



Mémoire de fin d'études

PRESENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLOME DE: Master

Filière : Physique
Option : Physique des matériaux

THÈME
Modélisation du bruit relatif d'intensité des lasers
VCSEL multimode

Préparé par :
Boubaaya Noudjoud

Soutenu le : /09/2021

Devant le jury :

Président :	LATRECHE Abdelhakim	Pr	Université BBA
Rapporteur:	HAMADOU Abdelouahab	Pr	Université BBA
Examineur :	MEZAUAR Rabie	MA	Université BBA

Année Universitaire 2020-2021

REMERCIEMENT

Croyant en nous que ceux qui n'ont pas remercié les gens n'ont pas remercié Dieu, nous nous tournons d'abord pour remercier Dieu. Tout-Puissant de nous avoir facilité le chemin pour mener à bien cette recherche, puis nous sincères remerciements et notre gratitude à tous ceux qui nous ont aidés d'une manière ou d'une autre au cours de cette étude.

Tout d'abord, nous tenons à remercier très chaleureusement et avec une grande, l'éminent **Monsieur HAMADOU ABDELOUAHAB**, qui nous a permis de bénéficier de son encadrement et des conseils qu'il nous a prodigués, et la patience et la confiance qu'il nous a accordées ont été cruciales dans la mise en œuvre de nos travaux de recherche.

Nous remercions également sincèrement les membres du jury pour leur intérêt pour nos recherches en acceptant d'examiner notre modeste travail et de l'enrichir de leurs propositions.

Nous adressons également nos sincères remerciements à tous nos distingués enseignants durant l'année académique

Je remercie vivement toute ma famille, en particulier mes parents, pour m'avoir toujours soutenu au cours de mes études. Qu'ils trouvent ici le fruit de leur patience et du soutien permanent qu'ils m'ont prodigué pour affronter tous les moments difficiles.

Merci pour tous ceux qui, m'ont aidé de près ou de loin à réaliser ce travail.

DEDICACE

JE DÉDIE CE MODESTE TRAVAIL :

À MA CHÈRE MÈRE,

À MON CHER PÈRE,

QUI N'ONT JAMAIS CESSÉ DE FORMULER DES PRIÈRES À MON ÉGARD, DE

ME SOUTENIR

ET DE M'ÉPAULER POUR QUE JE PUISSE ATTEINDRE MES OBJECTIFS.

MA FAMILLE

À MES CHERS ONCLES ET MES CHÈRES TANTES AINSI QUE MES COUSINS ET

COUSINES.

POUR LEURS AIDES ET SUPPORTS DANS LES MOMENTS DIFFICILES.

À TOUS CE QUE J'AIME



Table des matières

Tables des matières

Titre	Page
Introduction générale	1
Partie I : Généralités sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)	
I.1. Qu'est ce qu'un laser ?	04
I.2. Historique des lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSELs)	04
I.3. Interaction lumière-matière	04
I.3.1. Absorption	05
I.3.2. Emission spontanée	05
I.3.3. Emission stimulée	05
I.4. Laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)	06
I.4.1. Structure des VCSELs	06
I.4.2. Principe de fonctionnement	06
I.4.3. Le miroir de Bragg	07
I.4.4. La réflectivité	08
I.4.5. Largeur de stop-band	08
I.4.6. Condition d'oscillation d'un VCSEL	09
I.5. Matériaux pour VCSEL	10
I.5.1. VCSEL à 850nm	10
I.5.2. VCSEL à 1.55 μ m	10
I.5.3. VCSEL à 1.3 μ .	10
I.6. Modes d'un laser VCSEL	11
I.6. 1. Modes longitudinaux.	12
I.6.2. Modes transverses	12
I.7. Avantages et inconvénients des VCSELs	13
I.7.1. Avantages	14
I.7.2. Inconvénients	14
.8. VCSEL multimode	15
I.9. Applications	16
I.9.1. Applications domestiques	16
I.9.2. Détection et télémétrie	16
I.9.3. Datacoms	17
Partie II : Modélisation du bruit relatif d'intensité des VCSEL bimode	
II.1 Bruits laser	20
II.2 Origines des bruits	20
II.2.1 Bruits d'origine technique	20
II.2.2 Bruits d'origine quantique	21
II.2.3 Bruits des mesures de bruits	21
II.2.3.1. Bruit de l'électronique de détection	21

II.2.3.2. Bruit venant de l'acquisition	21
II.3. Bruit relatif d'intensité	21
II.3.1 Définition du RIN	21
II.3.2. Expression du RIN	21
II.4. Equations de Langevin des lasers à VCSEL bimode	22
II.4.1. Seuil d'oscillation	23
II.4. Régime stationnaire	23
II.5 Bruit Relatif d'intensité des VCSELs bimode	24
II.6. Effet de la fréquence de modulation	26
II.6.1. Résultats et discussions	26
II.7. Limite du RIN	30
II.8. Effet de δ	30
II.8.1. Résultats et discussions	30
II.9. Effet du courant	32
II.9.1. Résultats et discussions	32
Conclusion générale	34
Références bibliographiques	

Liste des figures :

Titre	Page
Figure (I.1) : (a) Absorption, (b) Emission spontanée, (c) Emission stimulée	5
Figure (I.2) : Schéma de principe d'une diode VCSEL	6
Figure (I.3) : a) Vue générale d'un VCSEL à injection électrique b) cas du VCSEL à diaphragme d'oxyde enterré conduisant à un confinement transverse optimal	7
Figure (I.4) : Réflectivité d'un miroir de Bragg en fonction de nombre de paires de couches N.	8
Figure(I.5) : Réflectivité d'un miroir de Bragg en fonction de longueur d'onde.	9
Figure(I.6) : Structure d'un VCSEL à jonction tunnel émettant à 1.55 μm .	11
Figure(I.7) : Spectres d'émission d'un laser Edge-Emitting et d'un VCSEL	13
Figure(I.8) : Modes transverses (a) D Hermite-Gauss, (b) de Laguerre-Gauss	14
Figure(I.9) : (a) Courbes de gain d'un laser à élargissement Doppler pour des valeurs croissantes du paramètre de pompe, (b) Spectre d'émission.	16
Figure (II.1) : Bruit relatif d'intensité (RIN), en dB/Hz, en fonction de ω pour différents δ et à différents r : (a) r=1, (b) r=0.7 et (c) r=0.4. $I=1.5 I_{\text{seuil}}$	27
Figure (II.2) : Bruit relatif d'intensité (RIN), en dB/Hz, en fonction de ω pour différents δ et à différents r : (a) r=1, (b) r=0.7 et (c) r=0.4. $I=2 I_{\text{seuil}}$	29
Figure (II.3) : Bruit relatif d'intensité (RIN), en dB/Hz, en fonction de ω pour différents δ et à différents r : (a) r=1, (b) r=0.7 et (c) r=0.4. $I=5 I_{\text{seuil}}$	30
Figure (II.4) : Variation de la limite du RIN, en dB/Hz, en fonction de δ pour différents r et à différents courant d'injection: (a) , $I=1.5I_{\text{seuil}}$, (b) , $I=2.5I_{\text{seuil}}$ et (c) , $I=5I_{\text{seuil}}$, $\omega \approx 0$	31
Figure (II.5) : Variation de la limite du RIN, en dB/Hz, en fonction de courant pour différents δ et à différents r : (a) r=1, (b) r=0.5 et (c) r=0.1. $\omega \approx 0$	33

Liste des tableaux

Titre :	Page
Tableau (II.1) : intervalles de valeurs des paramètres intrinsèques du VCSELs (850nm)	24

Introduction générale

Introduction générale :

Les sources lasers à semi-conducteurs se sont développées à partir des années 60, offrant une nouvelle solution technologique compacte et efficace pour générer de la lumière laser du domaine ultra-violet au domaine proche infrarouge.

Un laser est une source d'émission de photons qui par émission stimulée crée une lumière monochromatique et cohérente d'où son nom LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). IL existe plusieurs types de lasers : lasers à solide, lasers liquide, lasers à gaz et lasers à semi- conducteurs.

Les premiers travaux théoriques démontrant la possibilité d'obtenir l'effet laser dans les matériaux semi-conducteurs remontent au début des années soixante. Depuis, les sources lasers semi-conductrices ont connu un essor très important. En effet, la diversité de leurs propriétés, et en particulier la large gamme de longueur d'ondes d'émission accessible (du proche ultraviolet jusqu'au proche infrarouge, les rend très attractives pour de nombreuses applications. Cette souplesse, alliée à des coûts de fabrication particulièrement faibles et à la possibilité de réaliser des dispositifs très compacts, a conduit à la prédominance de ces matériaux dans l'industrie de l'optoélectronique. En particulier, les lasers à semi-conducteurs sont largement utilisés dans l'industrie des télécommunications optiques par exemple la transmission d'informations pour les télécommunications sur fibre optique ou l'amélioration des performances des mesures optiques.

Parmi les sources lasers à semi-conducteurs les lasers à cavité verticale émettant par la surface proposée en 1979 par Iga et al. (VCSELs pour Vertical Cavity Surface Emitting Lasers). Depuis la fin des années soixante dix les lasers à semi-conducteurs à émission par la tranche et à émission par la surface suscitent un intérêt croissant. Dans cette configuration, contrairement au cas des lasers à semi-conducteurs (conventionnel) à émission par tranche, les VCSELs sont en train de devenir les structures les plus courantes en raison de leurs nombreux avantages en termes de coût, de qualité de faisceau, etc... Un VCSEL est un laser à semi conducteur dont l'émission est verticale par rapport à la surface du composant électronique. Le milieu actif, dont l'épaisseur est de l'ordre de quelques longueurs d'onde, cette géométrie nécessite l'utilisation de miroirs très réfléchissants le plus souvent à base de matériaux semi-conducteurs (miroirs de Bragg). Ce type de source présente de nombreux avantages. Cette géométrie nécessite l'utilisation de miroirs très réfléchissants généralement des miroirs de Bragg, obtenus par un empilement de couches quart d'onde formant des interférences constructives en réflexion.

Le présent travail s'inscrit dans le cadre d'un thème de recherche qui consiste à étudier la modélisation du bruit relatif d'intensité des lasers multimode à cavité verticale émettant par la surface

Le présent travail comporte deux parties distinctes:

- ❖ La première partie présente quelques généralités sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL).
- ❖ La deuxième partie du mémoire est consacrée à l'étude de la modélisation du bruit relatif d'intensité des lasers à cavité verticale émettant par la surface bimode.

Le travail s'achève par une conclusion générale.

Partie I :

**Généralités sur les lasers à cavité
verticale émettant par la surface
(VCSEL)**

Partie I : Généralités sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)

I.1. Qu'est-ce qu'un laser

Un laser est un oscillateur optique qui permet de délivrer en sortie une lumière cohérente, monochromatique, sous forme d'un faisceau très directif. LASER est l'acronyme de « Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation ». C'est substantiellement l'amplification de la lumière par émission stimulée de Radiations [1].

I.2. Historique

Histoire du laser remonte à l'année 1917 ou tout a commencé avec Albert Einstein qui a exploré l'interaction lumière matière ou il a décrit pour la 1ère fois le phénomène d'émission stimulée mais ces études restent au niveau théorique sans applications expérimentales il faudra attendre les années soixante pour voir la réalisation du premier laser à rubis par Theodor Maiman [2].

- 1952 : Alfred Kastler et son équipe travaillant sur les mécanismes d'excitation et de relaxation des atomes, valide le concept de pompage optique.
- 1953 : premier MASER (initialement Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) est conçu par J.P.Gordon, H.J.Zeiger et Ch.H.Townes.
- 1960 : le physicien américain Theodore Maiman crée la surprise en obtenant pour la première fois une émission Laser, c'est –à-dire un MASER opérant dans le domaine visible (optical MASER) au moyen de cristal de rubis.
- 1962 : premier LASER à semi-conducteur GaAs(850nm) (Robert N. Hall) [3].
- En 1967, L Goldman introduit le premier laser médical dans le traitement des pathologies cutanées [2].
- En 1975 par van der Ziel [4]: Le premier laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL) a vu le jour en 1979 grâce aux travaux de l'équipe de K.Iga du Tokyo Institute of Technology, l'émission laser ayant été observée à partir d'une structure GaInAs/In émettant à 1.18 μ m, capable d'une structure GaInAs/In émettant à 1.18 μ m, capable de fonctionner en régime pulse à 77K [5] Ce n'est qu'en 1988 que la

même équipe réalisa la première structure à base de puits quantiques fonctionnant en injection continue et à température ambiante [6].

I.3. Interaction lumière –matière

Les lasers tirent partie de trois principales interactions lumière–matière que sont l’absorption, l’émission spontanée et l’émission stimulée [7].

I.3.1 Absorption

Dans un processus d’absorption de photons, un photon d’énergie $h\nu \geq E_2 - E_1$, $E_2 \geq E_1$ est absorbé par la matière et permet ainsi à un électron d’énergie initiale E_1 d’accéder à un niveau d’énergie E_2 . Le courant électrique due à l’absorption est proportionnelle au flux de photons traversant la matière (fig. I.1a) [7].

I.3.2. Emission spontanée

Lorsqu’un électron passe spontanément d’un niveau E_2 à un niveau E_1 , si l’un entre deux niveaux d’énergie est radiative, c’est à dire si les vecteurs d’onde initiale et finale de l’électron sont identiques, alors cette transition permet l’émission d’un photon dit spontané. L’émission est isotrope et aléatoire en phase. Si les niveaux d’énergie E_1 et E_2 ne sont pas des niveaux discrets mais des niveaux d’énergie, alors l’émission est également aléatoire en fréquence (ou en longueur d’onde), sur une certaine bande de longueur d’onde permise par le matériau (fig. I.1b) [7].

I.3.3 Emission stimulée

Le phénomène d’émission stimulée est une interaction entre trois particules : sous l’effet d’un photon d’énergie incidente $h\nu$, un électron va pouvoir redescendre du niveau E_2 sur le niveau $E_1 = E_2 - h\nu$ en émettant un nouveau photon. Ce dernier est en tous points identiques au photon incident : même fréquence ν , même phase, et même direction de propagation. Les deux photons sont alors dit cohérents entre-deux. C’est ce phénomène d’amplification de la lumière (on passe de 1 à 2 photons identiques) par les matériaux à gap direct (pas de désaccord de vecteur d’onde électronique entre les deux niveaux) qui est utilisé dans l’émission laser (fig. I.1c) [7].

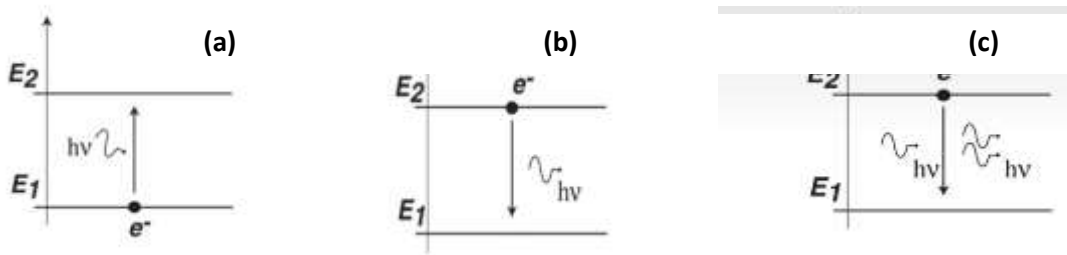


Figure (I.1) : (a) Absorption, (b) Emission spontanée, (c) Emission stimulée

I.4. Laser a cavité verticale émettant par la surface(VCSEL)

I.4.1.Structure des VCSEL

La structure d'un laser à cavité verticale émettant par la surface(VCSEL) est représentée schématiquement sur la figure (I.2), sur laquelle on peut identifier les éléments essentiels d'une diode laser (couche active, cavité Fabry-pérot délimitée par des miroirs). Ce composant peut comporter jusqu'à 200 couche semi-conductrices superposées, la cavité laser est formée dans la direction perpendiculaire à la direction de croissance. Le faisceau est émis par la surface du composant. Dans cette configuration, l'épaisseur de milieu du gain est faible (quelques dizaines de nanomètres), ce qui conduit à un gain par passage beaucoup plus faible que dans le cas des diodes lasers à guidage par l'indice (<5%). D'où la nécessité de diminuer les pertes optiques de cavité par conséquent, les miroirs utilisés présentent de hautes réflectivités (>99%). Ces hautes réflectivités sont atteintes avec les miroirs de Bragg. D'autre part, la géométrie de la zone d'émission n'est plus limitée par la taille transverse du milieu actif, mais par les dimensions de la zone de pompage (typiquement plusieurs μm à plusieurs dizaines de μm). La divergence d'un faisceau émis par VCSEL est bien plus faible que celui émis par une diode laser [8].

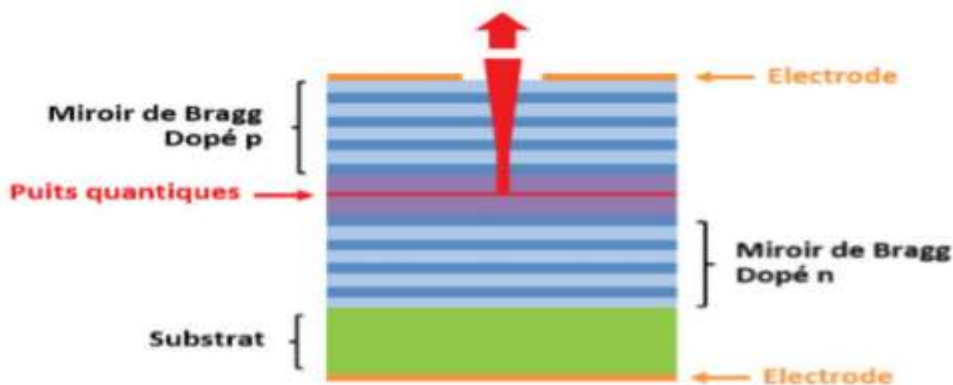


Figure (I.2) : Schéma de principe d'une diode VCSEL

I.4.2. Principe de fonctionnement

Un laser VCSEL standard à injection électrique est constitué d'une zone active (dite cavité contenant des puits quantiques et entourée de deux miroirs de Bragg distribués (DBR) (Fig.I.3.a). Les miroirs sont dopés de manière à former une diode PIN et à injecter des électrons et des trous dans les puits quantiques où ils sont piégés et se recombinent. Les photons ainsi générés effectuent de multiples allers-retours dans la cavité. Pour obtenir l'effet laser, les pertes de la cavité et des miroirs doivent être inférieures au gain optique dans la cavité. Dans un VCSEL, ce dernier est faible en raison de la faible épaisseur de la cavité. Pour compenser celui-ci, des miroirs de très haute réflectivité sont donc nécessaires. Les DBR sont constitués de plusieurs dizaines de périodes de couches de bas et aux indices alternées et d'épaisseur quart d'onde qui permettent d'atteindre plus de 99% de réflectivité. Le faisceau laser est émis verticalement, en général à travers le miroir supérieur de type p qui possède une réflectivité légèrement inférieure à celle du miroir de type n et sur lequel est déposée une électrode. [9].

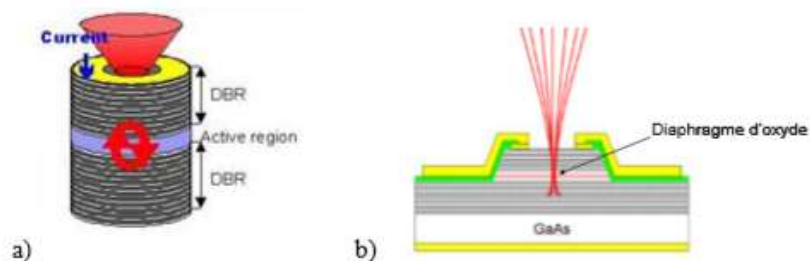


Figure (I.3) : a) Vue générale d'un VCSEL à injection électrique b) cas du VCSEL à diaphragme d'oxyde enterré conduisant à un confinement transverse optimal

I.4.3. Les miroirs de Bragg

La fabrication de VCSELs nécessite la réalisation de miroirs de Bragg performants pour que le seuil de la résonance soit atteint. En effet, le faible gain par passage dans la cavité transfère les contraintes sur le pouvoir réflecteur des miroirs qui doivent atteindre des valeurs élevées, typiquement 99,5%. Seuls, les miroirs de Bragg avec de faibles pertes internes, permettent d'atteindre de telles réflectivités. Ils présentent aussi l'avantage par rapport aux miroirs métalliques d'optimiser la réflectivité à une valeur souhaitée.

Cependant, cette valeur est souvent limitée à des domaines spectraux et angulaires restreints. Par ailleurs, le principe de fonctionnement d'un miroir de Bragg, basé sur des interférences constructives et destructives, induit des phénomènes parasites tels que la pénétration de l'onde optique dans les couches qui le constituent. [10].

I.4.4. La réflectivité

On peut exprimer le coefficient de réflexion d'un miroir de Bragg en fonction de l'indice de réfraction des matériaux et du nombre de paires N de bicouches successives [11] :

$$R = \left(\frac{n_s - n_{inc} \left(\frac{n_b}{n_h} \right)^{2N}}{n_s + n_{inc} \left(\frac{n_b}{n_h} \right)^{2N}} \right)^2 \quad (\text{I.1})$$

n_s : Indices du substrat sur lequel est réalisé l'empilement.

n_{inc} : Indices de milieu incident.

n_b et n_h sont les indices de réfraction bas et haut respectivement.

Ainsi, suivant le nombre N de bicouches et les indices n_b et n_h on peut obtenir des taux de réflexion R proche de 1. Plus le contraste d'indices sera grand pour un n_b petit, moins il faudra de couches pour obtenir un grand coefficient de réflexion. Ce comportement est illustré sur la figure suivante :

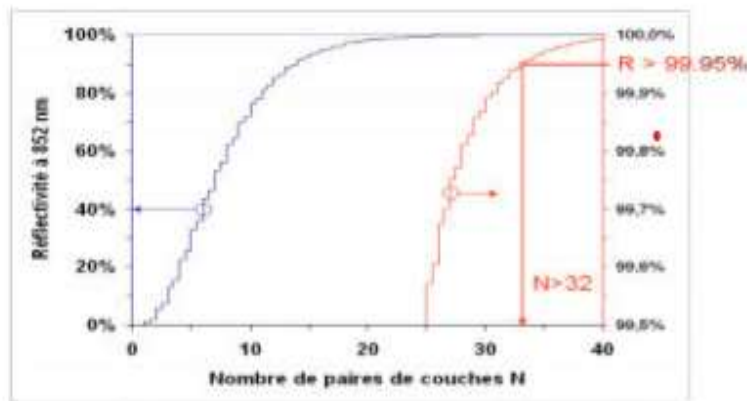


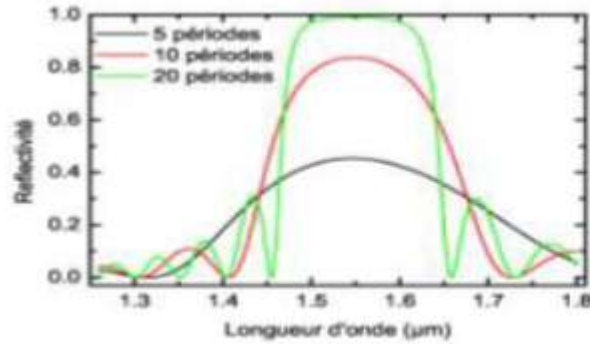
Figure (I.4) : Réflectivité d'un miroir de Bragg en fonction de nombre de paires de couches N .

I.4.5. Largeur de Stop-band

La réflectivité est importante autour de la longueur d'onde de Bragg λ_B . Le domaine spectral $\Delta\lambda$ de forte réflectivité (maximale) du miroir Bragg est appelé « stop-band ». Cette dernière est caractérisée par sa largeur à mi hauteur dont l'expression est donnée par :

$$\Delta\lambda_B = \frac{4\lambda_B}{\pi} \arcsin\left(\frac{|n_H - n_L|}{n_H + n_L}\right) \quad (\text{I.2})$$

A l'intérieure de stop-band, la réflectivité du miroir de Bragg varie peut et reste très élevée [12].



Figure(I.5) : Réflectivité d'un miroir de Bragg en fonction de longueur d'onde.

I.4.6. Condition d'oscillation d'un VCSEL

Pour que l'oscillation laser démarre, il faut que, pour chaque passage dans le milieu amplificateur, la condition de seuil soit adaptée. Cette dernière s'exprime par l'égalité entre le gain et les pertes optiques. Au-delà de ce seuil, on obtient ce que l'on appelle la condition d'oscillation [13]

$$\Gamma_{\gamma_{\max}} = \alpha_p + \frac{1}{2L_{\text{eff}}} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (\text{I.3})$$

où R_1 et R_2 représentent respectivement la réflectivité du miroir dopé P et N, α_p désigne les pertes de cavité (en cm^{-1}). On peut considérer le VCSEL comme une cavité Fabry-Pérot dont on la condition laser d'un VCSEL est exprimée comme suit :

$$\ln \frac{1}{R_1 R_2} = 2\eta L_{\gamma_{\text{seuil}}} \quad (\text{I.4})$$

où η compris entre 1 et 2. Le gain au seuil est alors donner par :

$$\gamma_{\max} = \alpha_{2d} \left(1 - e^{-\frac{n_s}{n_c}} - e^{-\frac{-n_c}{R_{\text{cur}} n_c}} \right) \quad (\text{I.5})$$

I.5. Matériaux pour VCSEL

I.5.1. VCSEL à 850nm

La matrice de la croissance de DBRs de type GaAs/AlGaAs sur substrat GaAs a entraîné l'essor des structures VCSELs à 850nm : le fort contraste d'indice entre deux couches adjacentes permet l'obtention de fortes réflectivités avec un nombre réduit de couches. De plus, un profil de dopage approprié pour ce matériaux, associé à un gradient d'indice, permet de réduire encore la résistivité du miroir de Bragg complet. Le fort gain optique est obtenu en introduisant dans la zone active des puits quantique, également de type GaAs/AlGaAs à cette longueur d'onde.

La production de masse des VCSEL de faible longueur d'onde a commencé dans les années 97 dans le monde entier. Très rapidement, ces composants à 850 nm ont remplacé la diode électron luminescentes dans les applications LAN telles que l'Ethernet Gigabit. Cependant, la dispersion de la fibre optique et sa forte absorption à 850 nm imposent un compromis entre le taux de transmission et la portée des LAN à haut débit : ainsi le développement de structures à 1.3 ou 1.55 microns est indispensable pour des applications sur réseaux locaux ultra- rapides, comme le 10 Gbit Ethernet. [14].

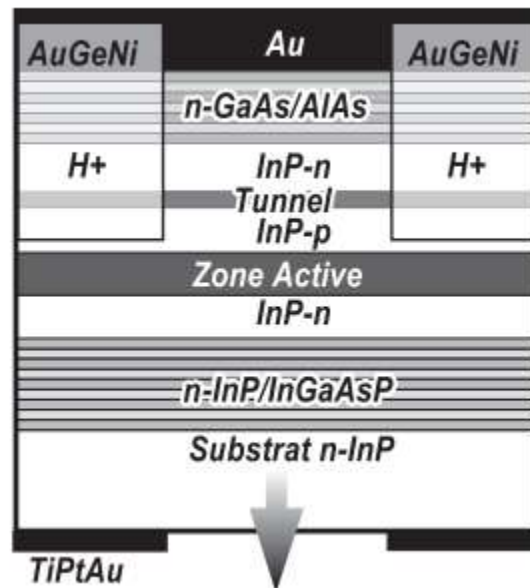
I.5.2. VCSEL à 1.55 μ m

Le premier VCSEL fonctionnant aux grandes longueurs d'onde utilisées dans les télécommunications et à base de miroirs de Bragg à semi-conducteur a été élaboré dans les laboratoires californiens de Santa Barbara a zone active de type InGaAsP, le miroir N en AlAs/GaAs et le miroir P en AlGaAs/GaAs sont épitaxiés séparément sur substrat InP pour la zone active et sur GaAs pour les miroirs de Bragg, puis combinés en utilisant la technique du «wafer fusion», c'est-à-dire du collage de couches. Toutefois, la complexité du processus de double-collage, ainsi que le souci de fiabilité de certaines étapes de fabrication ont conduit les fondeurs à envisager d'autres alternatives[14]. .

La fabrication de VCSELs émettant à 1.55 μ m et à base de matériaux de type InP rencontre plusieurs problèmes technologiques. Il est difficile d'obtenir des DBR de forte réflectivité à ces longueurs d'onde : en effet, bien que le DBR InGaAsP/InP soit en accord de maille avec le substrat InP, la différence d'indice entre les matériaux InGaAsP et InP est tellement faible qu'il faut épitaxier au-moins 40 paires de telles couches pour obtenir une réflectivité correcte. Ceci est un handicap sérieux pour la production de masse, et le contrôle de la qualité. Les résistivités thermiques et électriques augmentent avec le nombre de couches,

ce qui n'est pas du tout désirable dans les VCSELs. De plus, les phénomènes de recombinaison non radiative ne sont dès lors plus négligeables.

En dépit de ces difficultés technologiques, l'équipe de J. Jacquet a développé en 1999 un VCSEL fonctionnant en continue à l'ambiante à la longueur d'onde de 1.55 μm [14]. .



Figure(I.6) : Structure d'un VCSEL à jonction tunnel émettant à 1.55 μm .

Dans cette structure figure I.6, la zone active à puits quantique InGaAsP est prise en sandwich entre le DBR inférieur InGaAsP/InP et le DBR supérieur métamorphique GaAs/AlAs. L'intérêt ici est d'exploiter au maximum les propriétés thermiques, optiques et électriques du DBR binaire supérieur de type N. La jonction tunnel utilisée permet justement d'éviter l'utilisation de miroirs de type P et minimise ainsi les effets de l'absorption.

I.5.3.VCSEL à 1.3 μm

La longueur d'onde de 1.3 μm est le candidat idéal pour les réseaux locaux et métropolitains, sachant que la fibre optique présente un minimum de dispersion à cette longueur d'onde. Trois principales technologies sont étudiées pour développer des lasers à cavité verticale émettant à cette longueur d'onde [14]

Plusieurs équipes de recherche travaillent sur des technologies VCSELs sur substrat GaAs, avec des DBRs GaAs/AlAs, avec une zone active comprenant soit des puits quantiques de type InGaAsN , soit des puits élaborés avec des matériaux GaAsSb ou des matériaux AlInGaAs . Ces structures utilisent les qualités de forte réflectivité et de forte conductivité

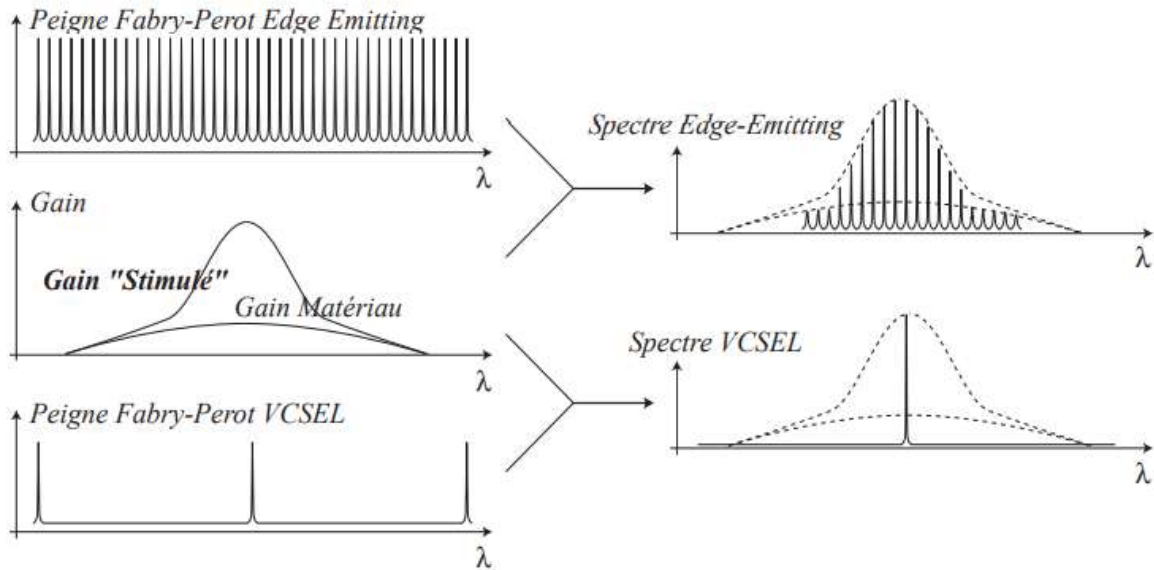
thermique des matériaux GaAs/AlAs. Le problème reste toujours le faible niveau de puissance optique obtenu, en configuration d'émission monomode.

Alcatel a développé une technologie semblable à celle fonctionnant à 1.55 μm , sur substrat InP, avec un DBR InGaAsP/InP et un DBR diélectrique, la zone active comprenant toujours des puits quantiques InGaAsP/InGaAs . Alcatel associé au CEM2 a également mis au point le premier miroir de Bragg à forte réflectivité de type AlGaAsSb/AlAsSb sur substrat InP Enfin, la technique de «wafer fusion» du GaAs sur InP est une alternative intéressante permettant de combiner les avantages des deux approches précédentes : miroirs accordés sur substrat GaAs et zone active à base de matériau InGaAsP sur substrat InP , mais le souci de fiabilité de l'ajustement du mode de cavité persiste avec cette technique. [14].

I.6. Modes d'un laser VCSEL

I.6.1. Modes longitudinaux

Grâce à sa structure de cavité courte, le VCSEL est intrinsèquement monomode longitudinal. L'espacement entre les modes autorisés par une cavité résonante de type Fabry-Pérot est inversement proportionnel à la longueur de cavité. Pour un VCSEL émettant à 850nm, de longueur de cavité typiquement de l'ordre de 1 μm , d'indice effectif de l'ordre de 3.4, l'espacement entre les modes longitudinaux est de l'ordre de $\Delta\lambda \sim 100\text{nm}$. Or nous avons vu que la courbe de gain présente une largeur à mi-hauteur typique d'environ quelque dizaines de nanomètres. Seul le mode le plus au centre de la courbe de gain est donc susceptible de laser, comme illustré sur la figure (I.7). La discrimination modale est trop importante pour les modes longitudinaux adjacents. Ce caractère monomode longitudinal est à opposer au caractère très multimode d'un laser à émission par la tranche classique. Ce caractère intrinsèquement lié à la cavité longue de ces derniers peut être modifié de façon à obtenir un laser monomode en utilisant un filtrage spectral du type DFB (Distributed FeedBack) ou DBR (Distributed Bragg Reflector). [7].

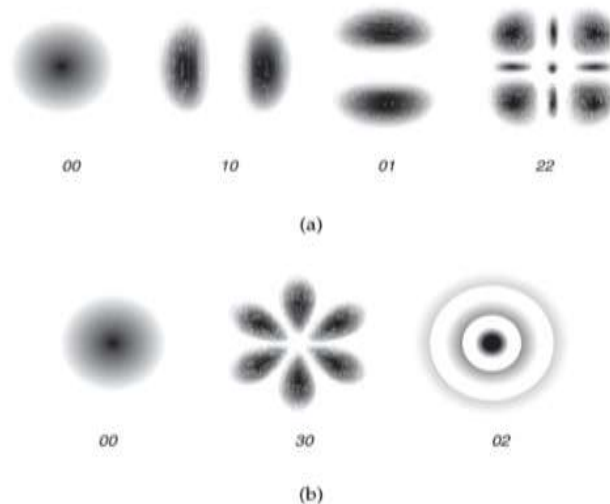


Figure(I.7) : Spectres d'émission d'un laser Edge-Emitting et d'un VCSEL

I.6.2.Modes transverses

La répartition spatiale et spectrale des modes transverses d'un guide d'onde dépend des dimensions latérales du guide. Pour un guide à section rectangulaire, l'intensité des modes suivant chacune des directions transverses est répartie suivant les polynômes d'Hermite-Gauss. Ainsi, un mode d'Hermite-Gauss possède deux indices m et n ; le nombre de maxima d'intensité suivant la direction x étant $m + 1$, le nombre de maxima d'intensité suivant la direction y étant $n + 1$.

Pour un guide à section cylindrique, l'intensité des modes est répartie suivant les polynômes de Laguerre-Gauss. Tout comme un mode d'Hermite-Gauss, un mode de Laguerre-Gauss est défini par deux indices m et n ; le nombre de maxima sur une révolution autour de l'axe de symétrie étant de $2m$, le nombre de maxima dans la direction radiale étant de n . Nous avons illustré sur la figure I.8 la répartition spatiale de divers modes transverses pour les deux types de modes [7].



Figure(I.8) : Modes transverses (a) D Hermite-Gauss, (b) de Laguerre-Gauss

Pour chaque symétrie, le mode fondamental est identique, c'est le mode fondamental (0, 0), à symétrie radiale, qui est le mode oscillant par défaut. Les modes supérieurs possèdent des répartitions latérales d'énergie spécifiques à chaque mode. Ainsi, nous avons représenté à titre d'exemple sur la figure (I.8), de gauche à droite, les modes d'Hermite-Gauss (1, 0), (0, 1) et (2, 2); et les modes de Laguerre-Gauss (3, 0), (0, 2). Les modes transverses d'ordre supérieur sont moins confinés au centre de la cavité que le mode fondamental. Cette différence de confinement relative à l'ordre du mode expliquera le caractère multimode transverse des VCSELs. Les conditions pour qu'un guide d'onde soit monomode transverse sont directement issues de la résolution des équations de Maxwell pour un guide d'onde rectangulaire ou circulaire, suivant la géométrie du composant.

I.7. Avantages et inconvénients des VCSELs

I.7.1. Avantages

Parmi des avantages des lasers VCSELs on peut citer : [15].

- La structure en empilements 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 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.

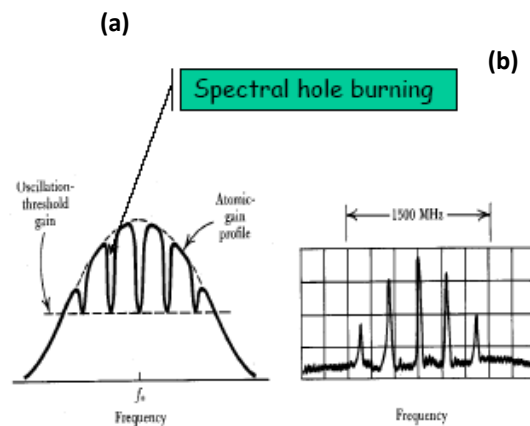
- Le courant seuil des VCSEL, de l'ordre du mA, est nettement plus faible que celui des autres diodes lasers.
- La symétrie cylindrique de la structure du VCSEL permet l'émission d'un faisceau quasi-circulaire, alors que les émetteurs par la tranche présentent un faisceau fortement elliptique.
- Le faisceau 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.
- **I.7.2. Inconvénients**

Parmi les inconvénients des lasers VCSELS on peut citer : [15].

- 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.
- Les VCSELS sont le plus souvent multi-modes transverses.
- Les propriétés des matériaux traditionnels des VCSEL (AlGaAs/AlAs) ne permettent pas l'émission laser à 1330nm et 1550nm.

I.8. Laser multimode

Dans le cas d'un laser à raie inhomogène, chaque mode de cavité interagit avec une classe particulière d'atomes. Il en résulte que plusieurs modes peuvent osciller simultanément. En effet, lorsqu'un mode de fréquence ω_{s1} atteint la condition d'oscillation, il sature uniquement le gain des atomes de fréquence de Bohr effective proche de ω_{s1} . Cet état de fait permet à un mode de fréquence ω_{s2} suffisamment différente de ω_{s1} d'atteindre à son tour la condition d'oscillation si le pompage optique est suffisant.



Figure(I.9) : (a) Courbes de gain d'un laser à élargissement Doppler pour des valeurs croissantes du paramètre de pompe, (b) Spectre d'émission.

I.9. Applications des VCSEL

I.9.1. 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 rendent leur utilisation avantageuse par rapport aux DELs.

Parmi les utilisations domestiques :

- Les imprimantes laser,
- Les têtes de lectures du 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[15].

I.9.2. 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 VCSEL présente le double avantage de sa faible dimension, associée à la possible intégration d'un module de détection 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 μ 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 VCSEL sont devenues omniprésentes dans les systèmes permettant de lire l'ADN, de détecter les interactions entre protéines et le développement de nouveaux médicaments. Ce genre de dispositifs de taille réduite, bénéficie de l'angoisse américaine du bioterrorisme, 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[15]. .

I.9.3. Datacoms

Le domaine des datacoms est le marché le plus important pour les sources VCSELs, mais aussi le plus prometteur.

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, 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 : [15].

- ✓ 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,

Partie I : Généralités sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)

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

Partie II :
Modélisation du RIN des
VCSEL bimode

II.1 Bruits laser

Un laser comporte toujours du bruit relié à la fluctuation d'une grandeur physique de la lumière. Les types de bruits rencontrés sont nombreux et dépendent du mode de fonctionnement du laser.

Les différents types de bruits dans les lasers sont [16].

Pour des lasers monofréquence :

- ✓ bruit d'intensité (ou bruit d'amplitude),
- ✓ bruit de phase optique,
- ✓ bruit de fréquence centrale,
- ✓ bruit de fluctuations du pointé du faisceau.

Pour les lasers à modes bloqués :

- ✓ bruit d'intensité (ou puissance ou énergie),
- ✓ bruit de phase optique sous la porteuse et bruit du décalage associé à la phase de la porteuse sous enveloppe,
- ✓ bruit de fréquence centrale,
- ✓ bruit de gigue temporelle (ou « timing jitter »),
- ✓ bruit associé à la durée des impulsions,
- ✓ bruit de fluctuations du pointé du faisceau.

II.2.Origines des bruits

Pour arriver à réduire les bruits laser et à lire une courbe de bruits, il est nécessaire d'en comprendre l'origine et l'influence des différentes origines sur les différents bruits laser. En fait, tous les bruits intrinsèques au laser ont des origines qui peuvent être classées dans deux catégories : les bruits d'origine technique et les bruits d'origine quantique. Les bruits extrinsèques aux lasers seront ceux reliés à la mesure[16].

II.2.1. Bruits d'origine technique

Généralement, les bruits d'origine technique sont causés par :

- ✓ du bruit de la pompe du laser,
- ✓ des battements de modes des vibrations mécaniques du laser,
- ✓ des vibrations acoustiques du laser,
- ✓ des variations lentes ou rapides de la température (soit de la pièce, soit d'une composantes du laser : milieu de gain, miroir, absorbant saturable...)

- ✓ d'une variation mécanique active ou passive sur un composant de la cavité (cale piézo-électrique, moteur...) et bruit de leur alimentation.

II.2.2. Bruits d'origine quantique [16].

Les mécanismes à l'origine de la contribution quantique sont :

- ✓ l'émission spontanée,
- ✓ la fluctuation des dipôles,
- ✓ les fluctuations du vide avec comme port d'entrée :
- ✓ le coupleur de sortie d'un laser
- ✓ les pertes dans une cavité,
- ✓ le partage dans les lames séparatrices.

2.2.3 Bruits des mesures de bruits

2.2.3.1. Bruit de l'électronique de détection

Le bruit de l'électronique de détection est composé de deux types

- ✓ *Bruit électronique* : Ce type de bruit vient partiellement du bruit thermique dans les composants électroniques.
- ✓ *Bruit de grenaille* : ce type de bruit a une origine quantique. [16].

2.2.3.2. Bruit venant de l'acquisition

Le bruit de l'acquisition dépend de la profondeur de conversion analogique-numérique, donc du nombre de bits de l'appareil, de la fréquence d'échantillonnage et de la qualité de l'horloge interne. [16].

II.3. Bruits relatif d'intensité

II.3.1 Définition du RIN

Le bruit relatif d'intensité (Relative Intensity Noise RIN) 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.

II.3.2. Expression du RIN

Le RIN est le rapport entre la densité spectrale $S_{pe}(f)$ des fluctuations de la puissance optique émise et du carré de la puissance moyenne \overline{Pe} émise par la diode laser [16].

$$RIN = \frac{S_{pe}(f)}{Pe^2} \quad (II.1)$$

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

$$RIN = \frac{\langle \delta P e^2 \rangle}{P e^2} \quad (\text{II.2})$$

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

$$RIN = 10 \log_{10} \left(\frac{\langle \delta P^2 \rangle}{P^2} \right) \quad (\text{II.3})$$

II.4 Equations de Langevin des lasers à VCSEL bimode

Le système d'équations pour les nombres de photons P_1 et P_2 dans la cavité et le nombre d'électrons N est donné par les équations de Langevin : [17].

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP_1}{dt} = \left(G_1 - \frac{1}{\tau_{p1}} \right) P_1 + R_{sp1} + F_1(t) \end{array} \right. \quad (\text{II.4})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP_2}{dt} = \left(G_2 - \frac{1}{\tau_{p2}} \right) P_2 + R_{sp2} + F_2(t) \end{array} \right. \quad (\text{II.5})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{q N_w} - \frac{N}{\tau_e} - G_1 P_1 - G_2 P_2 + F_N(t) \end{array} \right. \quad (\text{II.6})$$

avec

$F_1(t)$ et $F_2(t)$ et $F_N(t)$ sont les fonctions de Langevin de photons et d'électrons,

G_1 : Gain du mode 1,

G_2 : Gain du mode 2,

P_1 : Nombre de photons du mode 1,

P_2 : Nombre de photons du mode 2,

R_{sp1} et R_{sp2} : taux d'émission spontanée des modes 1 et 2,

q : Charge électrique (C),

η_i : Efficacité d'injection,

I : Courant électrique (A),

N_w : Nombre puits quantiques,

τ_{p1} : Durée de vie des photons du mode 1 dans la cavité (s),

τ_{p2} : Durée de vie des photons du mode 2 dans la cavité (s),

τ_e : Durée de vie de l'électron,

Γ : Facteur de confinement,

N_{tr} : Nombre de porteurs à la transparence.

II.4.1. Seuil d'oscillation

Au seuil d'oscillation, le gain compense les pertes c-à-d :

$$\frac{\eta_i I_{seuil}}{qN_w} = \frac{N_{seuil}}{\tau_e} \quad (\text{II.7})$$

Ce qui donne

$$N_{seuil} = \frac{\eta_i \tau_e I_{seuil}}{qN_w} \quad (\text{II.8})$$

où I_{seuil} et N_{seuil} sont le courant d'injection et le nombre d'électrons au seuil d'oscillation.

II.4.2. Régime stationnaire

On régime stationnaire toutes les dérivées sont nulles : $\frac{dP_1}{dt}$ et $\frac{dP_2}{dt} = 0$

Mode 1 :

$$0 = \left(G_1 - \frac{1}{\tau_{p1}} \right) P_1 + R_{sp1} \quad (\text{II.9})$$

soit

$$G_1 = -\frac{R_{sp1}}{P_1} + \frac{1}{\tau_{p1}} \quad (\text{II.10})$$

Mode 2 :

$$0 = \left(G_2 - \frac{1}{\tau_{p2}} \right) P_2 + R_{sp2} \quad (\text{II.11})$$

soit

$$G_2 = -\frac{R_{sp2}}{P_2} + \frac{1}{\tau_{p2}} \quad (\text{II.12})$$

En remplaçant G_1 et G_2 dans le l'équation (II.xxxx) on obtient

$$0 = \frac{\eta_i I}{q N_w} - \frac{N}{\tau_e} - \left(-\frac{R_{sp1}}{P_1} + \frac{1}{\tau_{p1}} \right) P_1 - \left(-\frac{R_{sp2}}{P_2} + \frac{1}{\tau_{p2}} \right) P_2 \quad (\text{II.13})$$

Posons

$$P_2 = r P_1 \quad (\text{II.14})$$

$$G_2 = \delta G_1 \quad (\text{II.18})$$

En remplaçant (II.) et (II.) dans l'équation (II.) on obtient après quelques transformations élémentaires les nombres de photons dans la cavité des modes 1 et 2 respectivement :

$$P_1 = \frac{\eta_i}{q} \frac{(I - I_{seuil})}{(1 + r\delta) G_{seuil}} \quad (\text{II.15})$$

$$P_2 = r \frac{\eta_i}{q} \frac{(I - I_{seuil})}{(1 + r\delta) G_{seuil}} \quad (\text{II.16})$$

Où G_{seuil} est le gain au seuil d'oscillation.

Le tableau (II. 1) donne les valeurs des variables laser

Paramètres	Unité	Valeurs
N_{tr} :	-	2.85×10^6
I_{seuil}	mA	5
β	-	10^{-5}
η_i :	-	0.86
N_w :	-	1
τ_{p1} :	ps	3.5
τ_{p2} :	ps	3.5
τ_s :	ns	1
Γ :	-	0,05

Tableau (II.1) : intervalles de valeurs des paramètres intrinsèques du VCSELs (850nm)

II.5 Bruit Relatif d'intensité des VCSELs bimode

Le bruit relatif d'intensité des lasers VCSELs est donné par la formule suivante

$$[17]. \quad (\text{II.17})$$

où T_{F_1} , T_{F_2} et T_{F_N} sont les transformées de Fourier pootons et les électrons :

$$T_{F_1} = j\omega + \frac{R_{sp}}{P_2} - (D-B)P_2 - \frac{(G_1 - G_2)G_N P_2}{\Gamma_N + j\omega} \quad (\text{II.18})$$

$$T_{F_2} = j\omega + \frac{R_{sp}}{P_2} - (D-B)P_2 - \frac{(G_1 - G_2)G_N P_2}{\Gamma_N + j\omega} \quad (\text{II.19})$$

$$T_{F_N} = \frac{G_N}{\Gamma_N + j\omega} \left[j\omega(P_1 + P_2) + R_{sp} \left(\frac{P_1}{P_2} + \frac{P_2}{P_1} \right) - 2(D-B)P_1 P_2 \right] \quad (\text{II.20})$$

avec

$$D_{11} = R_{sp} P_1$$

$$D_{22} = R_{sp} P_2$$

$$D_{1N} = -R_{sp} P_1$$

$$D_{2N} = -R_{sp} P_2$$

$$D_{NN} = R_{sp} (P_1 + P_2) + \frac{N}{\tau_e}$$

et

$$T_Z = -\omega^2 + j\omega R_{sp} \left(\frac{1}{P_1} + \frac{1}{P_2} \right) + j\omega B (P_1 + P_2) + \frac{j\omega G_N}{\Gamma_N + j\omega} (G_1 P_1 + G_2 P_2) + \frac{G_N R_{sp}}{\Gamma_N + j\omega} \left(\frac{G_1 P_1}{P_2} + \frac{G_2 P_2}{P_1} \right) - \frac{G_N (G_1 + G_2) (D-B) P_1 P_2}{\Gamma_N + j\omega} + \frac{R_{sp}^2}{P_1 P_2} + BR_{sp} \left(\frac{P_1}{P_2} + \frac{P_2}{P_1} \right) - (D^2 - B^2) P_1 P_2 \quad (\text{II.21})$$

avec

$$G_1 = N_w g_{01} (N - N_{tr}) \quad (\text{II.22})$$

$$G_2 = N_w g_{02} (N - N_{tr}) \quad (\text{II.23})$$

$$R_{sp1} = N_w \Gamma \beta_1 B_{01} N^2 \quad (\text{II.24})$$

$$R_{sp2} = N_w \Gamma \beta_2 B_{02} N^2 \quad (\text{II.25})$$

g_{01} et g_{02} sont les gain modaux des modes 1 et 2 respectivement (s^{-1})

Γ_N : taux de relaxation à petit signal,

B_{01} et B_{02} sont les facteurs de recombinaisons spontanées des modes 1 et 2 respectivement,

β_1 et β_2 sont les coefficient d'émission spontanée des modes 1 et 2 respectivement.

Les valeurs numériques utilisées dans cette modélisation sont :

$$g_{01} = 1.2 \times 10^4 \text{ s}^{-1}, g_{02} = 0.8 \times 10^4 \text{ s}^{-1}, B_0 = 20.4 \text{ s}^{-1}, B = 1200, D = 4/3B.$$

II.6. Effet de la fréquence de modulation

II.6.1. Résultats et discussions

Les figures (II.1), (II.2) et (II.3) montrent la variation du bruit relatif d'intensité (RIN), en dB/Hz, en fonction de la fréquence de modulation ω pour différents δ et à différents r : (a) $r=1$, (b) $r=0.7$ et $r=0.4$. On distingue trois différentes valeurs de courants: figure (II.1) $I=1.5I_{\text{seuil}}$, figure (II.2) $I=2I_{\text{seuil}}$ et figure (II.3) $I=5I_{\text{seuil}}$.

Les figures montrent clairement que :

- Le bruit est maximal à la résonance pour $\delta=1$.
- Le bruit diminue lorsque le δ augmente.
- Le bruit s'écroule à hautes fréquences de modulation ω .
- L'effet de r n'est pas important pour un courant d'injection donné.
- Le bruit à la résonance diminue en augmentant le courant d'injection.
- La fréquence de résonance augmente en augmentant le courant d'injection.

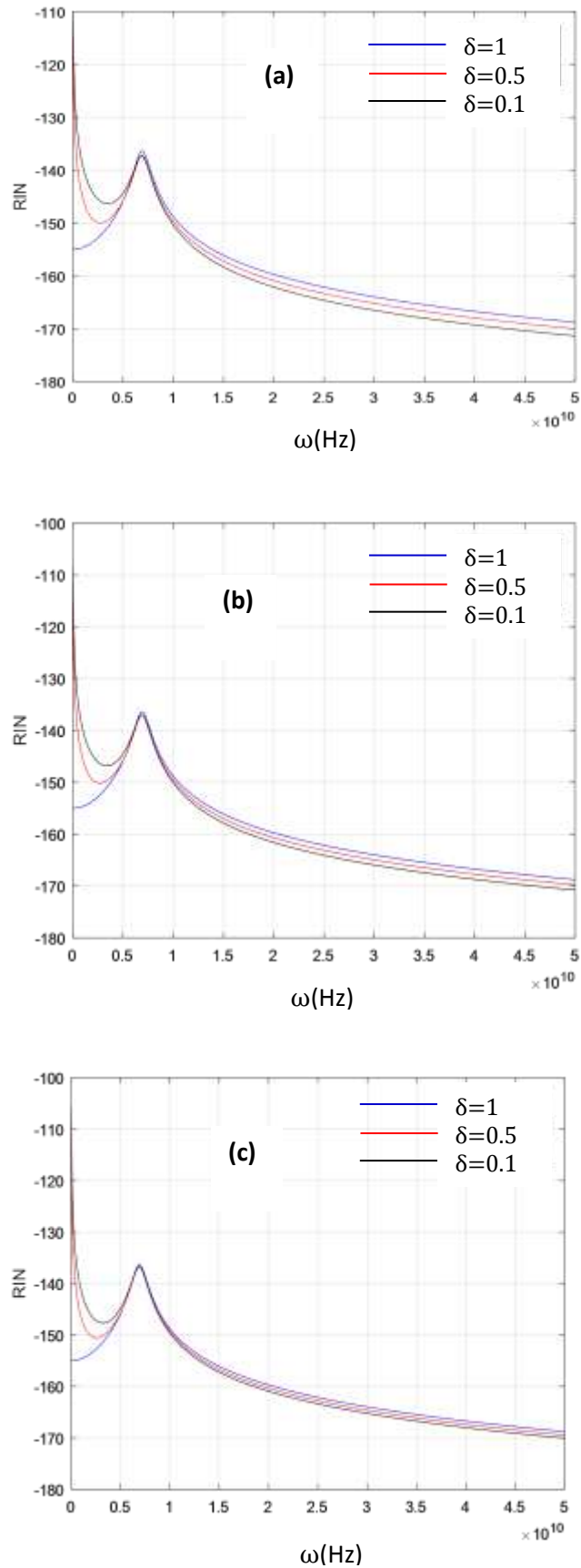


Figure (II.1) : Bruit relatif d'intensité (RIN), en dB/Hz, en fonction de ω pour différents δ et à différents r : (a) $r=1$, (b) $r=0.7$ et (c) $r=0.4$. $I=1.5 I_{\text{seuil}}$

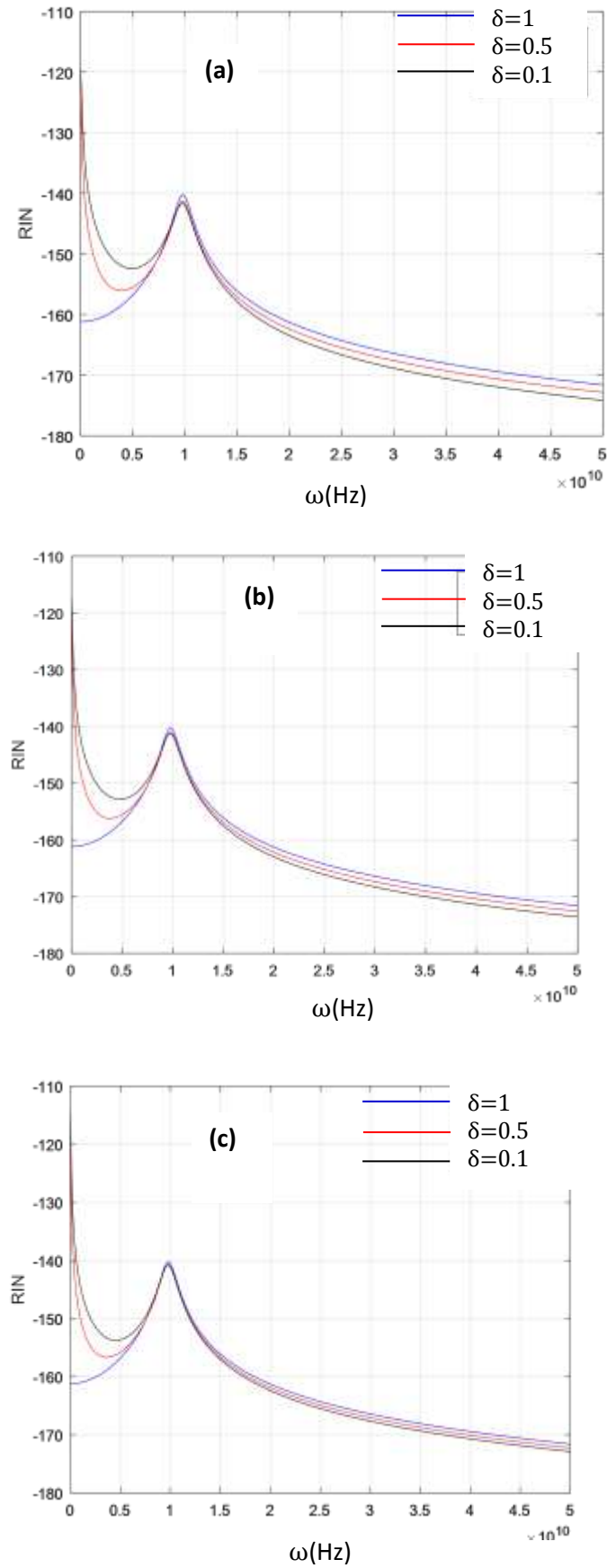


Figure (II.2) : Bruit relatif d'intensité (RIN), en dB/Hz, en fonction de ω pour différents δ et à différents r : (a) $r=1$, (b) $r=0.7$ et (c) $r=0.4$. $I=2 I_{\text{seuil}}$

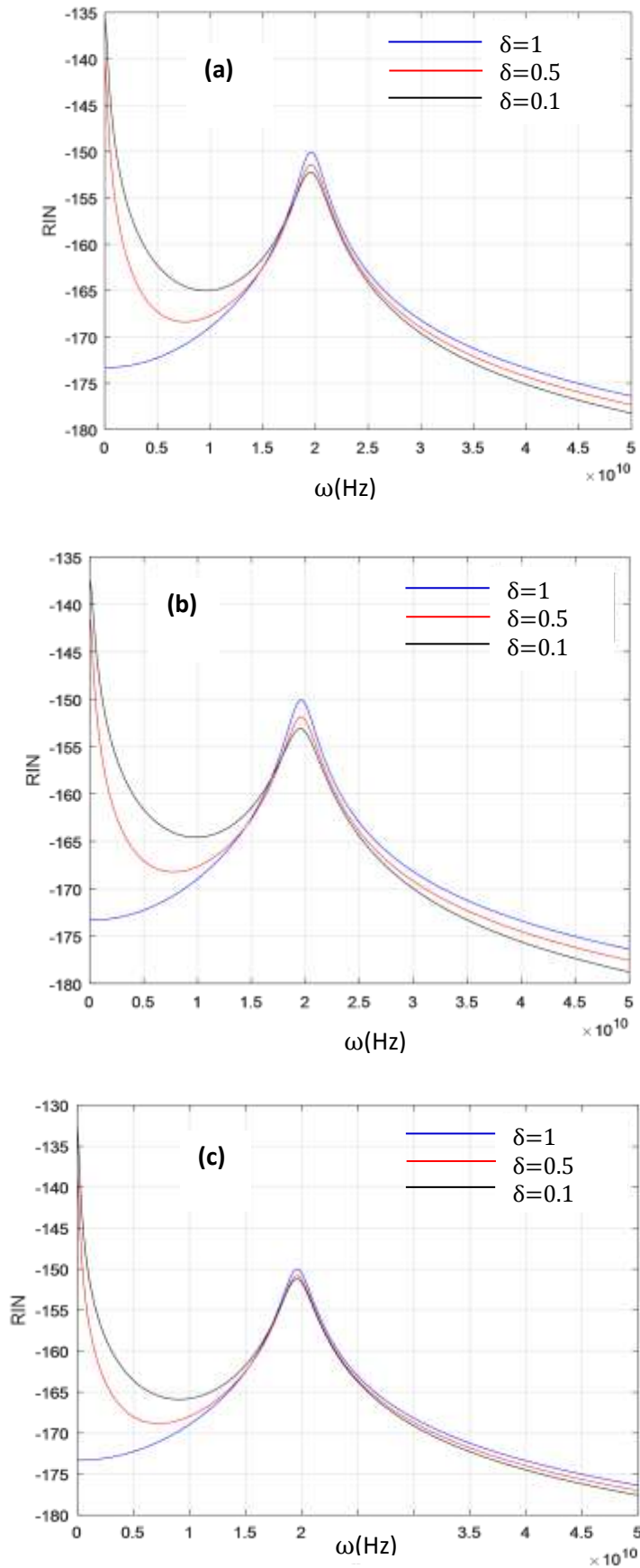


Figure (II.3) : Bruit relatif d'intensité (RIN), en dB/Hz, en fonction de ω pour différents δ et à différents r : (a) $r=1$, (b) $r=0.7$ et (c) $r=0.4$. $I=5 I_{seuil}$

II.7. Limite du RIN

Pour de faible fréquence de modulation $\omega \approx 0$, on remplace $\omega = 0$ dans les équations (II.8)-(II.12), on trouve :

$$RIN(\omega \approx 0) = \frac{2D_{11}|T_{F_1}|^2 + 2D_{22}|T_{F_2}|^2 + 2D_{1N}|T_{F_1}^*T_{F_N}|}{|T_Z|^2(P_1 + P_2)^2} + \frac{2D_{2N}|T_{F_2}^*T_{F_N}| + 2D_{NN}|T_{F_N}|^2}{|T_Z|^2(P_1 + P_2)^2} \quad (\text{II.26})$$

avec

$$T_{F_1} = \frac{R_{sp}}{P_2} - (D - B)P_2 - \frac{(G_1 - G_2)G_N P_2}{\Gamma_N} \quad (\text{II.27})$$

$$T_{F_2} = \frac{R_{sp}}{P_2} - (D - B)P_2 - \frac{(G_1 - G_2)G_N P_2}{\Gamma_N} \quad (\text{II.28})$$

$$T_{F_N} = \frac{G_N}{\Gamma_N} \left[R_{sp} \left(\frac{P_1}{P_2} + \frac{P_2}{P_1} \right) - 2(D - B)P_1 P_2 \right] \quad (\text{II.29})$$

$$T_Z = \frac{G_N R_{sp}}{\Gamma_N + j\omega} \left(\frac{G_1 P_1}{P_2} + \frac{G_2 P_2}{P_1} \right) - \frac{G_N (G_1 + G_2)(D - B)P_1 P_2}{\Gamma_N} + \frac{R_{sp}^2}{P_1 P_2} + BR_{sp} \left(\frac{P_1}{P_2} + \frac{P_2}{P_1} \right) - (D^2 - B^2)P_1 P_2 \quad (\text{II.30})$$

II.8. Effet de δ

II.8.1. Résultats et discussions

La figure (II.4) montre la variation de la limite du bruit relatif d'intensité (RIN), en dB/Hz, en fonction de δ pour différents r ($r=1$, $r=0.5$ et $r=0.1$) et à différents courants d'injection: **(a)**, $I=1.5I_{\text{seuil}}$, **(b)**, $I=2.5I_{\text{seuil}}$ et **(c)**, $I=5I_{\text{seuil}}$. La fréquence de modulation $\omega \approx 0$. Les figures montrent clairement que le bruit relatif d'intensité (RIN) diminue lorsque δ augmente. Cette diminution est importante lorsque r augmente. On constate aussi que le bruit est minimal pour des valeurs élevée de δ et aux valeurs élevée de r .

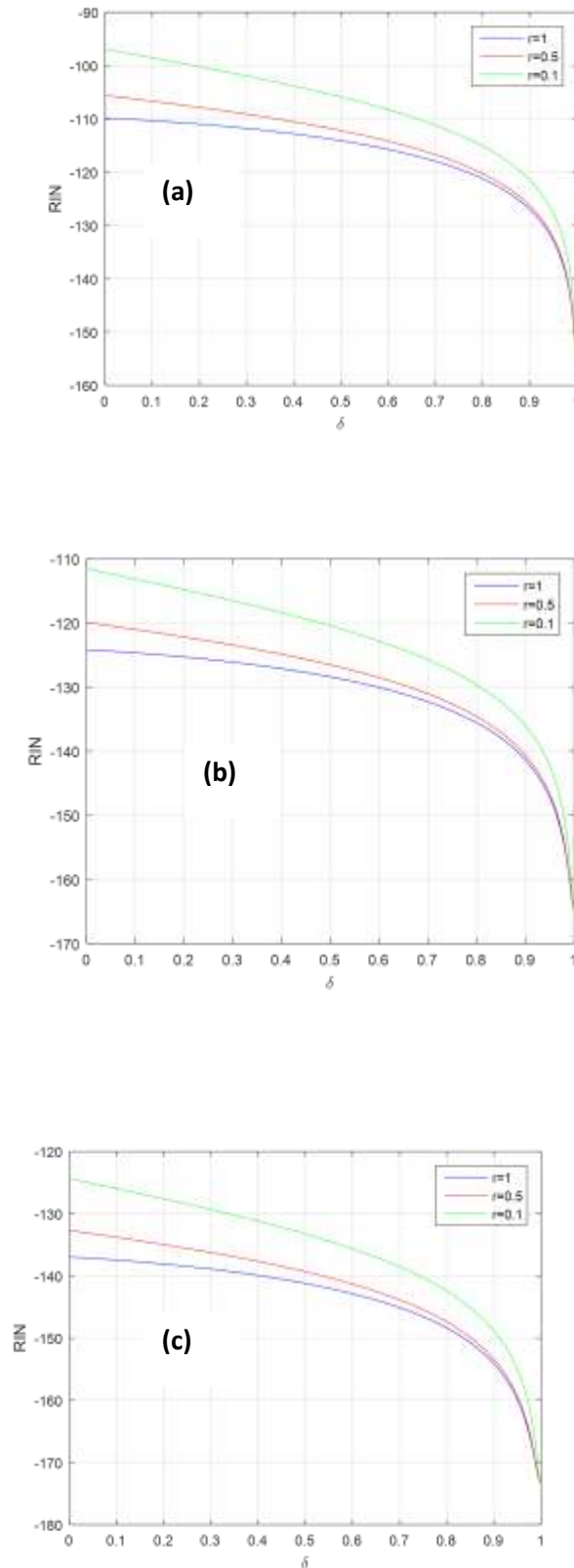


Figure (II.4) : Variation de la limite du RIN, en dB/Hz, en fonction de δ pour différents r et à différents courant d'injection: (a) , $I=1.5I_{\text{seuil}}$, (b) , $I=2.5I_{\text{seuil}}$ et (c) , $I=5I_{\text{seuil}}$, $\omega \approx 0$

II.9. Effet du courant**II.9.1. Résultats et discussions**

La figure (II.5) montre la variation de la limite du bruit relatif d'intensité (RIN), en dB/Hz, en fonction de courant d'injection pour différents valeurs de δ ($\delta=1$, $\delta=0.5$ et $\delta=0.1$) et à différents r : **(a)** $r=1$, **(b)** $r=0.5$ et **(c)** $r=0.1$. La fréquence de modulation $\omega \approx 0$.

Les figures montrent clairement que la limite du bruit relatif d'intensité diminue lorsque le courant d'injection augmente. Cette diminution est importante lorsque la valeur de δ augmente. On remarque aussi que le bruit est influencé par la valeur de r .

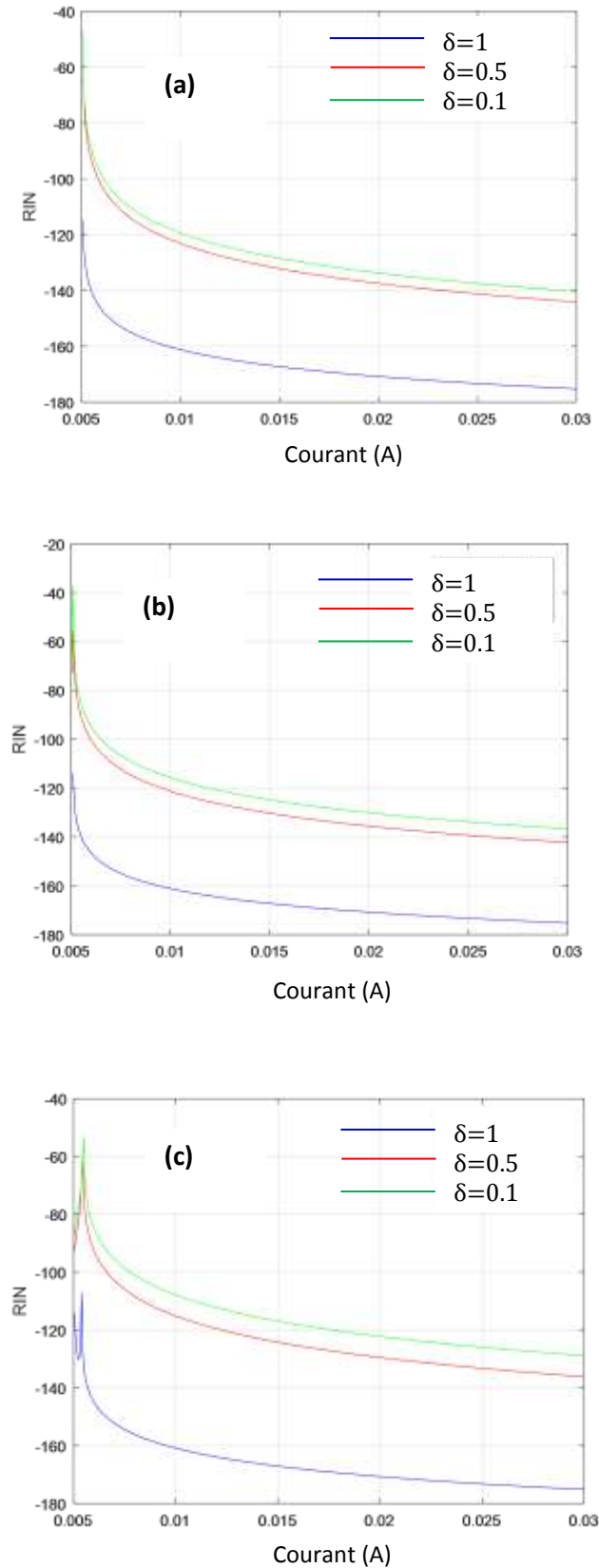


Figure (II.5) : Variation de la limite du RIN, en dB/Hz, en fonction de courant pour différents δ et à différents r : (a) $r=1$, (b) $r=0.5$ et (c) $r=0.1$. $\omega \approx 0$

Conclusion général

Conclusion général

Le travail présenté dans ce mémoire porte sur la modélisation du bruit relatif d'intensité des lasers à cavité verticale émettant par la surface VCSEL multimode.

Dans la première partie, nous avons présenté un bref historique des lasers VCSEL. Nous avons ainsi évoqué la structure et le principe de fonctionnement des lasers VCSEL. Après avoir présenté le principe de fonctionnement des miroirs de Bragg et la condition nécessaire d'oscillation laser, nous avons expliqué la différence entre les lasers VCSELS fonctionnant autour de $850\mu\text{m}$, $1.55\mu\text{m}$ et $1.3\mu\text{m}$. Nous avons également précisé les avantages et les inconvénients de ces lasers et évoqué les lasers VCSELS multimode. Enfin, nous avons terminé cette partie en donnant quelques applications des VCSEL.

La deuxième partie est consacrée à l'étude du bruit relatif d'intensité (RIN) des lasers à cavité verticale émettant par la surface multimode. Dans un premier lieu, nous avons étudié l'influence du courant d'injection, la fréquence de modulation et les paramètres réduits entre les deux modes δ et r sur le RIN. On trouve que le bruit est maximal à la résonance pour $\delta=1$, et le bruit à la résonance diminue en augmentant le courant d'injection tandis que le courant d'injection augmente la fréquence à la résonance.

Cette partie est consacré aussi à la détermination de la limite du bruit à basse fréquence ($\omega \approx 0$) en fonction du courant d'injection et des paramètres du laser δ et r . L'étude montre que la limite du bruit est influencée par le courant d'injection et les valeurs de δ et r .

Références

Références

- [1] A. Abdelmalek, Mémoire de fin d'études Master, Etude théorique et expérimental d'ablation et structuration des métaux par laser court et ultracourt, Université Tlemcen, Juin 2016.
- [2] S. Bramki, Interaction laser Nd-Yag pulsé-peau Application en dermatologie, Thèse de Magister . Université Constantine.
- [3] M. Haelterman Physique des semi-conducteurs II par Marc Haelterman Université libre de Bruxelles 1998.
- [4] J. P. van der Zeil, R. Dingle, R. C. Miller, W. Wiegmann, and W. A. Nordland, Laser.
- [5] H. Soda, K. Iga, C. Y. Suematsu, GaInAsP/In surface emitting laser, Vol.18. Jpn.J. App. Phys, pp.2329-2330,1979.
- [6] K.Iga, S. Koyama, S. Kinochita, Surface emitting semi-conducteur laser, Vol.23. IEEE J. Quantum Electron, pp.1845-1855,1988.
- [7] J-Philippe Tourenc, Caractérisation et Modélisation du Bruit d'Amplitude Optique, du Bruit de Fréquence et de la Largeur de Raie de VCSELs monomodes émettant autour de 850nm, these Doctorat, 13 Septembre 2005.
- [8] H .Ahlem .Modélisation du bruit relatif é des lasers à cavité verticale émettant par la surface . M .Master .2020
- [9] V.Bardinal .Technologie et intégration photonique .9 avril 2009 .
- [10] F.TALEB .Nouvelles sources lasers massivement accordables pour les applications Télécoms et les nouveaux capteurs . 1 SEPTEMBRE 2016 .
- [11] G. Almuneau, Etude et réalisation de lasers à cavité à 1,55 μ m.sur GASB., thèse de Doctorat, France., pp.16. 2014.
- [12] C. Levallois, Etude et réalisation de lasers à cavité verticale mono et multilongueurs d'onde émettant à 1.55 μ m, France, pp.19-23,2003.
- [13] E. Rosencher, V. Borge, Optoélectronique. Edition Masson, Paris, pp. 128-472522, 1998.
- [14] P.SiGNORET.Etude lasers à Semiconducteur au Second Order :bruit damplitude- Bruit de Fréquence .16/12/2004.
- [15] j.PERCHOUX. Caractérisation et Modélisation du Bruit dintensité de VCSEL ET de son influence sur le bruit de phase des liaisons opto- hyperfréquences . thèse de Doctorat, 29/2/2012.
- [16] B.Philippe . Oscillateurs picosecondes de forte puissance moyenne à faibles bruits . thèse de Doctorat .7 déc 2010.

- [17] A. Congar, K. Hussain, C. Pareige, R. Butté, N. Grandjean, P. Besnard, S. Trebaol, Impact of Mode-Hopping Noise on InGaN Edge, Emitting Laser Relative Intensity Noise Properties, IEEE J. Quantum. Electronics, 0018-9197 (c) 2017.

Résumé

Le présent travail s'inscrit dans le cadre d'un thème de recherche qui consiste à étudier la modélisation du bruit relatif d'intensité des lasers à cavité verticale émettant par la surface VCSEL multimode. Il comporte deux parties : La première partie est une généralité sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL). La deuxième partie est consacrée à l'étude de l'effet des paramètres du laser telles que la fréquence de modulation, le courant d'injection et les paramètres δ et r entre les deux modes de sur le RIN et la limite du RIN. Il a été montré que les paramètres du laser jouent un rôle primordial sur le bruit relatif d'intensité et sur la limite di RIN.

Mots clés: VCSEL, Equations de Langevin, bimode, bruit relatif d'intensité, fréquence de résonance.