - \kappa (\bar{P}_2 + \Delta P_2) \right] \quad (5.12)$$

On simplifie cette écriture en regroupant les termes :

$$G_1 = \bar{G}_1 + \Delta G_1 - \kappa_0 \Delta N \Delta P_1 - \kappa \Delta N \Delta P_2 \quad (5.13)$$

avec:

- \bar{G}_1 qui est la valeur moyenne du gain : $\bar{G}_1 = g_{01} (\bar{N} - N_{tr})$.
- ΔG_1 qui est la variation linéaire du gain telle que

$$\Delta G_1 = g_{01} \Delta N - \kappa_0 (\bar{N} - N_{tr}) \Delta P_1 - \kappa (\bar{N} - N_{tr}) \Delta P_2 \quad (5.14)$$

- les deux derniers termes sont eux non-linéaires.

Si on s'intéresse à l'émission stimulée dans son ensemble $G_1 P_1$, on voit qu'elle se décompose en trois éléments:

$$\begin{aligned}
 G_1 P_1 = & \bar{G}_1 \bar{P}_1 && \text{composante continue} \\
 & + \bar{G}_1 \Delta P_1 + \bar{P}_1 \Delta G_1 && \text{linéaire} \\
 & + \Delta G_1 \Delta P_1 - \kappa_0 \bar{P}_1 \Delta N \Delta P_1 - \kappa \bar{P}_1 \Delta N \Delta P_2 && \text{non-linéaire}
 \end{aligned} \tag{5.15}$$

On retrouve exactement le même genre de résultat pour l'émission stimulée du mode 2; il suffit d'inverser les indices.

Émission spontanée

Le terme d'émission spontanée BN^2 dans l'équation aux porteurs devient

$$BN^2 = B \bar{N}^2 + 2B \bar{N} \Delta N + B \Delta N^2 \tag{5.16}$$

On reconnaît ici encore trois composantes, respectivement moyenne, linéaire et non-linéaire.

5.2.3 - Équations d'évolution à deux modes linéarisées à l'ordre 2

On va maintenant introduire les termes non-linéaires développés dans le paragraphe précédent dans les équations d'évolution. Auparavant, les composantes continues seront éliminées en vertu des conditions du régime permanent qui imposent:

$$0 = N_w \bar{G}_1 \bar{P}_1 + N_w \Gamma \beta B \bar{N}^2 - \frac{\bar{P}_1}{\tau_p} \tag{5.17}$$

$$0 = N_w \bar{G}_2 \bar{P}_2 + N_w \Gamma \beta B \bar{N}^2 - \frac{\bar{P}_2}{\tau_p} \tag{5.18}$$

$$0 = \frac{\eta_i \bar{I}}{q N_w} - (A + B \bar{N}) \bar{N} - \bar{G}_1 \bar{P}_1 - \bar{G}_2 \bar{P}_2 \tag{5.19}$$

Lorsqu'on introduit les variations petit signal dans l'équation aux photons du premier mode, en vertu de ce que nous avons décrit plus haut (éq. 5.15), nous allons pouvoir séparer la partie linéaire et non linéaire de cette équation. La partie linéaire est identique à celle qui a été explicitée au chapitre 3 (éq. 3.28). On note $T_1(t)$ la composante regroupant les termes non-linéaires dans l'équation aux photons du mode 1.

$$\boxed{\frac{d \Delta P_1}{dt} = K_1 \Delta N + \Gamma_1 \Delta P_1 - \gamma_{12} \Delta P_2 + F_1(t) + T_1(t)} \quad (5.20)$$

avec:

$$T_1(t) = N_w \left(\Delta G_1 \Delta P_1 - \kappa_0 \bar{P}_1 \Delta N \Delta P_1 - \kappa \bar{P}_1 \Delta N \Delta P_2 \right) \quad (5.21)$$

On obtient un résultat similaire pour la population de photons du mode 2, avec $T_2(t)$ la composante non-linéaire pour le mode 2.

$$\boxed{\frac{d \Delta P_2}{dt} = K_2 \Delta N + \Gamma_2 \Delta P_2 - \gamma_{21} \Delta P_1 + F_2(t) + T_2(t)} \quad (5.22)$$

avec:

$$T_2(t) = N_w \left(\Delta G_2 \Delta P_2 - \kappa_0 \bar{P}_2 \Delta N \Delta P_2 - \kappa \bar{P}_2 \Delta N \Delta P_1 \right) \quad (5.23)$$

Intéressons nous maintenant à l'équation aux porteurs qui contient trois sources de non-linéarité : l'émission spontanée, et l'émission stimulée de chaque mode. Ici aussi nous séparerons éléments linéaires et non-linéaires, la composante linéaire étant identique à celle décrite au chapitre 3 (éq. 3.27).

Le terme regroupant les éléments non-linéaires sera noté $T_N(t)$.

$$\boxed{\frac{d \Delta N}{dt} = \frac{\eta_i}{qN_w} \Delta I - \Gamma_N \Delta N - G'_1 \Delta P_1 - G'_2 \Delta P_2 + F_N(t) + T_N(t)} \quad (5.24)$$

et pour $n, m = [1,2]$, $m \neq n$:

$$T_N(t) = B \Delta N^2 - \sum_n \Delta G_n \Delta P_n - \kappa_0 \bar{P}_n \Delta N \Delta P_n - \kappa \bar{P}_n \Delta N \Delta P_m \quad (5.25)$$

5.2.4 - Résolution des équations d'évolution

Le système décrit par les équations d'évolution linéarisées est en fait soumis à trois types d'excitations différentes: la modulation du courant de pompe, le bruit d'amplitude et l'inter-corrélation entre signal de modulation et bruit d'amplitude (figure 5.6).

La solution de chacune des équations (5.20), (5.22) et (5.24) est donc une somme de trois signaux: la modulation \tilde{X} , le bruit d'amplitude x et le bruit d'inter-modulation \check{x} .

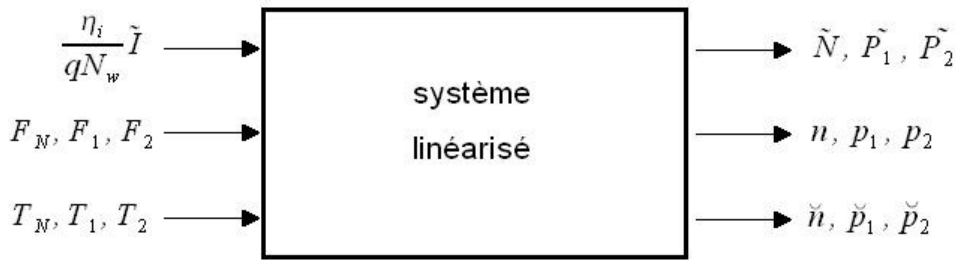


Figure 5.6: Principe de l'action des différentes sources d'excitation sur le système représenté par les équations d'évolution linéarisées au second ordre

On a:

$$\Delta N = \tilde{N} + n + \check{n} \quad (5.26)$$

et

$$\begin{aligned} \Delta P_1 &= \tilde{P}_1 + p_1 + \check{p}_1 \\ \Delta P_2 &= \tilde{P}_2 + p_2 + \check{p}_2 \end{aligned} \quad (5.27)$$

Les équations 5.20 à 5.24 se décomposent en trois parties linéaires, selon le type de signal. Chacune des trois parties fait intervenir l'élément d'excitation qui est la "source" de ce signal et qui lui est propre.

Pour le signal de modulation, la "source" est la variation sinusoïdale du courant de pompe:

$$\begin{aligned}
\frac{d\tilde{N}}{dt} &= \frac{\eta_i}{qN_w} \tilde{I} - \Gamma_N \tilde{N} - G'_1 \tilde{P}_1 - G'_2 \tilde{P}_2 & \text{a)} \\
\frac{d\tilde{P}_1}{dt} &= K_1 \tilde{N} + \Gamma_1 \tilde{P}_1 - \gamma_{12} \tilde{P}_2 & \text{b)} \\
\frac{d\tilde{P}_2}{dt} &= K_2 \tilde{N} + \Gamma_2 \tilde{P}_2 - \gamma_{21} \tilde{P}_1 & \text{c)}
\end{aligned} \tag{5.28}$$

Pour le bruit d'amplitude, ce sont les fonctions de Langevin qui sont à l'origine du signal:

$$\begin{aligned}
\frac{dn}{dt} &= -\Gamma_N n - G'_1 p_1 - G'_2 p_2 + F_N(t) & \text{a)} \\
\frac{dp_1}{dt} &= K_1 n + \Gamma_1 p_1 - \gamma_{12} p_2 + F_1(t) & \text{b)} \\
\frac{dp_2}{dt} &= K_2 n + \Gamma_2 p_2 - \gamma_{21} p_1 + F_2(t) & \text{c)}
\end{aligned} \tag{5.29}$$

Pour le bruit d'inter-corrélation, se sont les éléments non-linéaires T_N , T_1 et T_2 qui sont à l'origine de ce régime de fonctionnement.

$$\begin{aligned}
\frac{d\check{n}}{dt} &= -\Gamma_N \check{n} - G'_1 \check{p}_1 - G'_2 \check{p}_2 + T_N(t) & \text{a)} \\
\frac{d\check{p}_1}{dt} &= K_1 \check{n} + \Gamma_1 \check{p}_1 - \gamma_{12} \check{p}_2 + T_1(t) & \text{b)} \\
\frac{d\check{p}_2}{dt} &= K_2 \check{n} + \Gamma_2 \check{p}_2 - \gamma_{21} \check{p}_1 + T_2(t) & \text{c)}
\end{aligned} \tag{5.30}$$

C'est ce dernier système que nous allons résoudre afin de pouvoir écrire analytiquement les densités spectrales des termes non-linéaires $\langle \check{p}_1^2 \rangle$ et $\langle \check{p}_2^2 \rangle$.

Après transformation de Laplace (dans laquelle Ω fait référence à la fréquence de modulation et ω à celle du bruit basse fréquence impliqué), le système 5.30 peut être simplifié, en reprenant le formalisme développé par Bich-Ha Tran-Thi ^[7]:

$$\begin{aligned} C_{00} \check{p}_1 + C_{01} \check{p}_2 &= T_1(\Omega + \omega) + \frac{K_1 T_N(\Omega + \omega)}{j\Omega + \Gamma_N} \\ C_{10} \check{p}_1 + C_{11} \check{p}_2 &= T_2(\Omega + \omega) + \frac{K_2 T_N(\Omega + \omega)}{j\Omega + \Gamma_N} \end{aligned} \quad (5.31)$$

avec:

$$C_{00} = j\Omega - \Gamma_1 + \frac{K_1 G'_1}{j\Omega + \Gamma_N} \quad (5.32)$$

$$C_{01} = \gamma_{12} + \frac{K_1 G'_2}{j\Omega + \Gamma_N} \quad (5.33)$$

$$C_{10} = \gamma_{21} + \frac{K_2 G'_1}{j\Omega + \Gamma_N} \quad (5.34)$$

$$C_{11} = j\Omega - \Gamma_2 + \frac{K_2 G'_2}{j\Omega + \Gamma_N} \quad (5.35)$$

Les solutions du système 5.31 sont:

$$\check{p}_1 = \frac{\frac{C_{11} K_1 - C_{01} K_2}{j\Omega + \Gamma_N} T_N(\Omega + \omega) + C_{11} T_1(\Omega + \omega) - C_{01} T_2(\Omega + \omega)}{C_{00} C_{11} - C_{01} C_{10}} \quad (5.36)$$

$$\check{p}_2 = \frac{\frac{C_{00} K_2 - C_{10} K_1}{j\Omega + \Gamma_N} T_N(\Omega + \omega) + C_{00} T_2(\Omega + \omega) - C_{10} T_1(\Omega + \omega)}{C_{00} C_{11} - C_{01} C_{10}} \quad (5.37)$$

Devant la complexité de ces expressions, on serait tenter d'être légèrement effrayé, d'autant que les termes non-linéaires T_N , T_1 et T_2 doivent encore être explicités. Nous verrons dans la section suivante que, moyennant certaines approximations, d'importantes simplifications peuvent être faites.

5.3 - Établissement d'un lien direct entre le bruit d'intensité et le bruit de phase au pied de la porteuse

A ce stade de notre démonstration, nous avons fait preuve de la plus grande rigueur dans le développement de nos calculs jusqu'aux relations 5.36 et 5.37. Au risque parfois de supporter des expressions un peu lourdes, notre seule simplification a été la limitation du modèle non-linéaire à l'ordre 2.

Notre but reste l'établissement de relations directes, qui pourraient, par exemple, être utilisées par un logiciel de CAO pour simuler la dégradation du bruit de phase d'un signal de référence transmis par une liaison opto-électronique basée sur un VCSEL. Avec cet objectif, nous allons voir qu'il est possible, au prix d'approximations raisonnables, d'écrire simplement la dégradation du bruit de phase par la modulation directe du VCSEL en fonction du bruit relatif d'intensité (RIN) de celui-ci.

5.3.1 - Traitement des termes non-linéaires

Avant d'insérer les équations 5.26 et 5.27 qui décomposent ΔN et ΔP_n en leur différentes composantes, dans les expressions des sources de non-linéarité 5.21, 5.23 et 5.25, on peut anticiper sur les simplifications les plus évidentes qui vont nous permettre d'obtenir un résultat analytique exploitable.

Les termes prépondérants sont les termes mettant en jeu le bruit d'intensité et la modulation. On négligera naturellement:

les termes *bruit*bruit* et les termes *bruit*inter-modulation* en raison des faibles puissances mises en jeu devant celles des termes *bruit*modulation*,

les termes *modulation*modulation* (= distortion harmonique) et *modulation*inter-modulation*, car les fréquences de ces signaux sont très éloignées du pied de la porteuse.

On notera par ailleurs que la limitation à des non-linéarités du second ordre, simplifie nettement l'expression des termes T_N , T_n qui présentent en fait des non-linéarités jusqu'à l'ordre 3 génératrices de dégradation du spectre au pied de la porteuse.

Compte tenu de ces simplifications évidentes, les termes non-linéaires présents dans les fonctions T_N , T_1 et T_2 vont donner les termes croisés suivants:

$$\begin{aligned}
 \Delta N^2 &\rightarrow 2 \tilde{N} n \\
 \Delta P_1^2 &\rightarrow 2 \tilde{P}_1 p_1 & \Delta P_2^2 &\rightarrow 2 \tilde{P}_2 p_2 \\
 \Delta N \Delta P_1 &\rightarrow \tilde{N} p_1 + \tilde{P}_1 n & \Delta N \Delta P_2 &\rightarrow \tilde{N} p_2 + \tilde{P}_2 n \\
 \Delta P_1 \Delta P_2 &\rightarrow \tilde{P}_1 p_2 + \tilde{P}_2 p_1
 \end{aligned} \tag{5.38}$$

C'est à ce niveau qu'intervient l'ultime simplification de cette démonstration. En effet, tous ces produits croisés ne sont pas équivalents. En particulier, il ressort des simulations (figures 5.7 et 5.8) que, quelle que soit la fréquence et la profondeur de modulation, le terme \tilde{N} est toujours supérieur de 10dB aux termes \tilde{P}_1 et \tilde{P}_2 .

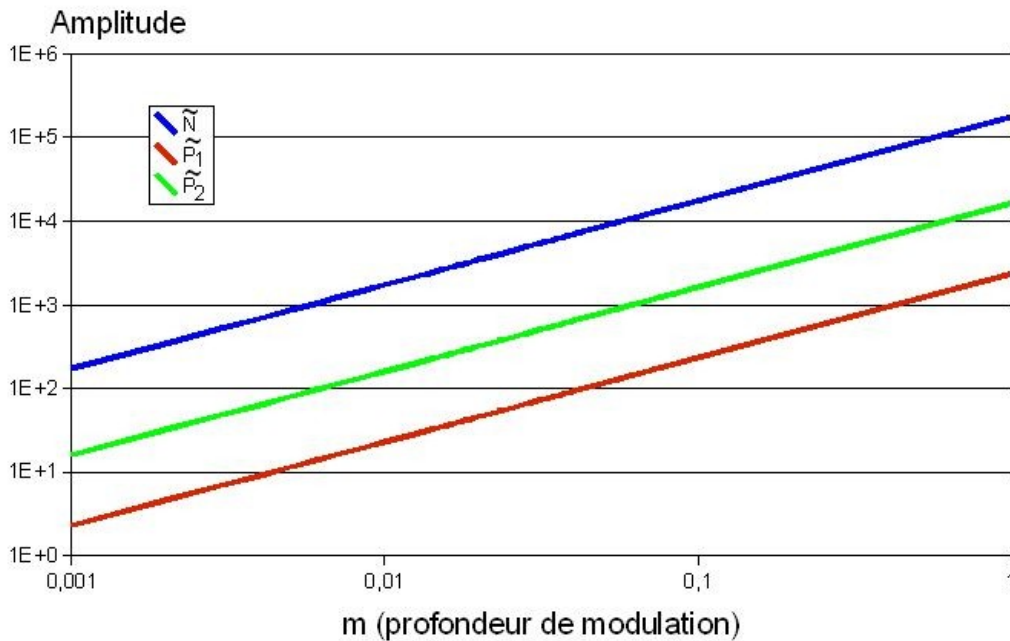


Figure 5.7: Évolution des paramètres de modulation \tilde{N} , \tilde{P}_1 , \tilde{P}_2 , en fonction de la profondeur de modulation ($m = \frac{\tilde{I}}{I}$)

(Fréquence de modulation $F = 1\text{GHz}$ - $\bar{P}_1 / \bar{P}_2 = 2/3$)

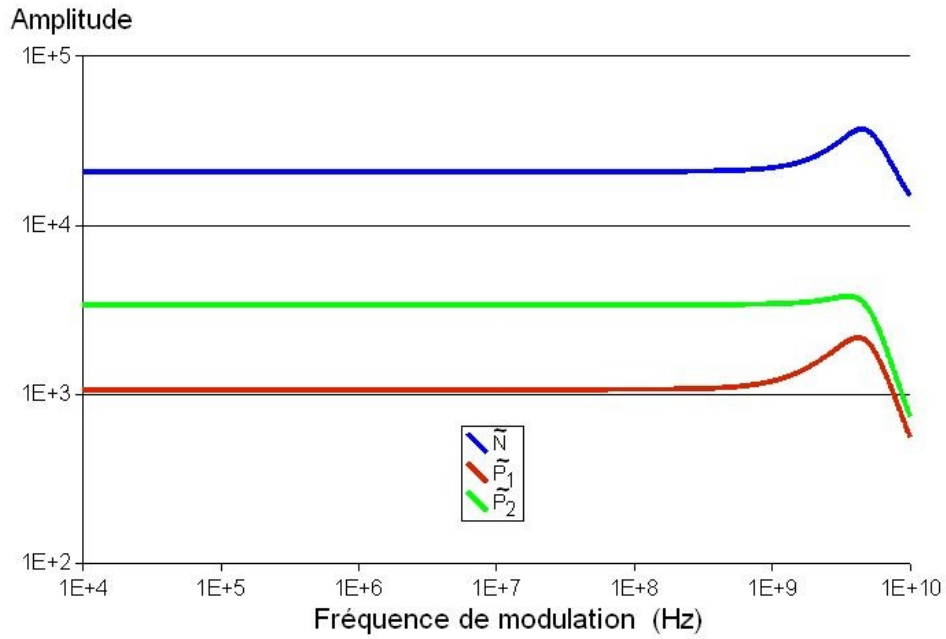


Figure 5.8: Évolution des grandeurs de modulation \tilde{N} , \tilde{P}_1 , \tilde{P}_2 , en fonction de la fréquence du signal modulant

(Profondeur de modulation $m = 30\%$ - $\bar{P}_1 / \bar{P}_2 = 2/3$)

Par ailleurs, d'après Lau et Blauvelt ^[8], en dessous de quelques centaines de MHz, la fluctuation des électrons est beaucoup plus faible que celle des photons.

En prenant en compte ces considérations sur les ordres de grandeur des paramètres mis en jeu, on pourra finalement écrire les fonctions T comme suit:

$$T_N = -\frac{G'_1}{\bar{N} - N_{tr}} \tilde{N} p_1 - \frac{G'_2}{\bar{N} - N_{tr}} \tilde{N} p_2 \quad (5.39)$$

et

$$\begin{aligned} T_1 &= N_w \left(g_{01} - \kappa_0 \bar{P}_1 \right) \tilde{N} p_1 \\ T_2 &= N_w \left(g_{02} - \kappa_0 \bar{P}_2 \right) \tilde{N} p_2 \end{aligned} \quad (5.40)$$

5.3.2 - Calcul de la relation entre le bruit au pied de la porteuse et le RIN

Nous inspirant de travaux menés pour différents types de diodes lasers à émission par la tranche ^{[6], [8], [9]}, nous avons cherché à écrire une relation simple à utiliser entre le bruit d'intensité relatif en basse fréquence et le bruit d'inter-modulation au pied de la porteuse.

Tout d'abord, intégrons les fonctions de termes croisés (5.39 - 5.40) dans les expressions de \check{p}_1 et \check{p}_2 (5.36 et 5.37):

$$\check{p}_1 = k_{11}(\Omega) \cdot p_1(\omega) + k_{12}(\Omega) \cdot p_2(\omega) \quad (5.41)$$

$$\check{p}_2 = k_{21}(\Omega) \cdot p_1(\omega) + k_{22}(\Omega) \cdot p_2(\omega) \quad (5.42)$$

avec

$$k_{11} = \frac{\tilde{N}}{C_{00} C_{11} - C_{01} C_{10}} \left[\frac{C_{01} K_2 - C_{11} K_1}{j\omega + \Gamma_N} \cdot \frac{G'_1}{\bar{N} - N_{tr}} + N_w C_{11} (g_{01} - \kappa_0 \bar{P}_1) \right] \quad (5.43)$$

$$k_{12} = \frac{\tilde{N}}{C_{00} C_{11} - C_{01} C_{10}} \left[\frac{C_{01} K_2 - C_{11} K_1}{j\omega + \Gamma_N} \cdot \frac{G'_2}{\bar{N} - N_{tr}} - N_w C_{01} (g_{02} - \kappa_0 \bar{P}_2) \right] \quad (5.44)$$

$$k_{21} = \frac{\tilde{N}}{C_{00} C_{11} - C_{01} C_{10}} \left[\frac{C_{10} K_1 - C_{00} K_2}{j\omega + \Gamma_N} \cdot \frac{G'_1}{\bar{N} - N_{tr}} - N_w C_{10} (g_{01} - \kappa_0 \bar{P}_1) \right] \quad (5.45)$$

$$k_{22} = \frac{\tilde{N}}{C_{00} C_{11} - C_{01} C_{10}} \left[\frac{C_{10} K_1 - C_{00} K_2}{j\omega + \Gamma_N} \cdot \frac{G'_2}{\bar{N} - N_{tr}} + N_w C_{00} (g_{02} - \kappa_0 \bar{P}_2) \right] \quad (5.46)$$

Notre objectif est en fait d'obtenir une expression de la densité spectrale $\langle \Phi^2(\Omega + \omega) \rangle$ du bruit au pied de la porteuse de fréquence $F = \frac{\Omega}{2\pi}$ du type:

$$\langle \Phi^2(\Omega + \omega) \rangle = \langle \check{p}_1^2 \rangle + \langle \check{p}_2^2 \rangle = |K(\Omega)|^2 \text{RIN}(\omega) \quad (5.47)$$

Or d'après les équations 5.41 et 5.42,

$$\langle \check{p}_1^2 \rangle = |k_{11}|^2 \langle p_1^2 \rangle + |k_{12}|^2 \langle p_2^2 \rangle \quad (5.48)$$

$$\langle \check{p}_2^2 \rangle = |k_{21}|^2 \langle p_1^2 \rangle + |k_{22}|^2 \langle p_2^2 \rangle \quad (5.49)$$

et donc

$$S_{PHI}(\Omega + \omega) = \langle \check{p}_1^2 \rangle + \langle \check{p}_2^2 \rangle = (|k_{11}|^2 + |k_{21}|^2) \langle p_1^2 \rangle + (|k_{12}|^2 + |k_{22}|^2) \langle p_2^2 \rangle \quad (5.50)$$

Étant donné que le RIN peut être défini comme:

$$\text{RIN} = \frac{\langle p_1^2 \rangle + \langle p_2^2 \rangle}{(\bar{P}_1 + \bar{P}_2)^2} \quad (5.51)$$

il est donc nécessaire pour arriver au résultat (5.47), d'avoir égalité entre les termes $|k_{11}|^2 + |k_{21}|^2$ et $|k_{12}|^2 + |k_{22}|^2$. Or il n'y a, à priori, aucune raison pour que cette égalité soit effective; nous nous contenterons donc d'une égalité approchée:

$$|k_{11}|^2 + |k_{21}|^2 \sim |k_{12}|^2 + |k_{22}|^2 \quad (5.52)$$

Nous avons eu ici aussi recours à une simulation pour définir les zones de validité de cette approximation. Sur la figure 5.9, on constate que l'égalité approchée entre les deux termes est valable pour des fréquences de modulation élevées (supérieures à la centaine de MHz) et pour des modes dont les puissances sont comparables, ce qui est le cas à priori pour les VCSELs étudiés comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 3.

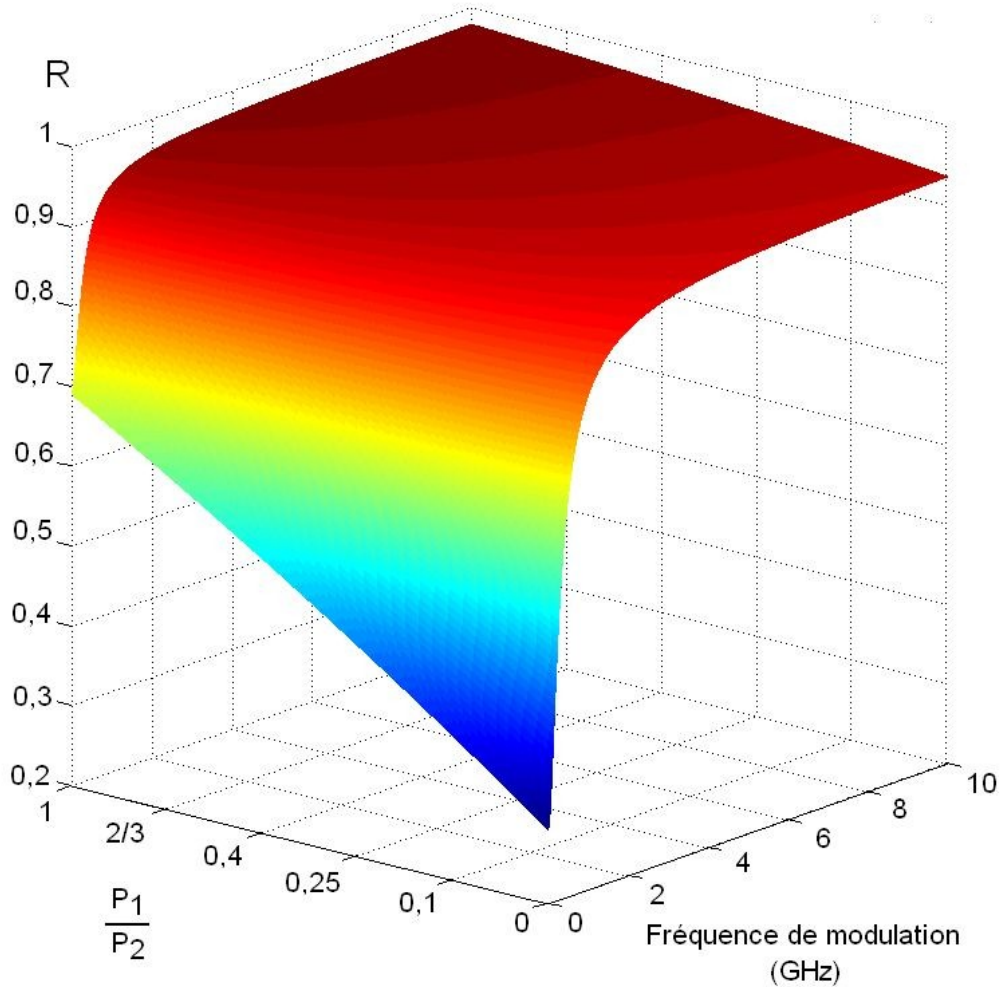


Figure 5.9: Évolution du rapport $R = (|k_{11}|^2 + |k_{21}|^2) / (|k_{12}|^2 + |k_{22}|^2)$ en fonction de la fréquence de modulation et de l'importance relative de chaque mode

Finalement, comme nous le souhaitons, nous pouvons écrire :

$$S_{\phi}(\Omega + \omega) \sim |K(\Omega)|^2 \text{RIN}(\omega) \quad (5.53)$$

avec :

$$|K(\Omega)|^2 = |k_{11}|^2 + |k_{21}|^2 \quad (5.54)$$

On notera que l'élément $K(\Omega)$ n'est pas une constante: c'est une fonction très complexe de la fréquence F et de la profondeur de modulation m , ainsi que du niveau d'injection \bar{I} .

La simulation réalisée pour un VCSEL à diaphragme d'oxyde de diamètre $12\mu\text{m}$, exposée à la figure 5.10, montre que le facteur de conversion du bruit BF vers le pied de la porteuse augmente avec le niveau d'injection (alors que le RIN lui diminue). De même, à injection constante, l'augmentation du taux de la profondeur de modulation entraîne un accroissement du report de bruit. Le facteur K est proportionnel à l'amplitude du signal de modulation.

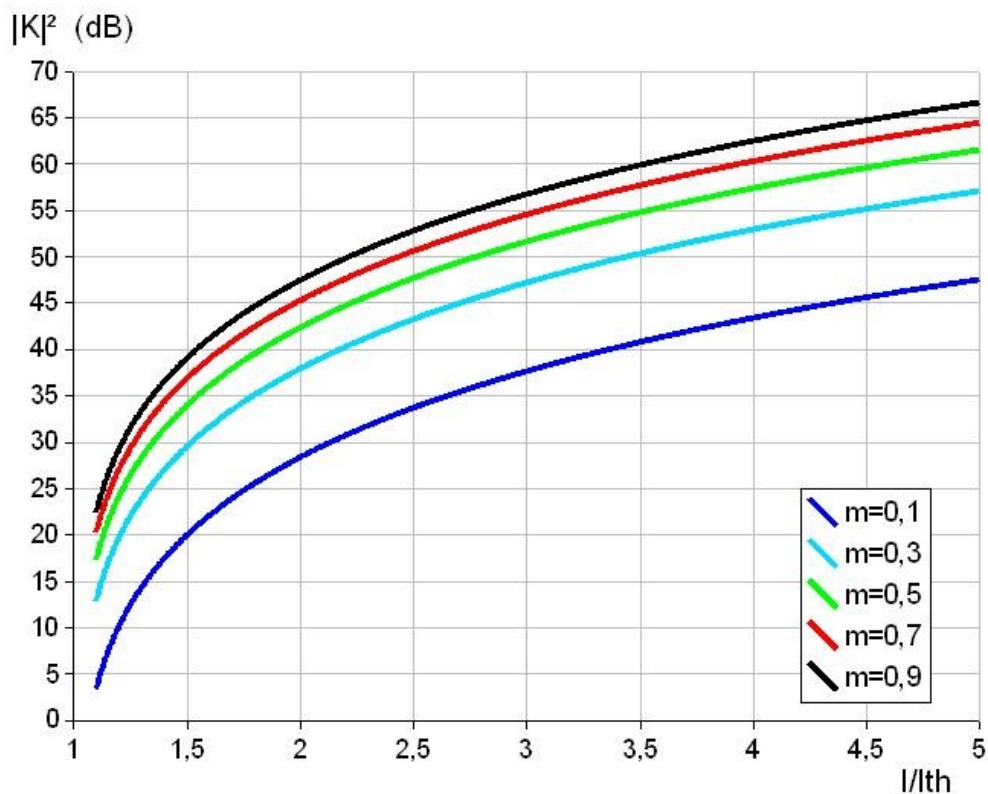


Figure 5.10: Évolution du paramètre de report du bruit K en fonction de l'injection et de la profondeur de modulation ($F = 1\text{GHz}$)

La courbe de la figure 5.11, qui est le résultat de la simulation du même type de VCSEL que précédemment, montre que le report de bruit BF est également sensible à la fréquence de modulation. Le report du bruit basse fréquence est d'autant moins important que cette fréquence est élevée. Toutefois, les résultats de simulation obtenus pour les fréquences inférieures à quelques centaines de Mhz sont à prendre avec circonspection étant donné la validité du modèle à ces fréquences (figure 5.9).

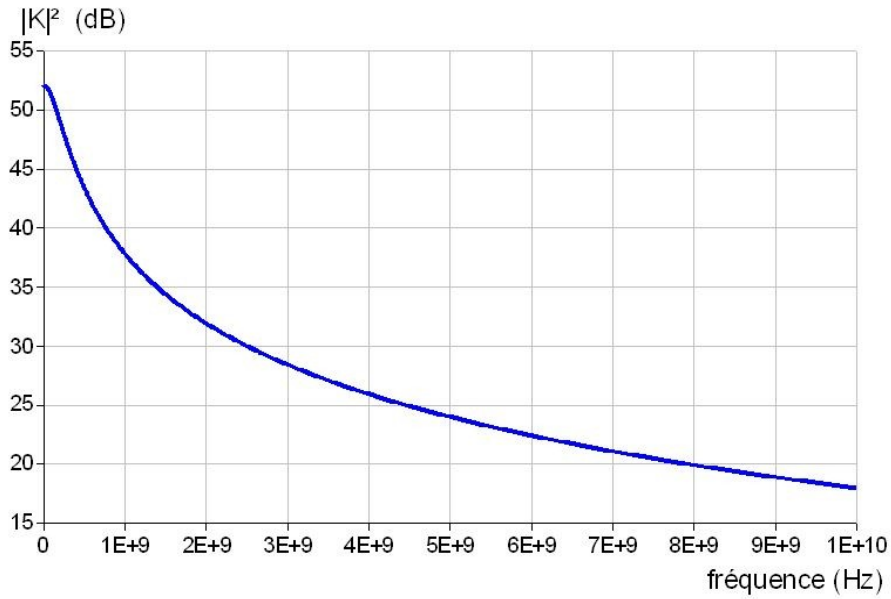


Figure 5.11: Évolution du paramètre de report du bruit K en fonction de la fréquence de modulation ($\bar{I} = 2 I_{th}$; $m=30\%$)

5.3.3 - "Extension" au modèle monomode

Maintenant qu'un modèle bi-mode de VCSEL a été établi, il est très aisé de transposer les résultats obtenus au cas d'un VCSEL monomode. Il suffit en réalité d'annuler les termes relatifs au second mode.

Commençons par la fin, c'est à dire par les équations (5.41) et (5.42)

$$\check{p}_1 = \check{p} = k_{11}(\Omega) \cdot p(\omega) \quad (5.55)$$

$$\check{p}_2 = 0 \quad (5.56)$$

avec

$$k_{11} = \frac{\tilde{N}}{C_{00} C_{11} - C_{01} C_{10}} \left[\frac{-C_{11} K}{j\omega + \Gamma_N} \cdot \frac{G'}{\tilde{N} - N_r} + N_w C_{11} (g_0 - \kappa_0 \bar{P}) \right] \quad (5.57)$$

et

$$C_{00} = j\Omega - \Gamma_P + \frac{KG'}{j\Omega + \Gamma_N} \quad (5.58)$$

$$C_{01} = 0 \quad (5.59)$$

$$C_{10} = 0 \quad (5.60)$$

$$C_{11} = j \Omega \quad (5.61)$$

Soit

$$K_{mono} = \frac{\tilde{N}}{\bar{P}^2} \cdot \frac{\frac{K G'}{\bar{N} - N_{tr}} - N_w (g_0 - \kappa_0 \bar{P})}{\Omega^2 + j \Omega (\Gamma_P - \Gamma_N) + \Gamma_P \Gamma_N + K G'} \quad (5.62)$$

Finalement:

$$S_{\phi} = \langle \check{p}^2 \rangle = |K_{mono}|^2 \text{ RIN} \quad (5.63)$$

On retrouve bien, comme dans le cas de la modélisation bi-mode un lien direct entre le bruit basse fréquence et le bruit reporté aux fréquences de modulation.

5.4 - Validation expérimentale

5.4.1 - Banc de mesure de bruit de phase

Nous avons déjà évoqué les différents principes permettant la mesure du bruit de phase (paragraphe 5.1.2). Devant les limites évidentes de la mesure directe à l'analyseur de spectre, et grâce à la collaboration du groupe Temps-Fréquence du CNES, nous avons utilisé la méthode du détecteur de phase.

Présentation générale

Le montage placé dans une cage de Faraday est le suivant (figure 5.12):

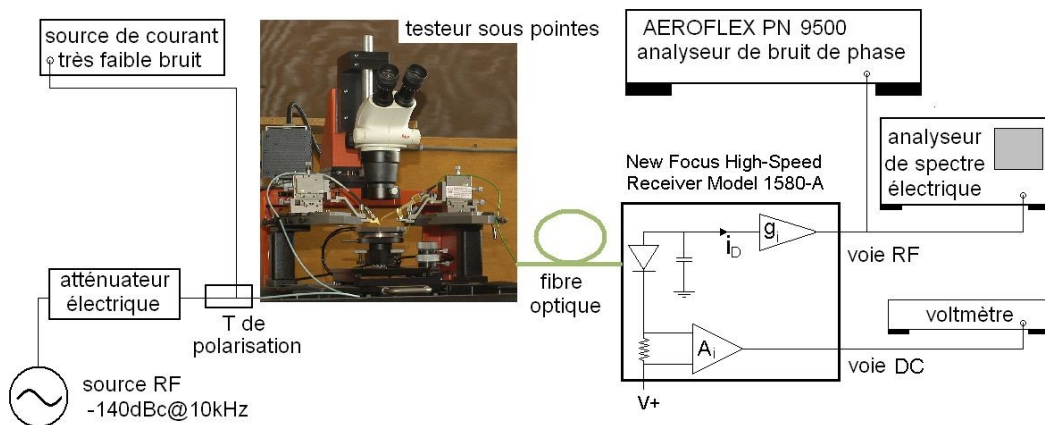


Figure 5.12: Banc de mesure du bruit de phase d'un signal modulant directement un VCSEL

Le VCSEL est un composant de ULM Photonics à diaphragme d'oxyde identique à ceux utilisés pour les mesures du bruit d'intensité. L'accès à la puce est réalisé par des pointes coplanaires HF. Comme dans le cas de mesures de bruit, le faisceau est récupéré par une fibre dénudée placée au dessus de la zone d'émission et dont la surface lentillée permet de limiter les effets du feedback.

La source de courant continu est le modèle LDX-3620 de ILX. Son bruit propre qui est filtré par un filtre passe-bas est donné pour $815\text{pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1kHz.

Le signal de référence est fourni par un oscillateur à quartz OBTAR 507 A 1000 de AR Électronique. Sa fréquence est de 1GHz et son bruit de phase a été mesuré à $-140\text{dBc}@10\text{kHz}$.

Un jeu d'atténuateurs électriques de diverses valeurs permet une latitude sur la profondeur de modulation quelle que soit l'intensité du pompage.

Le photodétecteur placé en bout de fibre est le modèle 1580-A de New Focus. Constitué d'une photodiode PIN dont le matériau est GaAs et d'un amplificateur transimpédance, sa bande passante est donné pour 12GHz, mais nous avons vu au chapitre précédent que 10GHz semblait une valeur plus raisonnable.

Un voltmètre et un analyseur de spectre électrique permettent de contrôler le niveau de puissance continu et RF en sortie du photodétecteur.

Un module Aeroflex PN9500 permet une mesure de phase jusqu'à 10MHz de la porteuse.

Module Aeroflex PN9500

Le module PN9500, prêté par le groupe Temps-Fréquence du CNES, est utilisé dans sa configuration de base. Le signal à mesurer est comparé à un signal de référence généré par l'oscillateur local du module. Une boucle à verrouillage de phase permet de maintenir une opposition de phase entre le signal issu de la modulation du VCSEL et le signal de référence (figure 5.13).

Un amplificateur faible bruit et un convertisseur analogique/numérique permettent de réaliser une FFT de 1Hz à 10MHz.

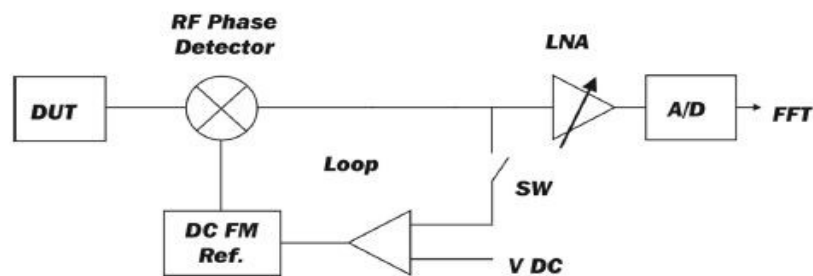


Figure 5.13: Principe de la détection du bruit de phase du module PN9500

Le niveau de bruit de phase minimum permettant la mesure est environ de $-165\text{dBc}@10\text{kHz}$ ^[10], ce qui est inférieur de 25dB au bruit propre de l'oscillateur et donc a fortiori au bruit du signal dégradé par la modulation du VCSEL.

Bruits mesurés par le montage

Le niveau de bruit de l'oscillateur local de référence du module PN9500 étant très faible, il peut être négligé devant celui du signal mesuré. Par contre, la mesure de bruit avec la boucle à verrouillage de phase ne permet pas d'éliminer les bruits apportés par la liaison opto-électronique autour de la fréquence de modulation (figure 5.2).

Ces bruits d'amplitude peut être décomposé en 3 contributions:

- le bruit d'intensité du VCSEL à la fréquence de modulation,
- le bruit de photodétection (bruit d'obscurité + bruit de grenaille),
- le bruit de l'amplificateur transimpédance du photodétecteur.

Il est nécessaire de retrancher à la mesure de puissance P_{mesure} chacune de ces composantes du bruit d'amplitude apporté par la liaison afin d'isoler le bruit reporté au pied de la porteuse. Heureusement, la puissance de ces bruits $P_{liaison}$ peut être mesurée directement à l'analyseur de spectre en l'absence de modulation.

$$P_{bruit\ reporté(dBc/Hz)} = 10 \log \left(\frac{P_{mesurée(dBc/Hz)} \cdot P_{porteuse(W)} - P_{liaison(W/Hz)}}{P_{porteuse(W)}} \right) \quad (5.64)$$

Simulation du bruit au pied de la porteuse en dBc/Hz

Le bruit de phase mesuré, donné par la relation 5.64, est comparé au résultat d'une simulation du modèle bi-mode non-linéaire développé dans ce chapitre.

Cette simulation fait intervenir la mesure du RIN en basse fréquence des VCSELs, dont les résultats ont été exposés au chapitre 4. Pour les raisons que nous avons exposées dans ce chapitre, le RIN n'a pu être mesuré sur les VCSELs multimodes qu'à partir de 1MHz. Nous avons donc pris le parti de considérer que le RIN des VCSELs multimodes est blanc aux plus basses fréquences, et ce, jusqu'à ce que le bruit en $1/f$ devienne prépondérant.

Cette hypothèse, est accréditée par les résultats de simulations du modèle que nous avons développé au chapitre 3.

Par ailleurs, l'oscillateur de référence que nous avons utilisé pour réaliser les mesures présentant un bruit en $1/f^3$, les mesures aux très basses fréquences ne permettent pas de mesurer la dégradation du signal. Nous nous contenterons donc de simuler le niveau de bruit reporté au pied de la porteuse dans une gamme de fréquence limitée permettant une approximation du bruit d'intensité reporté au pied de la porteuse en tant que bruit blanc.

$$S_{\phi [dBc/Hz]} = \frac{|K|^2 \text{RIN}}{\left(\tilde{P}_1^2 + \tilde{P}_2^2 \right)} \quad (5.65)$$

5.4.2 - Résultats des mesures - Comparaisons avec les simulations

Bruit propre de l'oscillateur

Dans un premier temps, nous avons effectué une mesure du bruit de phase de l'oscillateur (figure 5.14). Cette mesure permet d'abord de vérifier la validité des conditions expérimentales (efficacité de la cage de Faraday, absence d'éléments rayonnants dans la pièce), et ensuite de valider les caractéristiques fournies par le fabricant de l'oscillateur.

Finalement, le niveau de bruit propre de l'oscillateur nous sert de référence, puisque nous cherchons à déterminer la dégradation due à la modulation directe du VCSEL, c'est à dire l'écart de bruit de phase entre la source du signal et le signal reçu après avoir traversé la liaison optoélectronique.

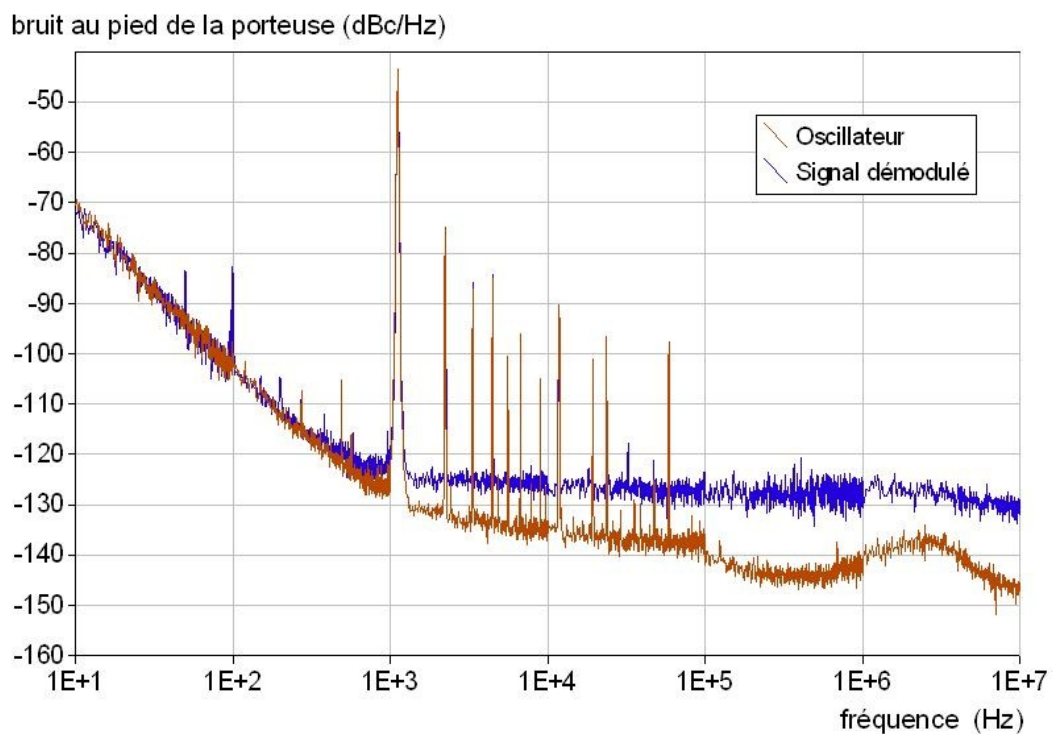


Figure 5.14: Comparaison du bruit propre de l'oscillateur à quartz et du bruit au pied du signal démodulé après transmission optoélectronique

On remarque, sur la courbe de la figure 5.14, que le niveau de bruit que nous mesurons dans les conditions de mesures citées précédemment est légèrement plus élevé que celui annoncé par le constructeur (à 10kHz de la porteuse, -135dBc au lieu de -140dBc). Par ailleurs, on observe une raie importante autour de 1kHz, ainsi qu'un certain nombre de raies moins importantes qui sont sensibles jusqu'à 70kHz de la porteuse.

Le bruit de phase propre de l'oscillateur se dégrade très rapidement vers les basses fréquences, avec une pente que l'on peut mesurer en f^{-3} . Cette caractéristique en basse fréquence représente une limitation du dispositif de mesure puisque, comme nous l'avons vu au chapitre 2 et vérifié au chapitre 4, la caractéristique en bruit d'intensité des VCSEL est de type f^{-1} . Il sera donc impossible de mesurer des bruits de phase en très basse fréquence avec cet oscillateur, le bruit de la liaison se trouvant noyé dans le bruit propre de l'oscillateur.

Influence du niveau d'injection

Un des paramètres importants de la variation du niveau de bruit reporté au pied de la porteuse est le niveau de courant injecté dans la zone active.

En effet, compte tenu de l'origine non-linéaire du phénomène de transposition du bruit basse fréquence au pied de la porteuse, le point de polarisation joue un rôle important sur la linéarité.

Les résultats de mesure (figure 5.15) montrent que le niveau de bruit reporté décroît avec l'augmentation du courant de polarisation. L'écart de quelques dB est principalement dû au niveau du RIN basse fréquence qui est plus faible aux fortes polarisations (cf. Chapitre 4).

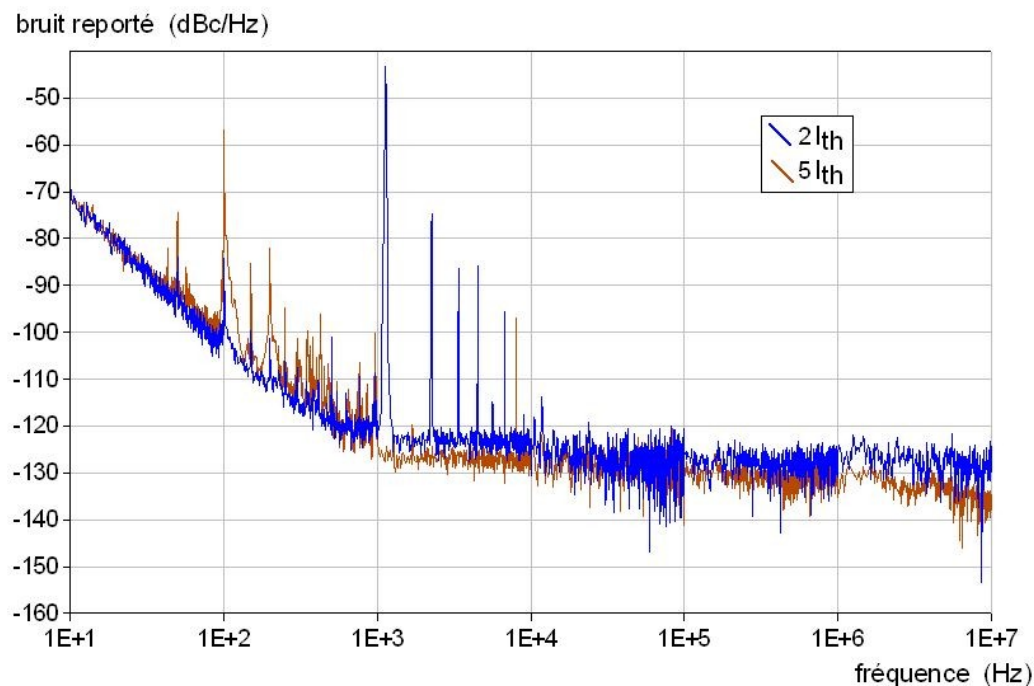


Figure 5.15: Mesure du bruit reporté au pied de la porteuse pour deux niveaux d'injection différents ($\varnothing=12\mu\text{m}$, $m=30\%$)

Cette tendance est corroborée par la modélisation, dont la mise en oeuvre, à partir du niveau de RIN mesuré pour plusieurs niveaux d'injection est présentée au tableau 5.1.

I/I_{th}	2	3	4	5
Bruit reporté (dBc/Hz@1MHz)	-132,1	-133,2	-135,3	-137,4

Tableau 5.1: Simulation de l'évolution du niveau de bruit reporté au pied de la porteuse en fonction du courant de pompage ($\varnothing=12\mu, m=30\%$)

Influence de la profondeur de modulation

Les résultats de mesure, pour un VCSEL dont le diamètre d'ouverture d'oxyde est $12\mu\text{m}$, polarisé à deux fois le courant de seuil, ne laissent pas apparaître de différence entre un taux de modulation $m=50\%$ et $m=30\%$.

Si ce résultat est conforme à la simulation, nous regretterons quand même le manque de précision des mesures

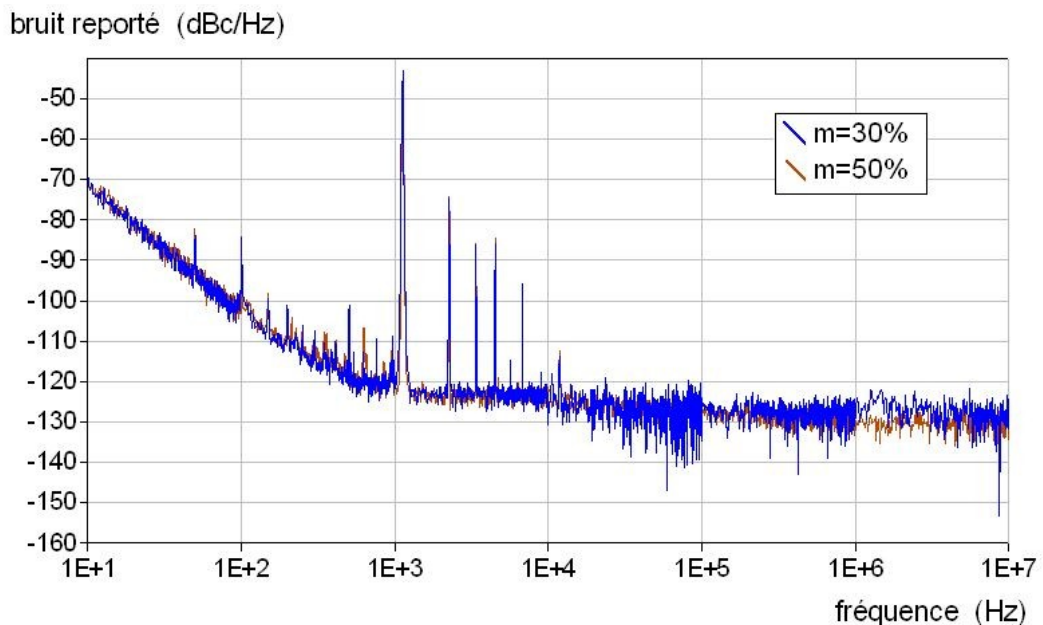


Figure 5.16: Comparaison du bruit reporté au pied de la porteuse pour différentes profondeurs de modulation

Influence du diamètre de diaphragme d'oxyde

Plusieurs VCSELs de diamètre de diaphragme d'oxyde différents ont été mesurés. Pour chaque VCSEL des mesures ont été faites à plusieurs niveaux d'injection.

Les niveaux d'injection choisis sont normalisés par rapport au courant seuil I_{th} , afin que la comparaison entre les différentes structures soit possible. Comme on le voit sur la figure 5.17, la sensibilité offerte par les mesures de bruit de phase ne permet pas de mesurer la différence entre le bruit reporté par chaque type de VCSEL sur toute la bande de mesures. Toutefois, en se limitant à la dernière décade, on note une augmentation du bruit reporté au pied de la porteuse lorsque le diamètre d'ouverture d'oxyde augmente.

Cette tendance est cohérente avec le résultat de simulation présenté au tableau 5.2 qui montre que le niveau de bruit reporté est une fonction croissante du diamètre d'ouverture d'oxyde.

\varnothing (μm)	10	12	20
Bruit reporté (dBc/Hz @1MHz)	-135	-133	-129

Tableau 5.2: Simulation de l'évolution du niveau de bruit reporté au pied de la porteuse en fonction du diamètre d'ouverture d'oxyde ($I/I_{th}=2$, $m=50\%$)

bruit reporté au pied de la porteuse (dBc/Hz)

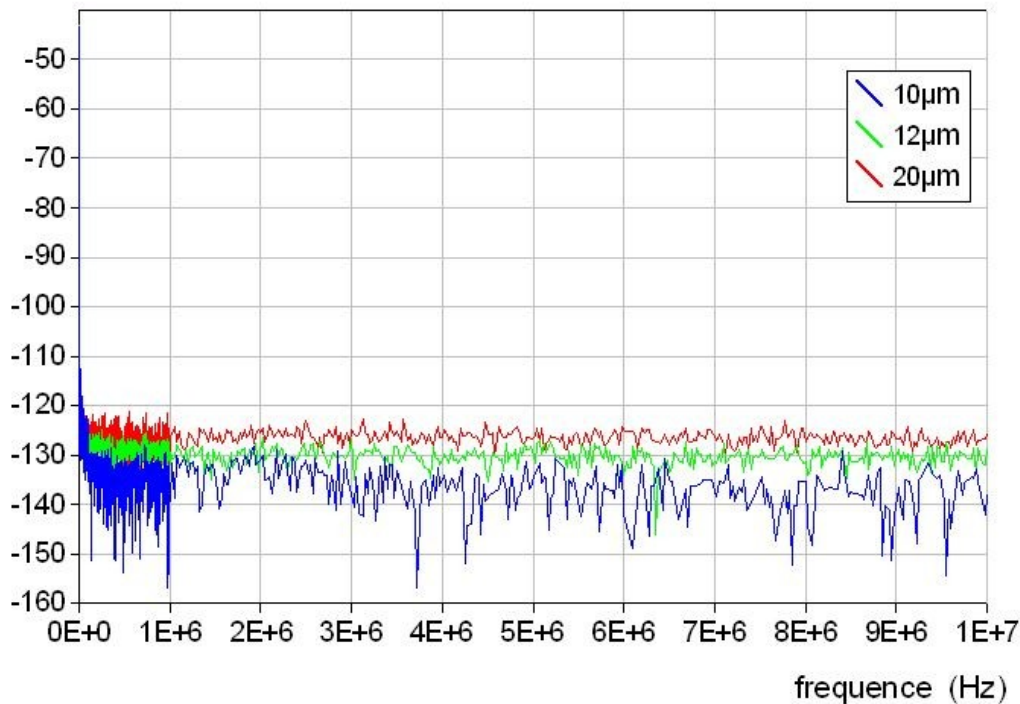


Figure 5.17: Comparaison du bruit excédentaire reporté au pied de la porteuse pour différents diamètres d'ouverture d'oxyde ($I = 2 I_{th}$, $m = 50\%$)

Les mesures présentées à la figure 5.17, peuvent laisser penser que l'écart entre le bruit au pied de la porteuse pour différents types de VCSELs est légèrement plus important que celui donné par la simulation (Tableau 5.2).

Cela ne doit pas nous étonner: en effet, les mesures de spectres optique sur ces différents VCSEL démontrent que le nombre de modes est d'autant plus important que le diamètre est grand. L'accroissement du nombre de modes est responsable d'effets non-linéaires supplémentaires. Or le modèle que nous avons utilisé prend en compte exclusivement deux modes, quel que soit le diamètre d'ouverture d'oxyde du VCSEL.

5.5 - Conclusion

A partir d'une démarche similaire à celle que nous avons utilisée pour la modélisation de VCSELs, basée sur les équations d'évolution, nous avons explicité les non-linéarités qui affectent les relations entre les photons et les électrons dans la zone active.

Nous avons démontré comment ces effets non-linéaires sont responsables du report de bruit d'amplitude basse fréquence vers le pied du signal modulant.

Le développement du modèle non-linéaire nous a permis d'établir moyennant quelques simplifications une relation directe et facilement utilisable entre le bruit d'amplitude basse fréquence et le bruit aux fréquences de modulation.

Nous avons développé un banc de mesure permettant la mesure du bruit au pied de la porteuse de quelques Hz jusqu'à 10MHz.

Les mesures effectuées nous ont permis de valider notre modèle pour différents VCSELs de diaphragme d'oxyde variable et sous divers niveaux d'injection.

Références

- [1] M. Kaba, "Étude approfondie et réalisation d'un oscillateur opto-microondes pour applications fibrées à 1550nm", Thèse soutenue à SUPAERO le 2 Octobre 2003.
- [2] M. Savelli, J. Comallonga, L. Boggiano, "Bruit de fond et mesures", Techniques de l'ingénieur, E 1150 - R 310.
- [3] K. J. Williams, R. D. Esman, M. Dagnais, "Nonlinearities in p-i-n microwave photodetectors", Journal of lightwave technology, vol. 14, no. 1, Janvier 1996.
- [4] A. J. van Kemenade, P. Hervé, L. K. J. Vandamme, "1/f noise in the extinction coefficient of an optical fibre", Electronics letters, vol. 30 no. 16, Août 1994.
- [5] D. Marcuse, A.R. Chraplyvy, W. Tkach, "Effect of fiber nonlinearity on long-distance transmission", Journal of lightwave technology, vol. 9, no. 1, Janvier 1991.
- [6] M-B. Bibey, F. Deborgies, M. Krakowski, D. Mongardien, "Very low phase-noise optical links -- Experiments and theory", IEEE transactions on microwave theory and techniques, vol. 47, no. 12, Décembre 1999.
- [7] Bich-Ha Tran Thi, "Modélisation du bruit d'intensité des lasers InGaAsP. Étude de la translation du bruit basse fréquence dans la bande du signal de modulation", Thèse soutenue à Supaero le 16 décembre 1997.
- [8] K. Y. Lau, H. Blauvelt, "Effect of low-frequency intensity noise on high-frequency direct modulation of semiconductor injection lasers", Appl. Phys. Lett. **52** (9), Février 1988.
- [9] M-B. Bibey, "Transmission optique d'un signal hyperfréquence à haute pureté spectrale", Thèse soutenue à l'Université des sciences et technologies de Lille, le 25 novembre 1998.
- [10] "Phase noise PN9500 - Wideband noise and jitter analyzer", Document commercial AEROFLEX, disponible sur www.aeroflex.com, Part No. 46891/173, Issue 1, Juin 2004.

Conclusion

En conclusion de ce travail, il est nécessaire de revenir sur le contexte qui lui a fait voir le jour. L'importance prise, jour après jour, dans l'ensemble des domaines de l'optoélectronique par les émetteurs à cavité verticale, c'est à dire principalement les VCSELs, entraîne une demande importante de connaissance des propriétés physiques de ces diodes laser. Depuis 5 ans maintenant, le laboratoire MOSE en a fait un des axes prioritaires de ses travaux. Basée sur la modélisation physico-électrique des VCSELs, notre travail a consisté à caractériser et à modéliser deux phénomènes susceptibles de dégrader la qualité d'un signal transmis par modulation directe d'un VCSEL: le bruit d'intensité relatif (RIN) tout d'abord, et la dégradation du bruit de phase par l'intermédiaire de phénomènes non-linéaires.

Nous avons dans un premier temps répertorié les différents types de VCSELs, ainsi que leur principales qualités comparées. Nous avons observé les dernières évolutions pour ce type d'émetteurs promettant une augmentation de la puissance émise, une meilleure monochromaticité du faisceau, ou une émission aux longueurs d'ondes télécoms. Nous nous sommes penché sur les différentes applications qui font le succès des VCSELs dans des secteurs variés de l'industrie, des réseaux informatiques à la médecine en passant par les têtes de lecture de DVD.

Nous avons ensuite établi un modèle physique, basé sur les équations d'évolution et intégrant les fonctions de Langevin pour la modélisation des phénomènes stochastiques. Ce modèle en signal et en bruit, spécifique à la structure des VCSELs AlGaAs, a été développé afin de pouvoir prendre en compte l'émission multimode de la plupart de ces émetteurs. Un schéma électrique équivalent a été établi, mettant en jeu des sources équivalentes de bruit en tension et en courant, dont le rôle est la modélisation du bruit d'intensité. Ce modèle électrique de la cavité des VCSELs, monomode ou bimode, a été intégré dans un modèle plus global prenant en compte les réflecteurs de Bragg. L'ensemble est susceptible d'être un outil puissant de modélisation, à l'aide d'un logiciel de CAO, de liaisons optoélectroniques basées sur des VCSELs à diaphragme d'oxyde.

Afin de valider les différents modèles, monomode et multimodes, nous avons mis en place un banc de mesures de bruit d'intensité de VCSELs à 850nm sous pointes. Placé dans une cage de Faraday, celui-ci nous a permis de réaliser des mesures dans une très large bande de fréquence de 1MHz à 12GHz. Le RIN de différents VCSELs à diaphragme d'oxyde, à émission monomode ou multimode a été caractérisé, certaines relations importantes entre les caractéristiques en bruit et le courant de polarisation ont été établies. Malgré certains désagréments, imputables notamment à la réinjection optique, ces mesures nous ont permis de valider le modèle physico-électrique des VCSELs sur une large bande de fréquence. Dans le cas des VCSELs monomodes, une caractérisation en très basse fréquence (réalisée au CEM² de Montpellier) nous a permis une validation sur l'ensemble du spectre électrique.

Finalement, à partir du modèle physique représenté par les équations d'évolution, nous avons développé un modèle original non-linéaire de l'interaction photons-électrons dans la zone active des VCSELs. Celui-ci nous a permis de modéliser le report du bruit d'intensité basse fréquence au pied de la porteuse de modulation. Nous avons démontré que la relation entre le bruit reporté et le RIN basse fréquence est assimilable à un coefficient de proportionnalité. Une série de caractérisations du bruit de phase d'un signal hyperfréquence transmis par une liaison optique nous a permis de valider le comportement du report de bruit d'intensité BF prévu par le modèle.

Si les modèles de VCSELs AlGaAs nous semblent aboutis, un certain nombre d'évolutions concernant en particulier les mesures de bruit nous paraissent intéressantes.

Tout d'abord, comme nous l'avons constaté au chapitre 4, la caractérisation du RIN dans la bande de fréquences 1MHz – 1GHz est à affiner. Toutes les questions posées par les mesures obtenues ne sont pas levées. Il serait certainement du plus grand intérêt de mettre en place un banc de mesure de sensibilité encore plus importante. Cette amélioration pourrait être obtenue par l'utilisation d'une cage de Faraday qui laisserait l'appareillage d'alimentation et de mesure à l'extérieur, et surtout d'un amplificateur plus faible bruit encore.

Par ailleurs, un contrôle de la réinjection optique devrait permettre d'augmenter encore la sensibilité des mesures notamment pour les VCSELs monomodes qui y sont très sensibles. L'établissement d'un modèle physique de réinjection pourrait permettre de mieux maîtriser ce paramètre.

On aura remarqué à l'occasion de la caractérisation du RIN de VCSELs monomodes dans le chapitre 4 que la fréquence de résonance se situe à des fréquences élevées. Pour certains niveaux de polarisation, la fréquence de résonance est même au delà de la bande passante du photodétecteur. Compte tenu du fait que la bande passante de ces émetteurs est amené à croître assez rapidement, l'augmentation de la bande de mesures de RIN du banc jusqu'à 20GHz semble une étape inévitable.

Toujours avec l'objectif de suivre les évolutions attendues des VCSELs, il nous semble que la modélisation de ces composants à 850nm qui y est présentée serait un bon point de départ pour la mise en oeuvre d'un modèle à 1330 ou 1550nm. Pour le modèle en signal et en bruit, en se limitant à la zone active, cela signifie l'ajout de l'effet de recombinaison Auger dans les équations d'évolution. Pour le report du bruit au pied de la porteuse de modulation, cet effet est responsable de non-linéarités qu'il faudrait prendre en compte et dont il faudrait comparer l'effet à celui des autres non-linéarités. La caractérisation de VCSELs aux longueurs d'onde télécoms nécessite par contre une adaptation du banc de mesure, en particulier au niveau du photodétecteur.

Ces deux derniers axes (montée en fréquence et montée en longueur d'onde) sont aujourd'hui primordiaux pour suivre l'évolution attendue des VCSELs.

Annexe : Liste des publications

"*Non-linear RIN modeling of multimodal oxide aperture VCSEL*", J. Perchoux, A. Rissons-Blanquet, J-C. Mollier, **SPIE Photonics West 2006**, San José.

"*Two-mode model of a 850nm VCSEL with non-linear gain for optical-links phase-noise determination*", J. Perchoux, J-C. Mollier, **CLEO/Europe-EQEC 2005**, Munich.

"*Le Bruit Relatif d'Intensité (RIN) de Diodes Lasers à Cavité Verticale Emettant par la Surface (VCSEL) et son Impact sur la Transmission Optique de Signaux de Référence*", J. Perchoux, J-C. Mollier, **Workshop AS Bruit 2004**, La Grande-Motte.

"*Noise and Signal modeling of various VCSEL structures*", A. Rissons, J. Perchoux, J-C. Mollier, M. Grabbher, **SPIE Photonics West 2004**, San José.

"*Small Signal and Noise Circuit Model of Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser (VCSEL) Arrays for Short Range OptoMicrowave Links*", A. Rissons, J. Perchoux, J-C. Mollier, **MWP 2003**, Budapest.