

# THÈSE

présentée en vue de  
l'obtention du titre de

**DOCTEUR**

de

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

**ÉCOLE DOCTORALE : Génie Électrique, Électronique,  
Télécommunication : du microsysteme au systeme**

**SPÉCIALITÉ : Optoélectronique et hyperfréquence**

par

**Angélique RISSONS**

**Caractérisation et modélisation optoélectronique de diodes laser à cavité verticale  
émettant par la surface (VCSEL)**

Soutenue le 14 octobre 2003 devant la Commission d'examen :

M.	D.	DECOSTER	Président
Mme	V.	BARDINAL-DELAGNES	
MM.	J.	LE BIHAN	Rapporteur
	J.C.	MOLLIER	Directeur de thèse
	M.	PEZ	
	C.	RUMELHARD	Rapporteur

# 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

---

**Angélique RISSONS**

**CARACTÉRISATION ET MODÉLISATION  
OPTOÉLECTRONIQUE DE DIODE LASER À CAVITÉ  
VERTICALE ÉMETTANT PAR LA SURFACE (VCSEL)**

---

Soutenue le Mardi 14 Octobre 2003 devant la commission d'examen composée de :

D. DECOSTER  
J. LE BIHAN  
C. RUMELHARD  
V. BARDINAL-DELAGNES  
J-C MOLLIER  
M. PEZ

**Président**  
**Rapporteur**  
**Rapporteur**  
**Directeur de Thèse**



# *Remerciements*

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du groupe MOSE (Microondes et Optoélectronique pour Systèmes Embarqués) de l'École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace (SUPAERO) à Toulouse sous la direction de Monsieur le Professeur Jean-Claude MOLLIER, à qui je tiens à exprimer tout ma reconnaissance pour m'avoir encadré lors de mon stage de DEA et s'être démené pour que je puisse poursuivre cette étude en thèse. Je le remercie très chaleureusement pour m'avoir accordé autant de confiance et m'avoir donné goût au travail de chercheur.

Je remercie Monsieur le Professeur Didier DECOSTER de l'Université de Lille pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de thèse.

Je tiens également à exprimer toute ma gratitude à Monsieur Jean LE BIHAN, Professeur de l'ENIB (Ecole Nationale d'Ingénieur de Brest) et Monsieur Christian RUMELHARD, Professeur du CNAM (Conservatoire National des Arts et Métiers) de Paris, pour avoir bien voulu donner de leur temps à être rapporteurs.

Je remercie Madame Véronique BARDINAL-DELAGNES, chargée de recherches CNRS au LAAS (Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes) de Toulouse, pour sa lecture attentive de mon manuscrit et pour l'intérêt qu'elle a accordé à mon travail à travers sa participation au jury de thèse.

Un remerciement tout particulier va à Monsieur Mathias PEZ, Président et Directeur Technique de D-Lightsys, pour l'attention qu'il a porté à ce travail et ses connaissances techniques qu'il a su faire partager, notamment dans le cadre du projet SHAMAN (Simulation Hybride pour Application Multidomaine Analogique et Numérique). Je le remercie également d'avoir participé au jury de thèse.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre d'une convention entre le SREA (Service de Recherches et Etudes Amont de la DGA) et SUPAERO pour développer l'activité VCSEL au

sein du groupe MOSE. Je remercie vivement le SREA pour son soutien et en particulier notre interlocuteur Monsieur François MURGADELLA.

D'autre part, je remercie tous les partenaires du projet SHAMAN : Thales, Ipsis, Mentor Graphics, Supélec, Télécom Paris et le Laboratoire PHASE.

Je remercie également Monsieur Yann BOUCHER, Maître de Conférences à l'ENIB de Brest, pour nos échanges sur l'influence de la température dans le VCSEL.

Pour tous les travaux et discussions menés ensemble, je tiens à exprimer ma profonde gratitude et mon amitié à Stéphanie CONSTANT et Julien PERCHOUX. Tous les trois, nous avons fait un vrai travail d'équipe.

Je remercie Etienne PERRIN pour tout le temps qu'il m'a consacré, pour m'avoir initié à l'utilisation de l'analyseur de réseau et du logiciel ADS sans oublier sa bonne humeur quotidienne.

C'est avec grand plaisir que je remercie Fabien DESTIC pour son attention et son aide en optoélectronique mais également pour son accueil au sein du groupe.

Je tiens également à exprimer toute ma reconnaissance à Francis FROIN et Thierry SOULET pour m'avoir fait part de leur savoir faire expérimental.

Comment ne pas exprimer ma reconnaissance et mon amitié pour tous les bons moments passés ensemble aux doctorants Myriam KABA et Jean-Marc MARTIN, aux stagiaires avec qui j'ai partagé le bureau Eneko GOYENAGA, Javier LABORDA, Almudena TRIGO, David LOPEZ. Je peux ajouter à cette liste les autres membres du groupe, Christophe CALIXTE, ainsi que les doctorants et stagiaires de DEA successifs .

Enfin, un immense merci va à mon entourage, mes parents, mes amis et surtout mon mari, Jimmy, pour leur soutien et leur confiance.

Jimmy « mési onpil pou tout sa ou fè pou mwen, mwen ainmé ou ».

# SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION</b>	<b>9</b>
<b>CHAPITRE 1:</b>	<b>13</b>
<b>PRÉSENTATION GÉNÉRALE DES DIODES LASER À CAVITÉ VERTICALE ÉMETTANT PAR LA SURFACE (VCSEL)</b>	<b>13</b>
I. LA DIODE LASER .....	15
I.1 Émission de lumière	15
I.2 Fonctionnement en régime Laser	17
I.3 Structures de diodes Laser	21
a) Double hétérostructure	21
b) Confinement transversal	22
c) Laser à contre réaction distribuée ( DFB, de l'anglais Distributed Feed-Back )	25
d) Diodes laser à puits quantiques	27
II. LASER À CAVITÉ VERTICALE .....	29
III. AVANTAGES DU VCSEL : COMPARAISON VCSEL / DIODE LASER CONVENTIONNELLE .....	32
IV. DIFFÉRENTES STRUCTURES DE VCSEL .....	34
IV.1 Zone active à puits quantiques	34
IV.2 Confinement électrique	35
V. MATRICE DE VCSELS .....	38
VI. APPLICATIONS .....	40
VII. VCSELS AUX LONGUEURS D'ONDES TÉLÉCOMS .....	42
VIII. RÉFÉRENCES .....	50
<b>CHAPITRE 2:</b>	<b>55</b>
<b>FONCTIONNEMENT DU VCSEL ET MODÉLISATION OPTOÉLECTRONIQUE</b>	<b>55</b>
I. COMPORTEMENT OPTOÉLECTRONIQUE .....	57
I.1 Miroirs de Bragg	57
a) Comportement électrique	57
b) Comportement optique	67
I.2 Cavité et zone active	70
II. ÉQUATIONS D'ÉVOLUTION – ANALOGIES ET DIFFÉRENCES AVEC UNE DIODE LASER CONVENTIONNELLE .....	71
II.1 Laser conventionnel monomode	72
II.2 VCSEL	75
III. COMPRESSION DU GAIN .....	77

IV. FACTEUR DE CONFINEMENT.....	79
V. NOMBRE DE PHOTONS ET DE PORTEURS EN RÉGIME STATIONNAIRE .....	80
VI. RÉFÉRENCES.....	84
<b>CHAPITRE 3:</b>	<b>87</b>
<b>CARACTÉRISATION STATIQUE DU VCSEL</b>	<b>87</b>
I. CARACTÉRISATION STATIQUE .....	89
II. EFFETS THERMIQUES DANS LE VCSEL .....	89
II.1 Comportement spectral	90
a) Matériau massif	90
b) Réflecteur de Bragg	90
c) Cavity vide	91
II.2 Influence de la température sur la puissance, le courant de seuil et la tension	93
III. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE COMPORTEMENT SPECTRAL.....	96
III.1 Description du banc de mesure	96
III.2 Résultats expérimentaux	98
IV. ÉTUDE DE LA PUISSANCE OPTIQUE ÉMISE EN FONCTION DU COURANT DE POLARISATION ..	100
IV.1 Conception du banc de mesure	100
a) Choix de la pré-polarisation	100
b) Banc de test.	102
IV.2 Comparaison des mesures en impulsion et en continu	104
IV.3 Variation du courant de seuil avec la température	105
V. MESURE DE LA CARACTÉRISTIQUE COURANT TENSION .....	108
VI. DISCUSSION.....	110
VII. RÉFÉRENCES .....	112
<b>CHAPITRE 4:</b>	<b>115</b>
<b>SCHÉMA ÉLECTRIQUE ÉQUIVALENT PETIT SIGNAL DU VCSEL</b>	<b>115</b>
I. SCHÉMA ÉQUIVALENT COMPORTEMENTAL.....	117
I.1 Résistance des miroirs de Bragg	118
I.2 Capacités des miroirs de Bragg	119
I.3 Bilan sur les deux miroirs	119
I.4 Autres structures	120
II. INCLUSION DES PHÉNOMÈNES PARASITES.....	122
III. LINÉARISATION DES ÉQUATIONS D'ÉVOLUTION .....	124
IV. PARAMÈTRES DU SCHÉMA ÉLECTRIQUE ÉQUIVALENT DE LA CAVITÉ EN FONCTION DES PARAMÈTRES INTRINSÈQUES DU VCSEL. ....	127
V. ORDRES DE GRANDEURS DES PARAMÈTRES DU SCHÉMA ÉQUIVALENT .....	132
VI. APPROCHE HYPERFRÉQUENCE : PARAMÈTRES S DE LA ZONE ACTIVE .....	135
VII. FONCTION DE TRANSFERT .....	137
VIII. RÉFÉRENCES.....	141

<b>CHAPITRE 5:</b>	<b>145</b>
<b>CARACTÉRISATION DYNAMIQUE DE VCSELS ET VALIDATION DU MODÈLE</b>	<b>145</b>
I. MESURE DES COEFFICIENTS DE DISPERSION ET VALIDATION.....	147
II. CARACTÉRISATION DE VCSELS EN BOÎTIER.....	148
III. CARACTÉRISATION DE BARRETTES DE VCSELS ET MESURES SOUS POINTES .....	151
IV. BARRETTE AVEC ACCÈS PAR WIRE BONDING .....	154
V. MISE EN ÉVIDENCE ET MODÉLISATION DE LA DIAPHONIE .....	160
VI. BARRETTE À ACCÈS COPLANAIRE DIRECT. ....	163
VII. EXTRACTION DES PARAMÈTRES INTRINSÈQUES DU VCSEL. ....	168
VIII. RÉFÉRENCES .....	170
<b>CONCLUSION</b>	<b>173</b>
<b>TABLE DES FIGURES</b>	<b>177</b>
<b>LISTE DES COMMUNICATIONS</b>	<b>181</b>





# Introduction

Avec la demande toujours croissante de débit et de quantité d'informations dans les communications sur courtes et longues distances, les technologies électriques sont arrivées en saturation : l'augmentation inaltérable des fréquences de modulation et du nombre de canaux a été à l'origine de phénomènes parasites irrémédiables.

Une excellente alternative à ce problème a été de substituer les fibres optiques aux câbles électriques grâce à des atouts tels que la rapidité de transmission et l'insensibilité aux rayonnements électromagnétiques.

C'est depuis les années 90 que nous assistons à une croissance fulgurante des transmissions optiques avec les liaisons transocéaniques, la télévision haut débit, les réseaux téléphoniques et informatiques, les interconnexions... Toutes ces applications touchent aussi bien le grand public que l'industrie et la défense. Cette évolution est apparue grâce aux progrès technologiques des fibres optiques en terme de matériaux et de guidage de l'onde optique, ce qui a permis la diminution de l'atténuation spectrale et de la dispersion chromatique. En fonction de quoi les diodes laser monomodes émettant aux longueurs d'onde 1,55 et 1,3  $\mu\text{m}$  et des photodiodes performantes et rapides à ces longueurs d'ondes ont été conçues, sans omettre tous les progrès techniques en matière de circuits électroniques amont et aval de la liaison.

Cet engouement pour les transmissions par porteuse optique a suggéré l'application du multiplexage en longueur d'onde (WDM : Wavelength Division Multiplexer) dans des modules d'émission parallèle. Cette idée a alors suscité la conception de laser à émission par la surface pouvant être montés en matrice ou en barrette et, de ce fait, capable d'émettre simultanément sur plusieurs canaux. Après quelques années de recherches, ce n'est que depuis environ quinze ans que le laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL : Vertical-cavity Surface-Emitting Laser) est apparu et depuis le milieu des années 90 qu'il fut commercialisé.

Outre cet avantage d'émission verticale, le VCSEL est une diode laser rapide, peu consommatrice de puissance (faible courant de seuil) et avec un coût de fabrication très faible comparé à toutes les autres diodes laser grâce à l'épithaxie par jets moléculaires. En effet la planarisation de la diode laser a permis une fabrication en série du composant : sur un wafer de 4 pouces, le constructeur peut faire croître 100000 VCSELS. Les deux aléas qui ont freiné pendant plusieurs années l'utilisation des VCSELS dans les liaisons télécoms sont la longueur d'onde d'émission trop faible, la puissance optique émise trop faible et le comportement multimode, ce qui a favorisé l'essor considérable de l'utilisation du VCSEL dans les transmissions haut débit sur courtes et moyennes distances ( $> 20$  Gbps sur des distances de 10 cm à quelques centaines de mètres).

Si depuis trois ans les VCSELS émettant à 850nm arrosent le marché des datacoms, ce n'est que depuis quelques mois que des constructeurs commercialisent un composant émettant à 1300nm et il faudra encore attendre quelque temps avant de pouvoir acheter un composant capable d'émettre à 1550nm. Mais l'intérêt économique majeur de ce composant pousse les entreprises à trouver la solution miracle pour développer la structure adéquate et le procédé de fabrication en série le moins coûteux et ce le plus rapidement possible.

Parallèlement, des travaux réalisés sur des VCSELS émettant dans le bleu laissent entendre des perspectives d'une nouvelle génération de lecteurs DVD, d'imprimantes laser... Les VCSELS de puissance font également l'objet d'intenses recherches : le watt en fonctionnement continu est atteint depuis un an par des composants émettant à 980nm de 100 $\mu$ m de diamètre inséré dans une cavité externe (VECSEL : Vertical External Cavity Surface-Emitting Laser). Ces composants pourront être utilisés comme source de pompage d'amplificateurs à fibres dopées.

Toutes ces applications nous permettent alors de prévoir une utilisation très étendue des VCSELS notamment dans tous les domaines de l'optoélectronique.

C'est ce concept qui nous a attiré dans l'étude et la modélisation du comportement optoélectronique de cette diode laser en s'attachant à plusieurs points importants comme les équations d'évolution des porteurs et des photons, les caractéristiques statiques avec la contribution de la température, la modélisation et caractérisation dynamique du composant. Ce sont les différentes phases de ce travail qui sont présentées dans ce mémoire.

Une étape préliminaire présentée dans un premier chapitre nous permet de situer le VCSEL dans le monde de l'optoélectronique en décrivant progressivement sa structure à partir des différentes structures de diodes laser à émission par la tranche. La suite logique veut que nous abordions l'état de l'art de ce composant en insistant sur ses principaux avantages: les différentes structures de VCSELs et de barrettes, les applications, les composants émettant à 1300 et 1550nm.

Le chapitre 2 porte sur l'analyse du comportement des électrons et des photons dans le VCSEL complet. Nous avons ainsi la possibilité de décomposer la diode laser en trois parties : le miroir de Bragg supérieur, la cavité avec ses puits quantiques et le miroir de Bragg inférieur. Dans chaque partie, nous modélisons qualitativement le mécanisme de génération et recombinaison des paires électrons-trous notamment au niveau des interfaces. Parallèlement, nous considérons la création de photons dans la cavité et leur comportement dans les miroirs. Cette étude est très intéressante dans le cas du VCSEL car elle tient compte de ses différences par rapport aux lasers à émission par la tranche. De là, les phénomènes survenant dans la cavité et la zone active du VCSEL sont comparés à ceux des autres laser. En détaillant chaque terme du mécanisme électronique et photonique dans les diodes laser en général et en adaptant leurs expressions au cas de l'émission par la cavité verticale, nous arrivons à la mise en équation de l'évolution des porteurs dans la zone active et des photons dans la cavité du VCSEL en fonction du temps. Ce système d'équation nous permet ensuite d'établir le modèle optoélectronique.

Notre première étude expérimentale présentée dans le troisième chapitre est fondée sur la détermination des principales caractéristiques statiques comme la longueur d'onde d'émission, la largeur de raie, le courant de seuil, la puissance optique émise en fonction du courant de polarisation et la relation courant-tension aux bornes de la diode. L'évaluation de ces grandeurs constitue la base de la caractérisation des diodes laser. Elle permet entratre le choix des autres composants de la liaison (récepteur, circuit électronique d'entrée et de sortie, fibre optique,...). C'est pourquoi nous nous sommes attachés à une détermination précise des valeurs de ces caractéristiques notamment pour la mesure du courant de seuil. Nous avons également porté un intérêt tout particulier à l'influence de la température sur la longueur d'onde d'émission, la puissance optique et le courant de seuil.

La troisième étape de la modélisation, expliquée en détail dans le quatrième chapitre, a pour but de représenter l'évolution des photons et des porteurs en fonctionnement dynamique sous forme d'un schéma électrique équivalent. Comme pour toute diode laser, le transport des électrons dans le composant en régime petit signal peut être représenté sous forme d'éléments

résistifs et capacitifs. La génération de photons et leurs oscillations dans la cavité ont un comportement électrique analogue à des résistances et inductances. Il est donc possible de modéliser la diode laser par un quadripôle électrique avec en entrée le courant de polarisation et en sortie la puissance optique. Le modèle de diode laser conventionnelle est alors adapté aux VCSELs en incluant l'effet des puits quantiques de la zone active, des miroirs de Bragg et de la structure verticale. La suite de la modélisation consiste alors à spécifier les éléments du schéma électrique équivalent de la zone active en fonction des paramètres internes du composant. Les équations d'évolution sont tout d'abord linéarisées dans le cas d'une modulation petit signal. Puis elles sont confrontées aux équations du circuit équivalent de la zone active. Par identification, des expressions de chaque élément peuvent ainsi être explicitées en fonction des grandeurs intrinsèques du VCSEL. Ces paramètres physiques n'étant pas directement accessibles, leurs valeurs sont données sous forme d'intervalles que nous avons établis d'après un panel d'ouvrages et de publications. Ceci nous a alors permis de chiffrer les éléments électriques du quadripôle.

La dernière phase du travail, abordée dans le cinquième chapitre, s'appuie sur la validation du modèle par la mesure des paramètres de dispersion du composant. La validation expérimentale, non sans contrainte, s'est faite tout d'abord sur des VCSELs en boîtier ne permettant que la mesure du coefficient de réflexion en entrée du VCSEL. La difficulté de cette caractérisation provient de la contribution de chaque partie du support de test. Etant donnée l'importance des phénomènes parasites, la mesure en transmission est rendue impossible. Avec le développement des composants en barrette dont nous avons finalement disposé, les mesures en réflexion et transmission obtenues sont finalement exploitables même si pour certaines barrettes la présence de la diaphonie perturbe le signal. Pour pouvoir extraire les paramètres du quadripôle VCSEL, la chaîne complète en partant des pointes du testeur jusqu'à l'étage de détection du signal transmis est modélisée. Le schéma électrique équivalent complet est alors implémenté dans un logiciel de simulation hyperfréquence, qui nous fournit les courbes théoriques  $S_{11}$  et  $S_{21}$  en fonction de la fréquence. Le modèle peut alors être validé par optimisation des paramètres du circuit équivalent dans les intervalles obtenus d'après les grandeurs physiques. Par superposition des courbes simulées et mesurées, nous obtenons un modèle qui est en parfait accord avec les données expérimentales.

# **Chapitre 1:**

## **Présentation générale des diodes laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)**

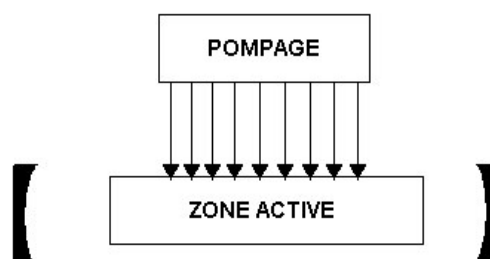
*Ce chapitre introduit les spécificités des diodes VCSEL (acronyme qui vient de l'anglais : Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser). En partant du principe de fonctionnement des lasers à semiconducteur et en présentant les structures les plus courantes, nous arrivons à l'élaboration du VCSEL en matrice. Pour clore ce chapitre, nous aborderons les principales applications et les perspectives dans le domaine des télécoms.*



## **I. La diode Laser**

### **I.1 Émission de lumière**

Depuis la découverte du principe d'émission stimulée en 1917 par Albert Einstein, le développement du LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) n'a cessé de se perfectionner pour arriver à maturité aujourd'hui et trouver de nombreuses applications dans un certain nombre de domaines aussi différents qu'ils soient, tels que les transmissions d'information, le biomédical, le militaire. Pour toutes ces applications, il existe plusieurs types de lasers: les lasers à gaz, à colorant ou à semiconducteur. Mais nous allons nous attacher plus particulièrement au cas des lasers à semiconducteur, c'est à dire les diodes laser. A l'origine de l'émission de lumière, une particule qui en passant d'un état d'énergie excité à un état stable va libérer une énergie sous forme de photon, c'est ce que l'on appelle électroluminescence ou encore émission spontanée, c'est cet effet qui est utilisé dans les diodes électroluminescentes (DEL). Or ces premiers photons émis ne sont pas « cohérents » (phase différente, énergie différente). Pour forcer leur génération, le milieu actif (celui qui a les propriétés nécessaires à l'émission d'onde optique) va être placé dans une cavité résonnante (Figure I. 1) constituée de 2 miroirs et permettant à l'onde électromagnétique associée aux photons d'osciller.



**Figure I. 1: principe du laser**

Mais avant toute chose, ce milieu actif doit être surpeuplé en état excité par rapport à l'état fondamental de façon à ce que l'émission de photons se produise inéluctablement, ceci est le rôle du pompage. Dans le cas des lasers à semiconducteur, les états d'énergie considérés sont ceux de la bande de valence et de la bande de conduction (Figure I. 2). Ces deux bandes sont



séparées par une bande d'énergie de valeur  $\Delta E_g = E_c - E_v$  appelée bande interdite (ou « bandgap » en anglais). A la température du zéro Kelvin, le cristal semiconducteur va se comporter comme un isolant, c'est à dire que sa bande de conduction va être vide d'électrons et la bande de valence remplie. Quand la température augmente, les électrons sont excités thermiquement de la bande de valence vers la bande de conduction laissant des sites vacants appelés trous. Ces trous sont également capables de se déplacer dans le cristal lorsque des électrons voisins les remplissent.

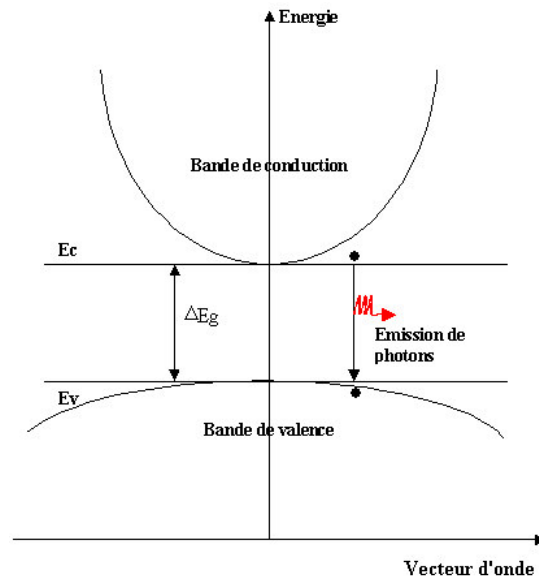


Figure I. 2: émission de photons dans un semiconducteur

Dans ce cas, le cristal a le comportement d'un conducteur, les électrons et les trous sont alors devenus des particules libres. Selon la loi de conservation de l'énergie, lorsque l'électron passe d'une bande à l'autre, il libère ou absorbe de l'énergie sous forme de photon ou d'énergie thermique.

Plusieurs cas se présentent alors (Figure I. 3): l'**absorption**, l'**émission spontanée**, l'**émission stimulée** et les **recombinaisons non radiatives** <sup>[1]</sup>.

L'**absorption** se produit lorsqu'un photon d'énergie  $h\nu$  voisine de  $E_g$  vient frapper le cristal semiconducteur et génère une paire électron-trou.

L'**émission spontanée** est un processus qui a lieu naturellement lorsqu'au bout d'un certain temps passé dans la bande de conduction, l'électron va perdre de l'énergie ( $E_g$ ) sous forme de photon pour redescendre dans la bande de valence et se recombinaison avec un trou.

**L'émission stimulée** advient lorsque la bande de conduction est surpeuplée en électrons (inversion de population) et un photon arrive sur le cristal. Un photon « stimulé », jumeau du photon incident (même phase et même énergie), va alors être généré.

Le quatrième schéma de la Figure I. 3 représente les différents processus de **recombinaisons non radiatives**. L'électron se recombine avec un trou de la bande de valence directement ou par l'intermédiaire d'un niveau « piège ». Dans ce cas, le processus ne permettra pas l'émission de photon mais l'énergie sera dissipée sous forme de chaleur dans le cristal. L'électron a également la possibilité, en se recombinant avec un trou, de transmettre son énergie à un autre électron ou un trou sous forme d'énergie cinétique. Après la période de relaxation l'électron ou le trou cédera son énergie au réseau cristallin. Ce phénomène est appelé effet Auger, il peut se produire tant que le nombre d'électrons est identique au nombre de trous, c'est à dire tant que la diode n'arrive pas en régime de saturation.

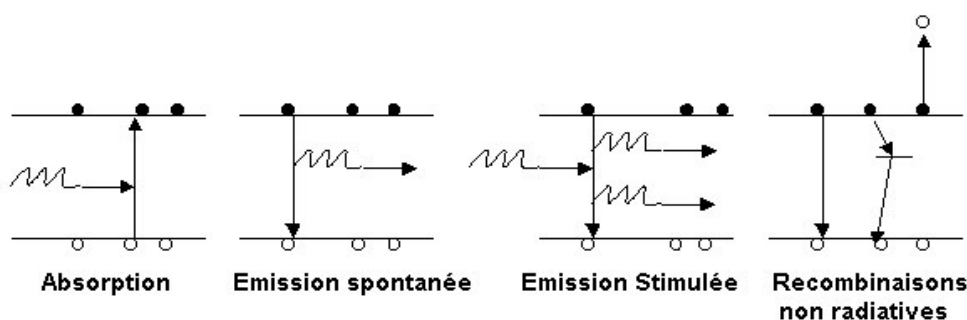


Figure I. 3 : transitions électroniques entre la bande de conduction et la bande de valence

Pour que l'effet laser ait lieu, il est indispensable d'être dans le cas de l'émission stimulée, et de minimiser les trois autres processus. Pour ce faire, il faut surpeupler la bande de conduction en injectant des porteurs par l'intermédiaire du courant de polarisation (pompage électrique). Les électrons pouvant alors se recombinaisonner, des photons non-cohérents seront générés par émission spontanée. Parmi ces photons, une seule catégorie de longueur d'onde et de direction de propagation bien déterminée pourra participer à l'effet laser.

## I.2 Fonctionnement en régime Laser

Revenons au cas simplifié du résonateur constitué d'une cavité Fabry-Pérot de longueur  $L$  comprise entre deux miroirs plans parallèles qui sont les faces clivées du cristal semiconducteur. Dans celui-ci, certaines ondes optiques de longueur d'onde  $\lambda$  vérifiant la

relation  $L = n.\lambda/2$  ( $\forall n \in \mathbb{N}$ ) vont pouvoir effectuer des aller-retours en se réfléchissant partiellement sur chaque miroir (coefficient de réflexion supérieur à 30%) selon l'axe du résonateur. Ces ondes vont alors composer les « modes longitudinaux » de la cavité. A chaque traversée de la zone active le nombre de photons cohérents pourra augmenter jusqu'à ce que la puissance soit assez forte pour permettre l'établissement du régime d'oscillation.

Il est intéressant de faire l'analogie entre le laser et un amplificateur électrique à rétroaction distribuée (Figure I. 4). Celui-ci est composé d'un amplificateur et d'une boucle de rétroaction permettant la réinjection des photons dans le milieu actif. Le gain en boucle ouverte est noté  $\mu$  et celui en boucle de rétroaction est noté  $\beta$ . La fonction de transfert s'écrit alors :

$$\frac{S(\omega)}{E(\omega)} = \frac{\mu(\omega)}{1 - \beta(\omega) \cdot \mu(\omega)} \quad (1. 1)$$

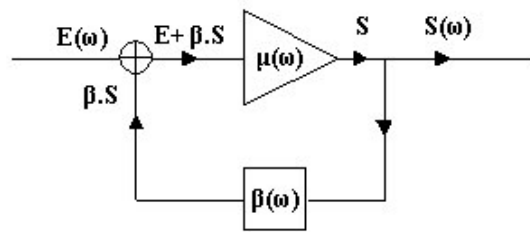


Figure I. 4 : amplificateur électrique à rétroaction distribuée

La condition d'oscillation est alors  $\beta\mu=1$ . En effet au fur et à mesure que les photons traverseront la zone active, le gain va augmenter jusqu'à ce qu'il atteigne le niveau suffisant pour que le signal soit amplifié et puisse s'échapper de la cavité. L'amplification ne cessera pas avant que le régime de saturation soit atteint.

Pour vérifier cette condition d'oscillation, considérons une cavité Fabry Pérot, dont les deux miroirs sont identiques (même coefficient de réflexion R).

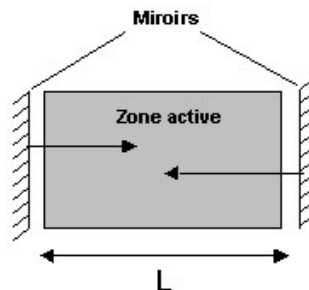


Figure I. 5: cavité laser

Notons  $\alpha_i$ , le coefficient d'absorption relatif aux pertes de la cavité sans prendre en compte les photons s'échappant par les miroirs, et  $g$ , le gain du matériau.

Le champ  $E$  de l'onde électrique se propageant dans la cavité s'écrit :

$$E(z, t) = E_0 \cdot e^{i\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n \cdot z\right)} \quad (1.2)$$

où  $n$  est l'indice complexe de la zone active ( $n = n' + i \cdot n''$ ).

En ne considérant que la dépendance longitudinale de l'onde, on obtient  $E(z)$  après un aller-retour dans la cavité :

$$E(z + 2 \cdot L) = E_0 \cdot e^{\frac{-2i\pi}{\lambda} n z} \cdot \left( e^{\frac{-2i\pi}{\lambda_0} 2n \cdot L} \cdot r^2 \cdot e^{\frac{2\pi}{\lambda_0} 2n \cdot L} \right) \quad (1.3)$$

où  $r$  est le coefficient de réflexion en amplitude du miroir.

En posant,  $R = r^2 \cdot e^{2i\Phi}$  le coefficient de réflexion en intensité et  $\Phi$  le déphasage, on obtient la condition pour que l'onde reste identique à elle-même après un aller-retour dans la cavité :

$$R \cdot e^{\frac{2\pi}{\lambda_0} n'' \cdot 2 \cdot L} \cdot e^{-i\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} n' \cdot L + 2\Phi\right)} = 1 \quad (1.4)$$

Or par définition, l'intensité optique après une traversée d'un milieu actif s'exprime en fonction du gain du matériau et des pertes tel que :  $I = I_0 \cdot e^{(g-\alpha) \cdot L}$  et  $I \propto E \cdot E^*$ .

On obtient alors par identification dans l'équation (1.3)  $g - \alpha_i = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot n''$ , ce qui implique :

$$R \cdot e^{(g-\alpha_i) \cdot 2L} = 1, \quad \frac{4\pi}{\lambda_0} \cdot n' \cdot L + 2 \cdot \Phi = 2 \cdot m \cdot \pi \quad (\forall m \in \mathbb{N}) \quad (1.5)$$

On retrouve la condition de gain au seuil lorsque le gain compense les pertes tel que :

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \cdot \ln\left(\frac{1}{R}\right) = \alpha_i + \alpha_m \quad (1.6)$$

Si les coefficients de réflexion des miroirs sont différents, l'équation (1.5) devient alors :

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \cdot \ln\left(\frac{1}{R_1 \cdot R_2}\right) \quad (1.7)$$

Les pertes résonnantes liées aux miroirs seront alors notés  $\alpha_m$  :

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \cdot \ln\left(\frac{1}{R_1 \cdot R_2}\right) \quad (1.8)$$

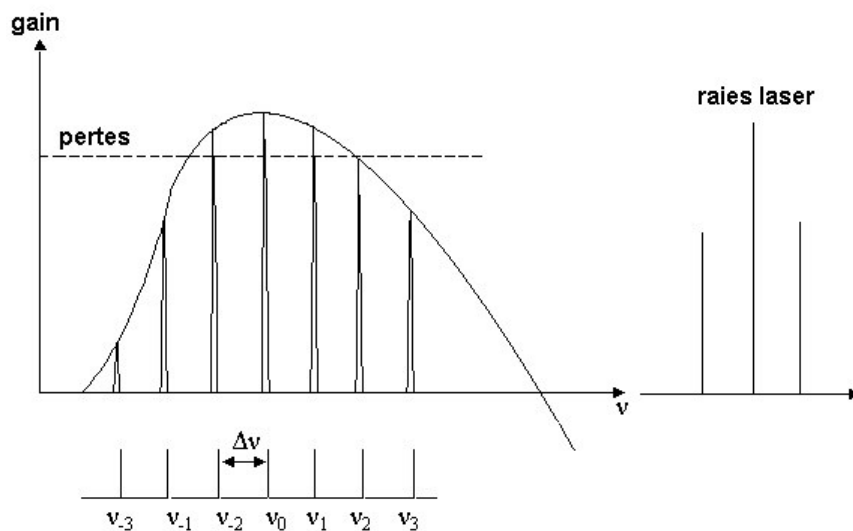
Revenons à l'équation (1.4) et faisons l'hypothèse d'une phase nulle ( $\Phi = 0$ ), on a alors :

$$\frac{4\pi}{\lambda_0} \cdot n' \cdot L = 2 \cdot m \cdot \pi .$$

De là, on en déduit les fréquences de résonance de la cavité Fabry-Perot correspondant aux  $m$  modes longitudinaux de la cavité de longueur optique  $n' \cdot L$ :

$$\nu_m = m \cdot \frac{c}{2 \cdot n' \cdot L} \quad (1.9)$$

Seul un certain nombre de modes de la cavité dont le gain est supérieur aux pertes pourra être amplifié pour participer à l'effet laser (**Figure I. 6**).



**Figure I. 6 : Répartition des modes**

Ceci nous permet d'établir l'espacement entre deux modes successifs appelé intervalle spectral libre ISL:

$$ISL = \nu_m - \nu_{m-1} = \frac{c}{2 \cdot n_g \cdot L} \quad (1.10)$$

où  $n_g = n + v \frac{dn}{dv}$  correspond à l'indice de groupe du matériau de la zone active.

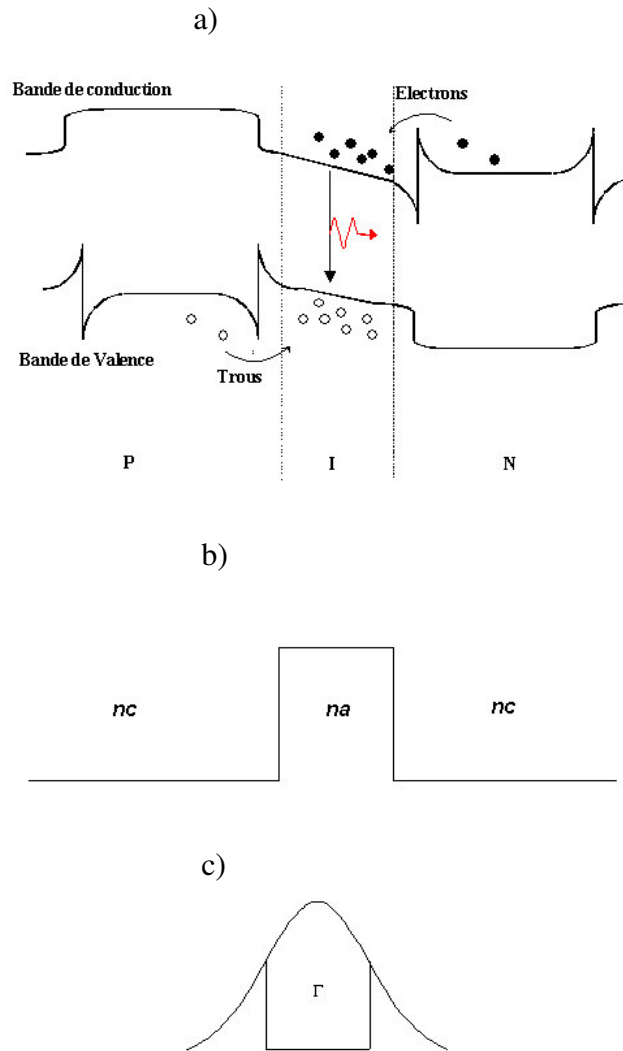
### **I.3 Structures de diodes Laser**

La structure présentée jusqu'à présent était restreinte au cas d'une simple jonction PN. Mais pour que le flux d'électrons injecté dans la zone active, il a été nécessaire d'améliorer la structure afin d'obtenir les performances des diodes laser utilisées aujourd'hui <sup>[2]</sup>.

#### **a) Double hétérostructure**

Afin d'obtenir un maximum de recombinaisons électrons-trous, il est nécessaire de confiner les porteurs au cœur de la zone active. En effet, seule une portion  $\eta_i$  (rendement quantique interne) du courant de polarisation va participer à l'inversion de population de la zone active. Ainsi, pour augmenter ce rendement quantique interne, il est nécessaire de diminuer l'épaisseur de la bande interdite de la zone active pour qu'elle soit inférieure à celle des matériaux qui l'entoure (Figure I. 7-a).

L'utilisation d'une double hétérostructure, c'est à dire des matériaux différents d'une couche à l'autre, avec une zone dopée de type p, une zone centrale intrinsèque et une troisième zone dopée de type n, permet de satisfaire ces conditions. Cette structure favorise alors, lorsque l'on injecte un courant de polarisation, un acheminement des électrons par la zone N et des trous par la zone P vers une zone active non dopée où le nombre d'électrons (N) est égal au nombre de trous (H). Or, ce confinement n'est pas sélectif pour les porteurs, ceci implique plusieurs longueurs d'onde d'émission possibles et des transitions non radiatives <sup>[1]</sup>. Tous ces phénomènes seront explicités dans la suite lors de l'établissement de l'équation d'évolution des porteurs. D'autre part, la double hétérostructure permet de confiner l'onde optique dans la couche active pour favoriser le couplage des photons et des porteurs à l'origine de l'émission stimulée. En effet, comme l'indique la Figure I. 7-b, l'indice optique de la zone active (bandgap plus petit) est plus élevé que celui de la zone de confinement, l'onde optique est alors piégée dans la zone active.



**Figure I. 7 : schéma d'une double hétérostructure : a) diagramme de bande sous une polarisation directe, b) variation de l'indice de réfraction entre la zone de confinement ( $n_c$ ) et la zone active ( $n_a$ ), c) carré de l'amplitude du champ optique où le facteur de confinement  $\Gamma$  est la fraction de puissance optique guidée dans la couche active.**

## b) Confinement transversal

- Guidage par le gain

Le confinement transversal est obtenu en diminuant la largeur de la zone dans laquelle est injecté le courant. Deux techniques sont couramment utilisées aujourd'hui: une isolation par oxyde et une implantation de protons. De ce fait, la surface d'émission est réduite et les porteurs injectés ne traversent pas toute la structure, ce qui diminue l'échauffement par effet joule. Ce confinement influera également sur le comportement multimode du laser. En considérant les trois familles de modes du laser : les modes longitudinaux qui sont liés à la longueur de la cavité, les modes verticaux liés à son épaisseur et les modes transversaux liés à

la largeur de la zone de confinement du courant, il est possible selon les méthodes de guidage de limiter le nombre de modes pour obtenir un comportement monomodal.

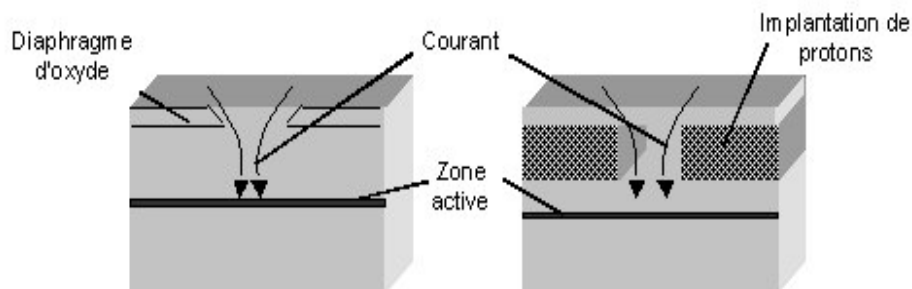


Figure I. 8 : structure des lasers à guidage par le gain : diaphragme d'oxyde à gauche et implantation de protons à droite.

Le terme guidage optique par le gain vient du fait que seul les modes dont le gain est supérieur aux pertes peuvent participer à l'émission stimulée. En effet, la largeur de la zone de confinement étant limitée, la distribution du gain dans la zone active sera réduite ce qui implique une oscillation du laser sur le mode transverse fondamental. Mais ceci n'est valable que jusqu'à un certain niveau d'injection des porteurs. Lorsque le courant de polarisation augmente, la puissance maximale du mode fondamental localisé au centre de la zone de confinement devient plus forte. Le gain va alors augmenter localement et de ce fait l'indice optique va diminuer en donnant la possibilité à des modes d'ordre supérieur d'osciller dans la cavité. Ce phénomène est vérifiable expérimentalement sur la courbe de la puissance optique émise en fonction du courant de polarisation sous forme d'augmentation locale de la puissance (kink). Par ailleurs ce type de guidage favorise les recombinaisons Auger (cf. §I.1 Figure I. 3), excepté pour les structures dont la longueur d'onde d'émission est inférieure à  $1\mu\text{m}$  (cavité plus courte).

- Guidage par l'indice

Le guidage par l'indice a pour but d'améliorer le confinement transversal en faisant varier l'indice de réfraction effectif le long du plan de la jonction et indépendamment du courant de polarisation. Ainsi cette méthode permet au laser de fonctionner sur le mode transverse fondamental.

Le **guidage fort par l'indice** est obtenu grâce aux techniques actuelles de croissance de couches après gravure ou décapage. Ainsi la structure est attaquée de façon à ne laisser



qu'une petite partie de la zone active, puis est complétée par croissance d'une couche d'un matériau de faible indice et des couches de dopage alterné PNP afin de limiter les courants de fuite. La couche supérieure de la diode laser est fortement dopée P pour faciliter le contact avec l'électrode et réduire la résistance série. Les différentes géométries de laser à guidage fort par l'indice sont présentées sur la Figure I. 9.

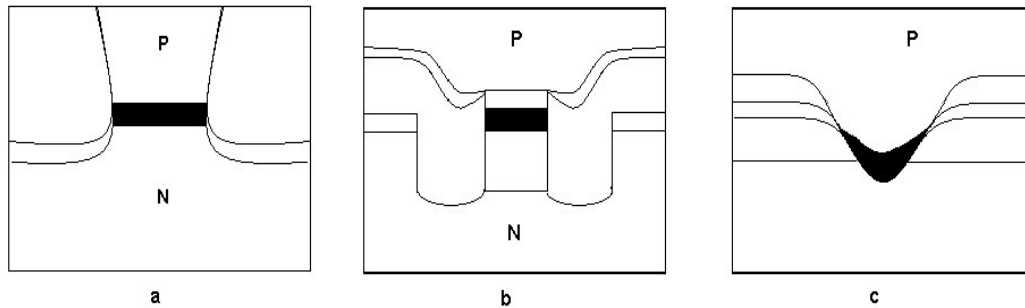


Figure I. 9 : structure à guidage fort par l'indice (zone active en noir) :a) BH (Buried heterostructure), b) DCPBH ( Double Channel Planar Buried heterostructure) , c) BC ( Buried Crescent).

Malgré de très bonnes performances, la conception de ce laser reste tout de même très complexe. Une simplification de la structure tout en gardant le guidage par l'indice a permis d'élaborer un certain nombre de diodes laser à **guidage faible par l'indice**. La couche de confinement latéral est alors obtenue en faisant varier l'épaisseur non uniformément de part et d'autre de la zone active. Dans ce cas, la variation d'indice réel due au dopage est négligeable par rapport au saut d'indice effectif. Ces structures plus aisément réalisables (Figure I. 10) permettent aux constructeurs de fournir des lasers avec de bonnes performances et à bas prix.

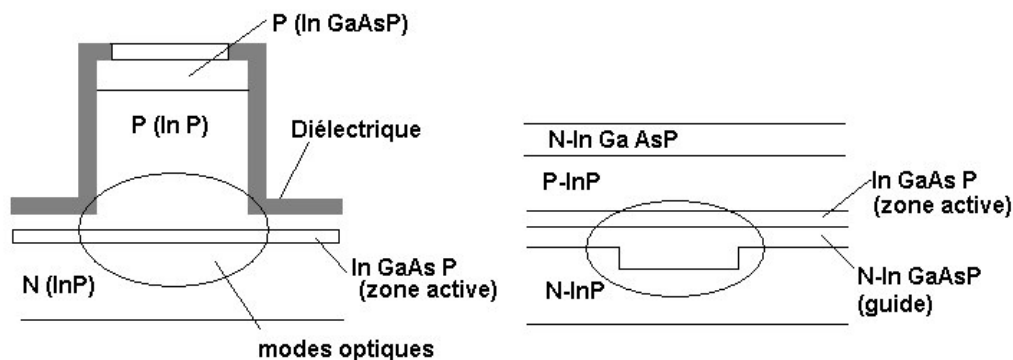


Figure I. 10 :Laser à guidage faible par l'indice, ridge waveguide (à gauche) et rib waveguide (à droite)

### c) Laser à contre réaction distribuée (DFB, de l'anglais Distributed Feed-Back)

La diode laser DFB est l'une des plus utilisées dans le domaine des télécommunications par fibre optique. En effet, elle répond à deux des principaux critères indispensables pour réaliser une bonne liaison par fibre optique : elle est monomode longitudinale (pour pallier à tout problème de détection cohérente) et peut émettre à la longueur d'onde de  $1,55\mu\text{m}$  à laquelle la fibre optique silice a une atténuation minimum <sup>[3],[4]</sup>.

La structure de ce laser est obtenue en utilisant la sélectivité d'un réseau de diffraction gravé dans la cavité. En effet, le champ optique s'étalant sur plusieurs modes, le réseau de diffraction va se comporter comme un filtre pour ne laisser passer qu'un seul mode longitudinal.

On distingue deux structures de diodes laser à contre réaction distribuée (Figure I. 11).

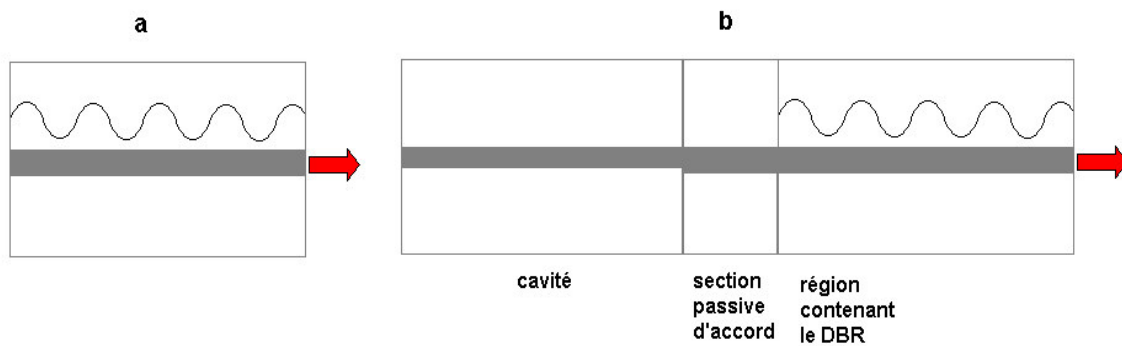


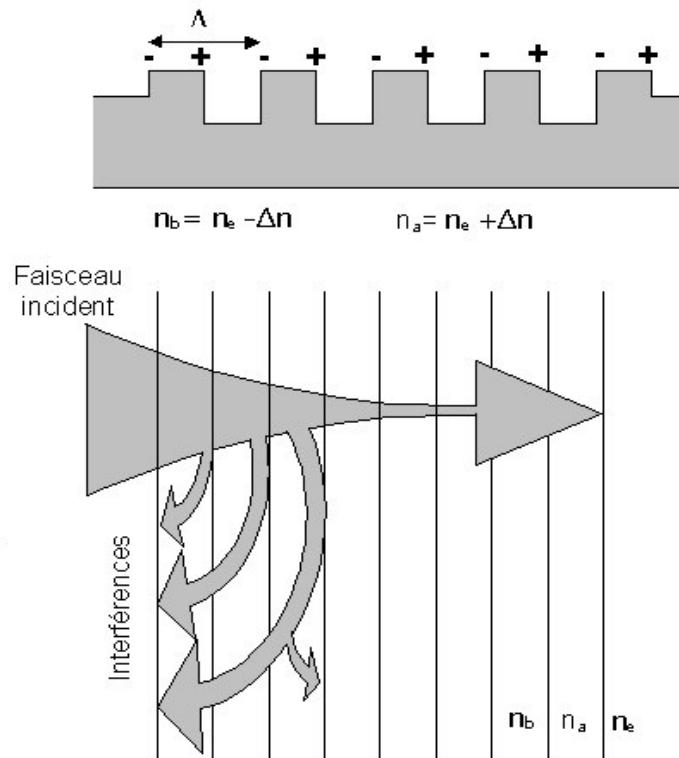
Figure I. 11 : Structure de laser à contre-réaction distribuée , a) diode laser DFB, b) diode laser DBR

Pour la première, le réseau de diffraction est gravé au-dessus ou en dessous de la zone active, ce sont les diodes laser DFB. La seconde possibilité est de graver un réflecteur de Bragg (DBR de l'anglais Distributed Bragg Reflector) hors de la zone active et le long de l'axe de la cavité. Dans les deux cas, la contre réaction est obtenue par variation périodique de l'indice effectif. Ces dispositifs ont un maximum de réflectivité fixé par la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  du réflecteur. Celle-ci est donnée par la relation suivante :

$$\lambda_B = 2 \cdot \Lambda \cdot n_e \quad (1. 11)$$

où  $\Lambda$  est la période du réflecteur et  $n_e$  l'indice effectif.

La Figure I. 12 présente les caractéristiques de réflexion des réseaux de diffraction. Considérons une onde incidente par la gauche, à chaque saut d'indice une partie de cette onde sera réfléchie.



**Figure I. 12 : description des réflexions de Bragg**

Cette onde réfléchie ne rejoindra le point de départ de l'onde incidente que partiellement, car elle subira d'autres réflexions multiples aux interfaces. La superposition des ondes réfléchies engendrera des interférences constructives ou destructives. Pour la longueur d'onde de Bragg, la lumière sera déphasée de  $\pi$  au delà de la distance  $\Lambda$ . Ainsi les phases des réflexions successives le long du réseau prendront les valeurs tantôt 0 tantôt  $\pi$ . Quand la longueur d'onde  $\lambda$  sera égale à  $\lambda_B$ , toutes les réflexions seront en interférence constructive. Pour cette valeur de longueur d'onde, l'onde incidente sera donc très fortement réfléchie et réinjectée dans la zone active, d'où la sélectivité d'un tel dispositif.

Pour les diodes laser DBR, le réflecteur de Bragg étant situé à l'extérieur de la cavité, les pertes optiques doivent être minimisées notamment au niveau du couplage avec la cavité. Ce guide d'onde externe a l'avantage de filtrer les modes TM latéraux perturbant le faisceau laser. Par contre pour les diodes DFB, les réseaux font partie de la zone active elle-même ce

qui simplifie considérablement la conception. Cependant avec le développement des technologies d'intégration, le laser peut être intégré avec deux guides d'onde passifs sur le même composant monolithique, l'un contenant le DBR et l'autre une section d'accord pour le contrôle de la phase.

Ainsi les diodes laser DBR ont une fabrication plus délicate que les diodes DFB mais sont plus performantes.

#### d) Diodes laser à puits quantiques

Depuis les années 70, les progrès techniques de la microélectronique ont permis la diminution des épaisseurs de couches d'hétérostructures pour atteindre des dimensions quantiques. Dans le cas des diodes laser, la réduction d'épaisseur de la zone active a eu certaines conséquences comme la réduction du courant de seuil. La double hétérostructure présentée sur la Figure I. 7 peut alors être de taille si réduite que les électrons et les trous verront les discontinuités respectives de la bande de conduction et de la bande de valence se comporter comme des puits quantiques en vis à vis (Figure I. 13).

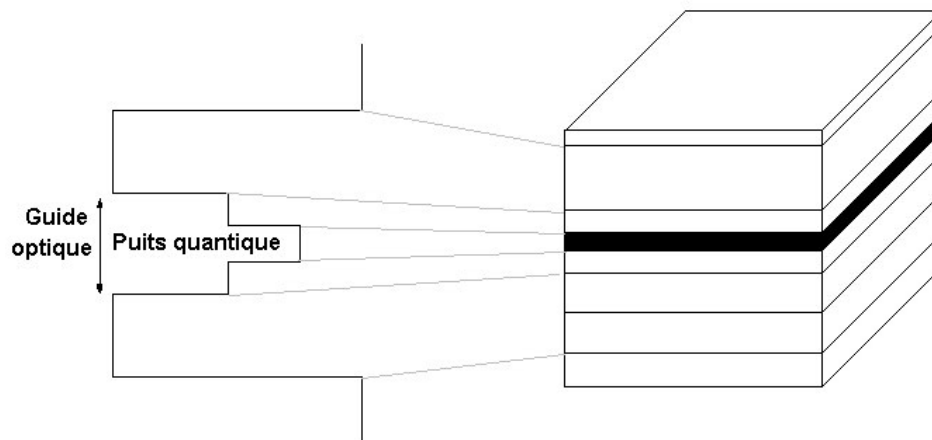
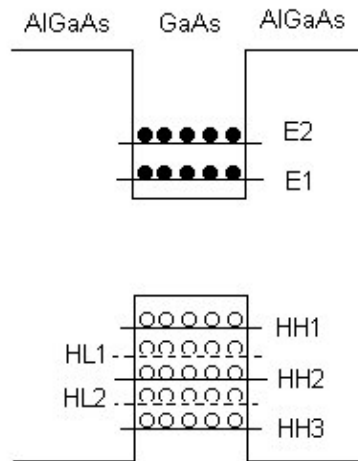


Figure I. 13: Zone active d'une diode laser à puits quantiques



**Figure I. 14:** Niveaux d'énergie des électrons et des trous dans une zone active en AlGaAs/GaAs.

Les porteurs piégés dans les puits quantiques se répartissent alors sur plusieurs niveaux d'énergie déterminés par la résolution de l'équation de Schrödinger <sup>[5],[6]</sup>. Dans une structure en AlGaAs/GaAs, les énergies des électrons peuvent être quantifiées sur 2 niveaux E1 et E2 dans la bande de conduction pour une certaine épaisseur. Alors que les trous se répartissent sur 5 niveaux: 3 niveaux de trous lourds HH1, HH2 et HH3 ainsi que 2 de trous légers HL1 et HL2 (Figure I. 14).

Notons que cette notion de trous lourds et légers provient directement de la structure des bandes du matériau massif en l'occurrence le GaAs. Ces deux types de particules ont une masse effective différente. En injectant les porteurs dans la structure, les différents niveaux pourront se remplir de façon à inverser complètement la population.

La désexcitation des électrons se fait par recombinaison avec les trous selon certains niveaux d'énergie :

$$E1 \leftrightarrow HH1, E1 \leftrightarrow HL1, \text{ et } E2 \leftrightarrow HH2, E2 \leftrightarrow HL2.$$

ce qui implique différentes longueurs d'onde d'émission pour chaque transition, dans notre cas :

$$\lambda_{E1.HH1} = 852\text{nm}, \lambda_{E2.HH2} = 804\text{nm}, \lambda_{E1.HL1} = 843\text{nm} \text{ et } \lambda_{E2.HL2} = 775\text{nm}.$$

Outre la diminution du courant de seuil, l'utilisation d'une zone active à puits quantiques permet de limiter les transitions possibles entre les deux bandes grâce à la quantification des niveaux permis et de sélectionner leur énergie par l'utilisation d'une géométrie adéquate du puits. Ceci réduit fortement la largeur du spectre d'émission. D'autre

part, il y a un meilleur recouvrement entre la zone d'accumulation des porteurs et la zone de gain. De ce fait, l'efficacité de pompage est améliorée: plus de porteurs contribuent à l'émission stimulée. En contrepartie, le facteur de confinement  $\Gamma$  (qui sera présenté ultérieurement) est beaucoup plus faible que dans les lasers classiques, compte tenu des faibles dimensions de la zone active. Ce phénomène peut être réduit en utilisant une structure à puits quantiques multiples (3 à 6) qui seront positionnés précisément là où ils seront les plus efficaces : aux ventres de champ optique.

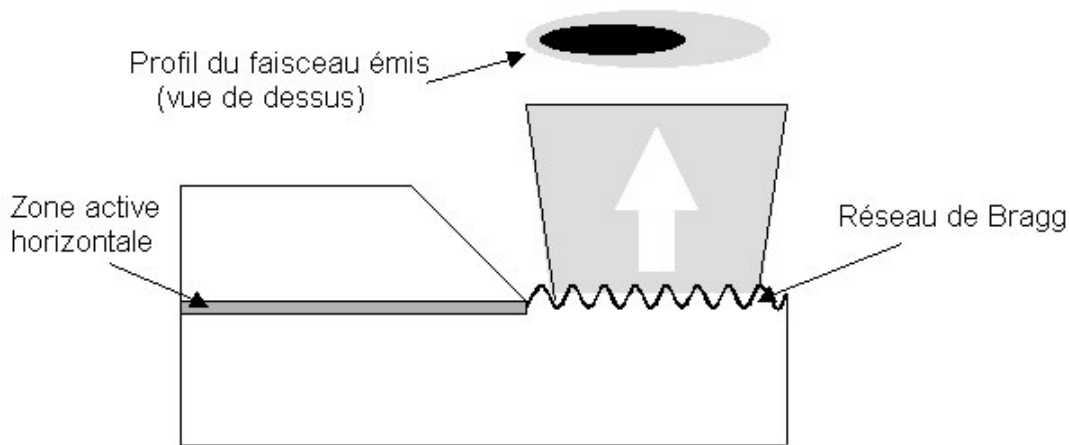
Ces composants sont réalisables grâce aux techniques de fabrication de la microélectronique, tel que l'épitaxie par jets moléculaires (MBE : molecular beam epitaxy) qui consiste à bombarder par condensation de flux atomique ou moléculaire un substrat monocristallin [7],[8],[9]. Cela a pour avantage de contrôler l'épaisseur de chaque couche à quelques nanomètres près.

## **II. Laser à cavité verticale**

Les structures présentées précédemment sont des diodes laser émettant par la tranche. Ce sont les plus simples à réaliser. Ces composants arrivent à maturité de leur performances, mais ils demeurent peu adaptés aux liaisons optoélectroniques parallèles (sur plusieurs canaux) et à la miniaturisation des circuits optoélectroniques. La fabrication en série de ce type de composant est quasi impossible, ce qui ne permet pas de réduire le coût des liaisons par fibre optique. Une alternative à tous ces problèmes fut la conception de diodes laser à cavité verticale émettant par la surface.

En effet depuis les années 80, la possibilité de fabriquer des lasers émettant par la surface a été suggérée de façon à disposer les émetteurs en matrice et donc de multiplier la puissance optique émise [10]. Dans un premier temps, ces composants étaient basés sur la déviation du faisceau d'un laser émettant par la tranche (Figure I. 15, Figure I. 16, Figure I. 17).

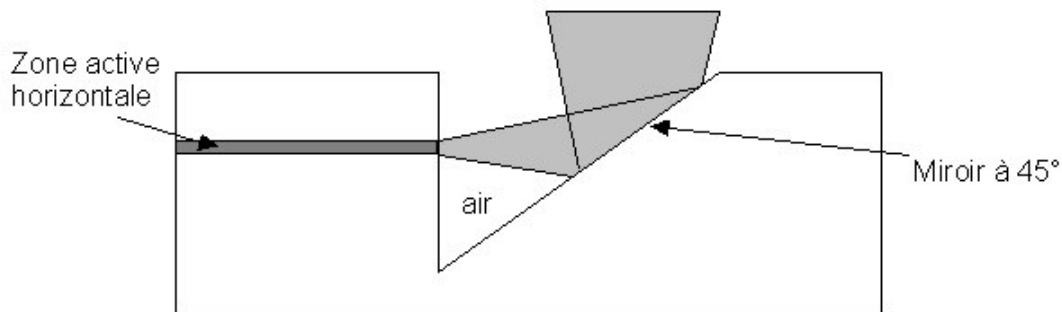
Les lasers à émission par la surface à couplage par réseau (Figure I. 15) ont été réalisés en ajoutant un réseau de Bragg à la sortie du laser de façon à le dévier vers le sens vertical.



**Figure I. 15 : Laser à émission surfacique à couplage par réseau**

L'inconvénient est que ce composant émet un faisceau fortement elliptique avec une puissance optique assez faible et a un encombrement limitant la disposition en matrice.

Une seconde catégorie de laser à émission verticale a été obtenue en couplant un laser à émission par la tranche avec un miroir à  $45^\circ$  (Figure I. 16). Or la réflexion sur le miroir engendrait des pertes supplémentaires réduisant la puissance optique de sortie. Des techniques de fabrication telles que l'attaque chimique ou le clivage et la métallisation ont permis la conception de miroir de très bonne qualité donnant une valeur convenable de la puissance optique de sortie.



**Figure I. 16 : Laser à émission surfacique à miroir à  $45^\circ$**

Mais le problème restait toujours l'encombrement du composant lors de la mise en matrice.

Une troisième possibilité de diode laser émettant par la surface a été pensée en utilisant le principe de cavité repliée (Figure I. 17).

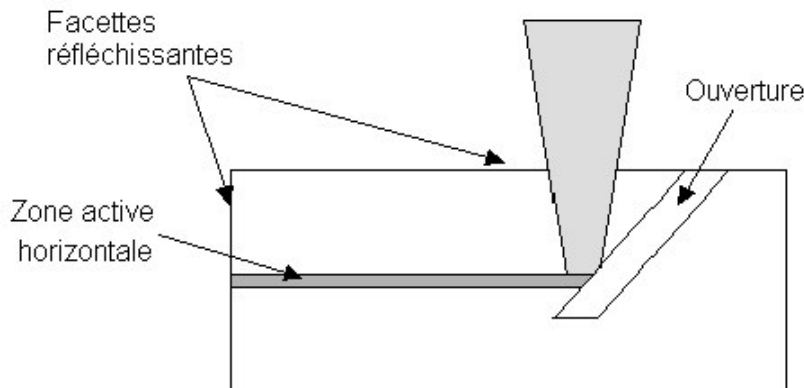


Figure I. 17 : Laser à émission surfacique à cavité repliée

Ce principe est couramment utilisé pour les lasers à pompage optique (de type laser à colorant) mais en ce qui concerne les lasers à pompage électrique la disposition de l'électrode supérieure reste délicate. Outre ce problème les chercheurs se confrontaient encore au problème de longueur de cavité limitant la disposition matricielle.

D'où l'idée d'une structure en cavité verticale comme l'indique la Figure I. 18.

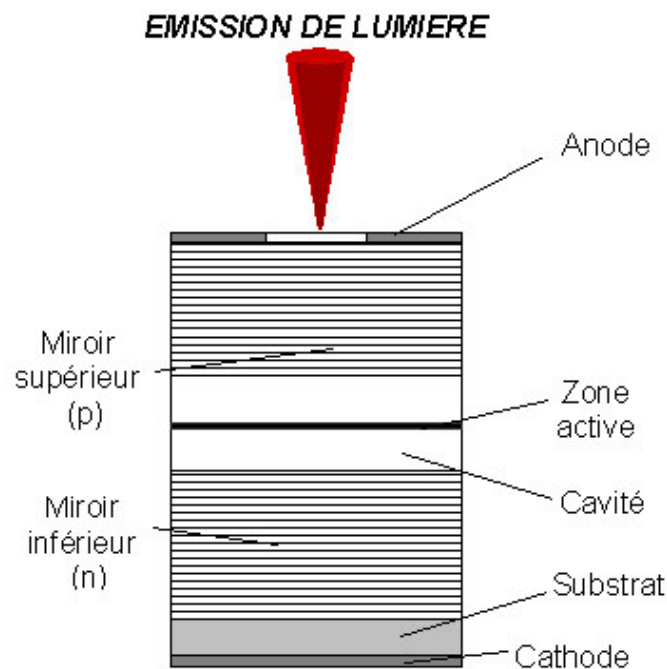


Figure I. 18 : Structure d'une diode laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL).



C'est en 1977 que Iga proposa ce type de laser et dès 1979 le premier laser à cavité verticale fut réalisé. Ce type de Diode laser gardait tout de même des dimensions importantes et des conditions d'utilisation difficiles (température de fonctionnement de 77K et courant de seuil de 900mA). Tous ces inconvénients étaient dus en partie à la structure de la diode laser. En effet, ce laser était alors constitué d'une double hétérostructure de GaInAsP/InP, assez épaisse, et de miroirs métalliques présentant de l'absorption dans l'infrarouge ce qui augmentait donc le courant de seuil. Ce n'est que depuis 1989, grâce aux travaux de Jewell et son équipe, que des performances convenables en température et en courant ont été obtenues. Ces performances furent obtenues en introduisant dans une cavité en  $Al_xGa_{1-x}As$  un ou plusieurs puits quantiques (GaAs), pour réduire l'épaisseur de la zone active, et en remplaçant les miroirs classiques par des réflecteurs de Bragg (DBR : Distributed Bragg reflector) de structure  $AlAs/Al_xGa_{1-x}As$  afin d'augmenter la réflectivité.

Le composant est conçu de telle sorte que ces miroirs permettent aux photons d'osciller dans la cavité et de sortir par la surface supérieure: coefficient de réflexion de 99% pour le miroir supérieur (environ 19 paires) et 99,99% pour le miroir inférieur (environ 30 paires). D'autre part, la structure verticale nécessite une circulation du courant de polarisation à travers les DBR ; de ce fait, le miroir supérieur est dopé positivement et le miroir inférieur négativement. L'injection des porteurs se fait par l'intermédiaire de 2 électrodes situées au-dessus du miroir supérieur et en dessous du substrat. Une ouverture circulaire au centre de l'électrode supérieure permet l'émission de lumière dans le sens vertical. Pour optimiser l'acheminement des porteurs vers la zone active et le confinement de photons, il a été nécessaire de modifier la structure, ceci fera l'objet d'un paragraphe ultérieur.

### **III. Avantages du VCSEL : comparaison VCSEL / Diode laser conventionnelle**

Hormis la structure verticale permettant une disposition en matrice ou en barrette, le VCSEL possède de nombreux autres avantages.

Tout d'abord, la zone active étant constituée de puits quantiques, cela permet, comme il a été présenté dans le paragraphe I.3.d, de réduire fortement le courant de seuil et l'épaisseur de la cavité ( car le coefficient des miroirs de Bragg est très élevé). Ainsi, pour les VCSELs actuels, le courant de seuil est beaucoup plus faible que celui des lasers conventionnels :  $I_{th} > 20$  mA pour les lasers conventionnels et  $I_{th} < 4$ mA pour les VCSELs.

La structure verticale et cylindrique permet au faisceau émis d'être circulaire et faiblement divergent. Alors que pour les émetteurs par la tranche, le faisceau est fortement elliptique et diverge en champ lointain, ce qui complique le couplage avec la fibre optique et oblige donc l'ajout d'un dispositif de focalisation au niveau de la connexion (Figure I. 19).

D'autre part, la bande passante du VCSEL est assez élevée, pour un courant de polarisation très bas et donc une faible consommation de puissance.

La disposition des VCSELS en matrice ou en barrette se fait directement par une technologie de fabrication collective <sup>[8]</sup>. Tout d'abord, les couches de matériaux sont épitaxiées sur un même substrat. La seconde étape consiste à délimiter chaque VCSEL par lithographie. Quant à la troisième étape, elle déterminera le confinement des porteurs et des photons (ce qui fera l'objet de la section suivante). Au final, la planarisation du composant permet d'obtenir une densité d'intégration compatible avec les circuits électroniques de commande. Cette méthode de fabrication en série réduit considérablement les coûts par rapport à ceux des diodes laser conventionnelles tout en gardant des performances très compétitives.

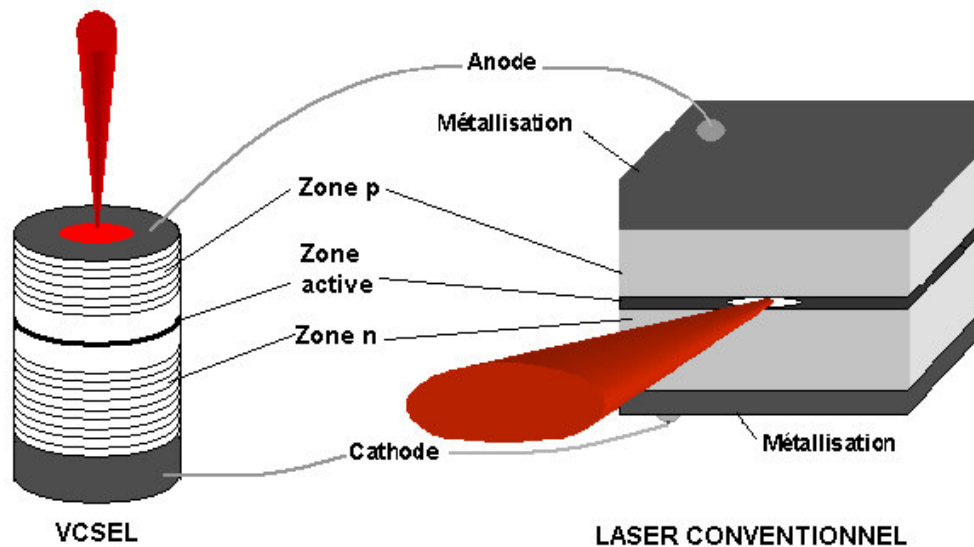


Figure I. 19 : Comparaison du VCSEL avec une diode laser émettant par la tranche.

Malgré tout le VCSEL n'est pas arrivé à maturité. Depuis 1996 (date à laquelle le premier VCSEL fut commercialisé), beaucoup de travaux de recherche ont porté sur l'amélioration du confinement des porteurs dans la zone active. En effet, la traversée des miroirs de Bragg par le courant de polarisation, engendre des phénomènes parasites augmentant la résistance série ( $\approx 30\Omega$  contre  $\approx 5\Omega$  pour un laser conventionnel), ces problèmes sont accentués en fonctionnement dynamique. Une autre conséquence est la limitation en courant du composant : en règle générale, le courant maximum dans le VCSEL

se situe entre 10 et 20mA ; au-delà, il y a échauffement et déformation des DBR empêchant toute oscillation dans la cavité.

D'autre part, le VCSEL est monomode longitudinal, mais, lorsque le courant de polarisation augmente, de nombreux modes transverses sont excités. Ce phénomène est dû au « spatial hole burning », phénomène physique non linéaire associé à la diffusion des porteurs. Ce qui oblige le VCSEL à émettre dans des fibres multimodes.

Un autre sujet qui a fait l'objet de beaucoup de travaux de recherche chez les fabricants de VCSEL est l'augmentation de la longueur d'onde à 1,3 ou 1,55 $\mu$ m. En effet, les structures classiques de VCSEL en utilisant l'AlAs, l'AlGaAs et le GaAs émettent à 850nm. Or, à cette longueur d'onde, la fibre optique en silice atténue fortement le signal et a une importante dispersion chromatique, ce qui rend impossible l'utilisation du VCSEL dans des liaisons longues distances.

## **IV. Différentes structures de VCSEL**

### **IV.1 Zone active à puits quantiques**

Le VCSEL est un laser à puits quantiques. Il en comporte 3 le plus souvent. La position de ces puits va être déterminée en fonction de l'onde stationnaire oscillant dans la cavité (Figure I. 20): les puits seront placés aux maxima de l'onde de façon à optimiser le couplage.

Il existe 2 types de structures selon la longueur de la cavité.

La Figure I. 20-b présente une cavité  $\lambda$ , c'est à dire que son épaisseur correspond à une longueur d'onde. Dans ce cas, il n'y aura qu'un seul maximum d'onde stationnaire où seront placés tous les puits. La seconde structure (Figure I. 20-a) utilise le fait que la longueur de la cavité, multiple de la longueur d'onde, puisse être deux ou trois fois plus grande que la cavité  $\lambda$ , ce qui permet d'obtenir plusieurs maxima d'onde stationnaire. Ainsi les puits quantiques seront plus espacés, leur recouvrement avec le mode sera maximum ce qui donnera une meilleure sélectivité spectrale <sup>[11]</sup>.

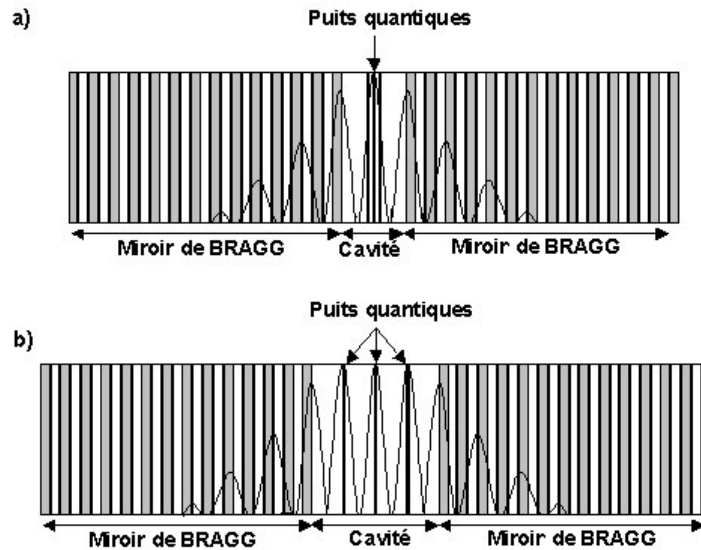


Figure I. 20: Emplacement des puits quantiques dans la cavité : a) structure à zone active centrale, b) structure à gain périodique résonant.

## IV.2 Confinement électrique

Si l'on considère la Figure I. 21, on constate que l'inversion de population a lieu dans toute la zone active: l'émission de photons est susceptible de se produire sur toute la surface de celle-ci. Or l'ouverture permettant la sortie du faisceau lumineux, est limitée par la surface des électrodes, ce qui engendre des pertes optiques. Il a donc été nécessaire d'améliorer la structure du VCSEL pour confiner les porteurs au centre de la zone active <sup>[12], [1]</sup>. Dans un premier temps, les fabricants ont utilisé les mêmes techniques que celles des diodes lasers conventionnelles (guidage par le gain §I.3b)).

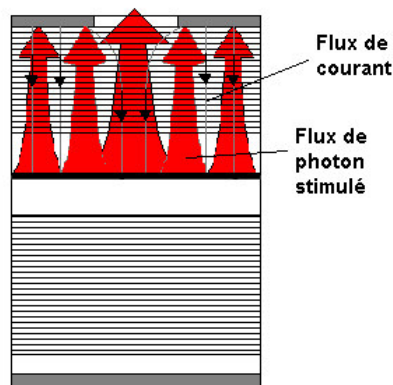


Figure I. 21 : structure sans confinement des porteurs

La Figure I. 22-a présente la première génération de VCSELs car la plus simple à réaliser. Après l'épithaxie, certaines zones du miroir de Bragg supérieur sont rendues isolantes par bombardement de protons ( $H^+$ ). Les porteurs sont ainsi guidés jusqu'au centre de la région active forçant l'émission stimulée à se produire à cet endroit.

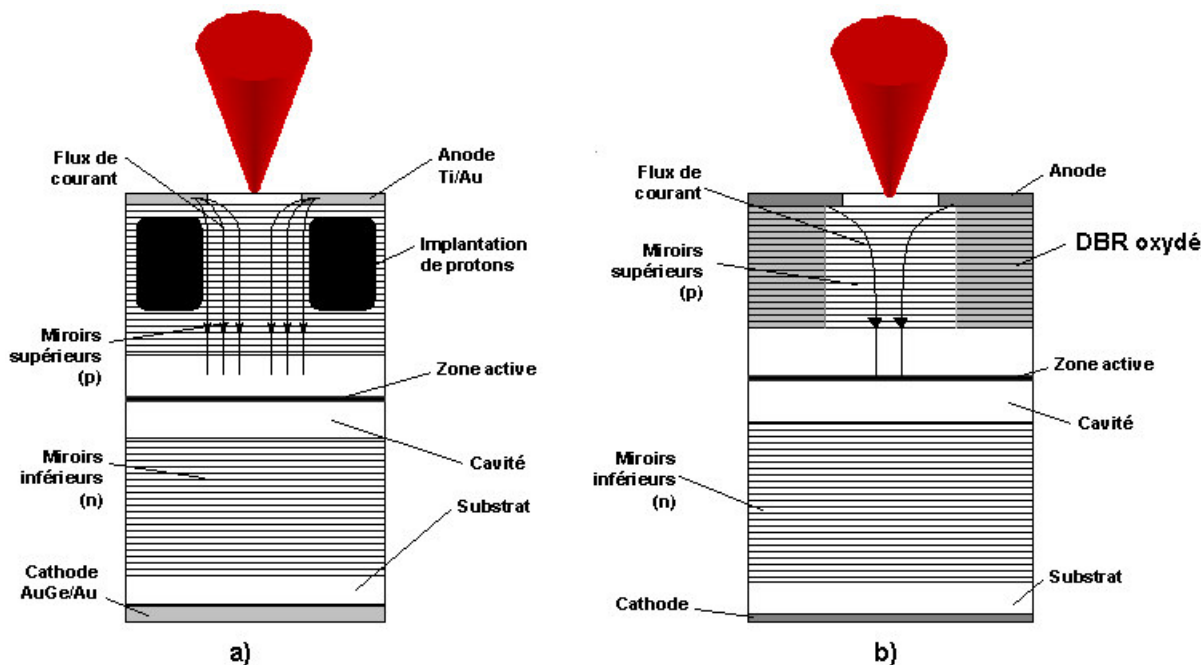


Figure I. 22 : a) VCSEL à implantation de protons ; b) VCSEL à miroir de Bragg oxydé.

La seconde structure (Figure I. 22-b), sur le même principe que le bombardement de protons, va rendre isolante des parties du miroir supérieur par une oxydation locale. Cette méthode a l'avantage de réduire les recombinaisons non-radiatives.

Une autre méthode de confinement, plus communément appelée structure MESA ou pilier gravé, a été imaginée en réduisant la largeur du miroir de Bragg supérieur. L'anode est située au-dessus du miroir mais en minimisant la surface de contact avec celui-ci (Figure I. 23-a) ou bien directement au-dessus de la cavité de façon à supprimer la traversée du DBR supérieur par le courant (Figure I. 23-b).

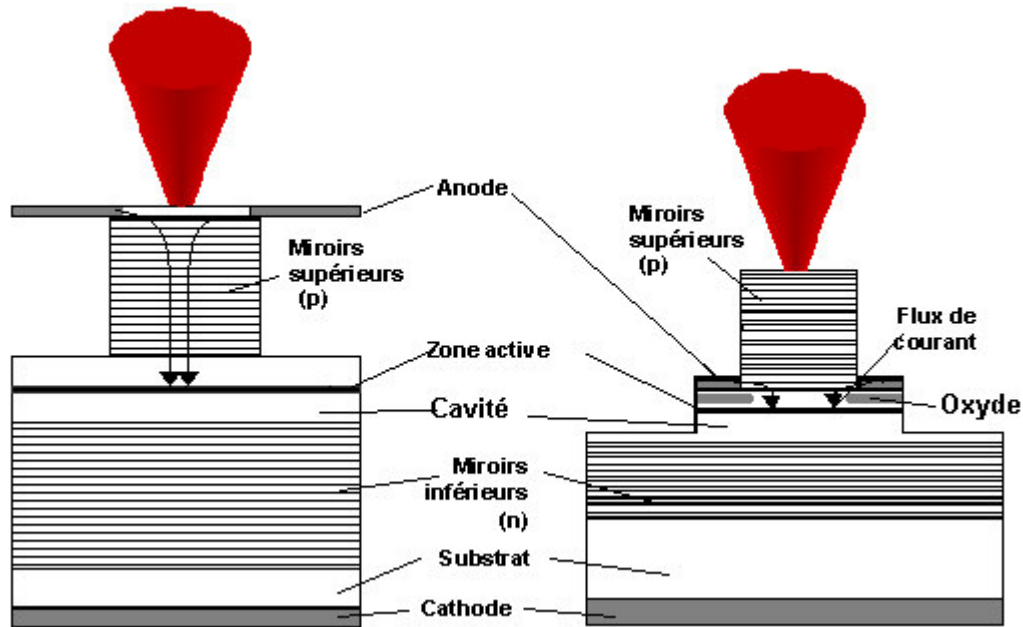


Figure I. 23 : VCSELS mesa

Mais cette deuxième structure nécessite une oxydation au sein même de la cavité. Ces structures de VCSEL donnent actuellement les meilleures performances notamment en terme de courant (seuil très bas, inférieur au mA) et de confinement optique mais son procédé de fabrication beaucoup plus délicat que les précédents augmente considérablement son coût.

La dernière structure (Figure I. 24), appelée à diaphragme d'oxyde, est conçue sur le même principe que celle à DBR oxydé mais en limitant l'attaque à une seule couche d'AlAs, juste au dessus de la cavité.

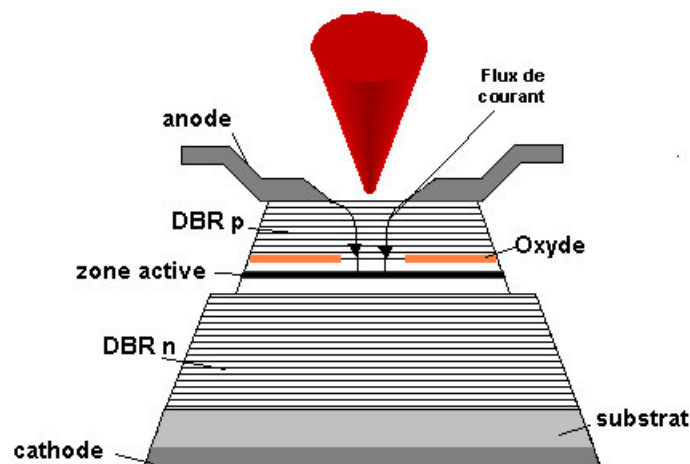


Figure I. 24 : VCSEL à diaphragme d'oxyde

Ce type de composant, sur le marché depuis 4 ans, constitue la seconde génération de VCSEL.

On peut également noter que les structures MESA et à diaphragme d'oxyde permettent le confinement de l'onde optique dans la cavité et son guidage dans le miroir de Bragg supérieur.

## **V. Matrice de VCSELs**

Comme il a été présenté dans le paragraphe II, les diodes laser à cavité verticale ont été principalement conçues pour pallier au problème d'encombrement dans des matrices à une ou plusieurs dimensions. Ces nouveaux composants ont permis d'imaginer des liaisons sur plusieurs canaux couplés avec des nappes de fibre optique. Mais pour cela, la disposition des VCSELs est soumise à certaines conditions nécessaires pour ne pas dégrader les performances du composant seul.

En effet, l'encombrement des lasers à cavité verticale est très réduit (quelques dizaines de microns) mais une certaine distance doit être respectée entre deux VCSELs voisins d'une même matrice. Car malgré un faisceau faiblement divergent, des VCSELs trop proches sur une même matrice pourraient engendrer des interférences entre les ondes optiques émises.

L'aspect électrique doit également être pris en compte, il est indispensable que la qualité de la réponse fréquentielle du VCSEL soit conservée. Si les accès électriques nécessaires à l'injection de courant et à la modulation des VCSELs sont trop proches, les signaux de chaque canal pourraient être perturbés par ceux des canaux voisins. Ce phénomène est appelé diaphonie ou crosstalk <sup>[13]</sup>.

La Figure I. 25 présente une barrette de VCSELs conçue par le fabricant TRT (Thales).

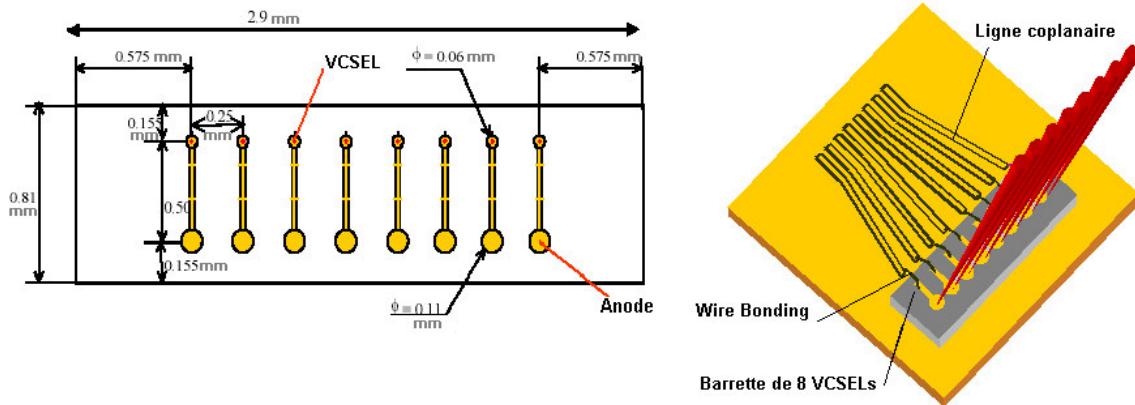


Figure I. 25 : barrette de 8 VCSELs TRT et report sur Céramique.

L'accès électrique positif se fait sur la face supérieure de chaque VCSEL alors que la cathode est commune pour toute la barrette sur la face inférieure. Cette conception est la plus courante et la plus ancienne. Elle peut être intégrée sur le circuit électronique haute fréquence de commande mais doit être adaptée par un fil de liaison (« wire bonding ») sur les anodes situées à 500  $\mu\text{m}$  de chaque VCSEL et reportée par brasure étain-plomb ou or-étain sur silicium. Ce qui engendre des pertes lorsque le signal électrique d'entrée monte en fréquence.

La seconde barrette présentée sur la Figure I. 26, de technologie plus récente, est plus adaptée à un fonctionnement supérieur à plusieurs GHz.

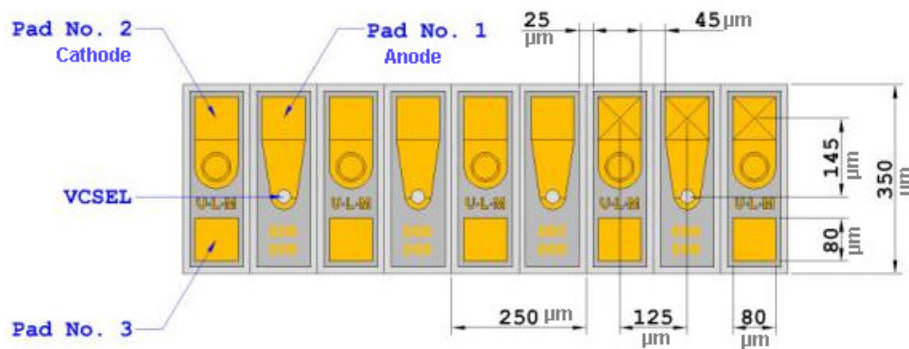


Figure I. 26 : barrette de 4 VCSELs Ulm Photonics avec accès coplanaire direct. <sup>[14]</sup>

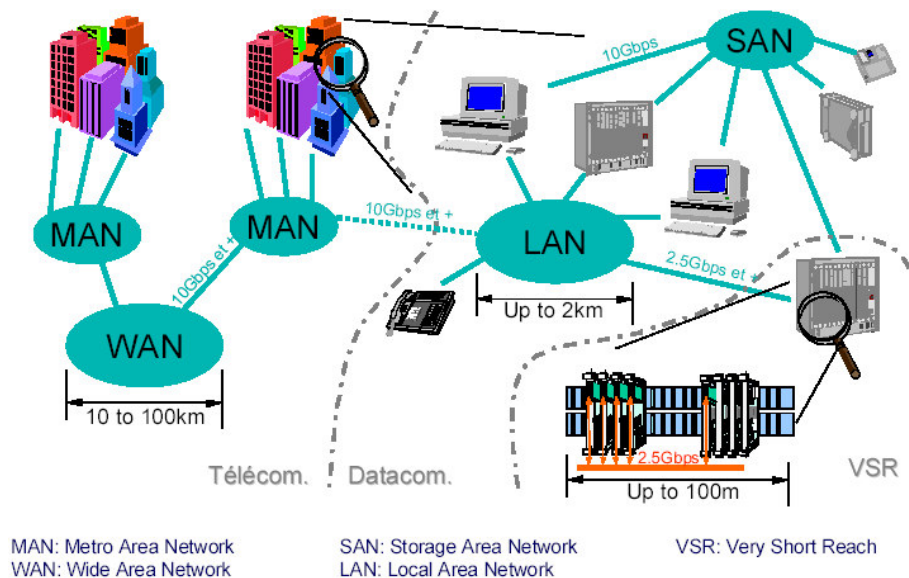
La masse est remontée sur la face supérieure par la technique via-hole. L'accès coplanaire est direct sur la face supérieure ce qui évite le report par brasure, limite le « wire bonding » et permet un contrôle direct des caractéristiques dynamiques de chaque composant. Il est également possible d'injecter une zone isolante entre chaque composant de façon à éviter le crosstalk.



Une autre technique de report, le « flip-chip » (composant retourné), est de plus en plus utilisée pour fixer les matrices de VCSELs sur leur accès électrique. Elle donne de bonnes performances et limite le crosstalk car elle raccourcit considérablement les « wire bonding ». Par contre, elle nécessite une modification de la structure du VCSEL de telle sorte qu'il émette par le substrat (« bottom emitting ») [15].

## VI. Applications

Etant donné sa longueur d'onde d'émission (850nm) et son fonctionnement multimode, la principale utilisation des VCSELs s'est dirigée vers les liaisons datacom (Gigabit Ethernet). Avant toute chose, situons ce domaine dans l'environnement des transmissions de l'information (Figure I. 27).



**Figure I. 27 : L'environnement Télécom / Datacom** [16]

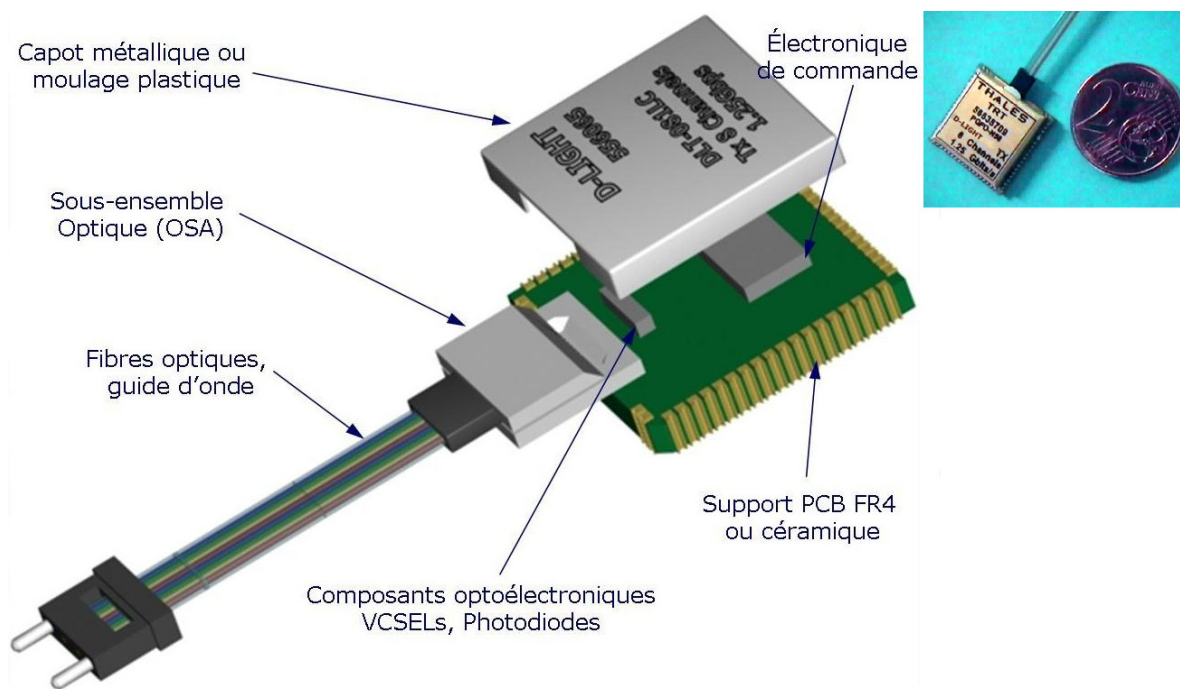
Il est possible de décomposer les distances de communication en 3 catégories :

- **les Télécoms :** l'information est véhiculée sur de longues distances, de la dizaine à la centaine de kilomètres sur des réseaux téléphoniques ou Internet (Wan ou Man)
- **les Datacoms :** dans ce cas, les distances sont réduites à quelques kilomètres dans des réseaux locaux tel que Ethernet (SAN ou LAN)

- **les transmissions sur très courte distance ou carte à carte (VSR)** : les liaisons sont alors réduites à quelques centaines de mètres au maximum.

Le secteur des télécoms a très largement été investi par les liaisons à fibre optique permettant une transmission très rapide de l'information. Ces liaisons sont constituées d'un émetteur laser DFB fonctionnant à 1,55 ou 1,3  $\mu\text{m}$ , longueurs d'onde auxquelles la fibre optique en silice peut transporter le signal sur les plus longues distances, et avec un spectre optique monomode. Mais étant donné le coût de fabrication des diodes laser DFB, il ne serait pas intéressant d'équiper des réseaux courte-distance avec de telles liaisons optiques malgré les problèmes qu'encourent les liaisons électriques avec la multiplication des canaux et la demande toujours croissante d'augmenter le débit. Or, depuis l'arrivée des VCSELs sur le marché, une alternative à ce problème est alors apparue. En effet, un composant avec de bonnes performances fréquentielles, facilement intégrable en matrice et sur circuit électronique et, de surcroît, bon marché est le candidat idéal pour les transmissions courtes distances.

La Figure I. 28 présente un modèle de module optique parallèle à base de VCSELs, capable de débiter une information de 1,25Gbit/s par canal.



**Figure I. 28 : Module optoélectronique parallèle**

Ce module est composé d'une barrette de 8 VCSELS et d'une barrette de 8 photodiodes, reportées sur leur circuit électronique respectifs et reliées à des nappes de fibres optiques multimodes pour satisfaire l'émission multimode du VCSEL <sup>[17]</sup>.

Or en tenant compte des améliorations de la structure des VCSELS et d'une meilleure géométrie des barrettes, il sera possible de réaliser des liaisons à 10Gbps/canal ce qui pourrait amener 120 et 480 Gb/s respectivement sur une matrice 4x12 <sup>[15]</sup>.

D'autre part ces modules sont de dimensions très petites, ce qui pourrait intéresser les applications VSR ou systèmes embarqués.

En effet, une variation dans la structure notamment au niveau des matériaux de la zone active (puits quantiques en GaN/Al<sub>0,1</sub>Ga<sub>0,9</sub>N) a permis la conception de VCSEL émettant à 650nm <sup>[12]</sup>. Ce type de composant est intéressant pour les liaisons très courtes distances, carte à carte dans un ordinateur, ou dans les systèmes embarqués (automobile, aéronautique). L'avantage de travailler à cette longueur d'onde est la possibilité de couplage avec des fibres optiques plastiques permettant la réalisation de liaison à très bas prix. Mais compte tenu de la forte atténuation de ces fibres comparée à celle des fibres en silice, l'utilisation est réduite à de très courtes distances.

Il est également possible d'utiliser ces VCSELS dans des têtes de lecture DVD ou CD <sup>[12]</sup>.

Il est intéressant de noter que parmi les applications de ces lasers, la structure PIN verticale permet une utilisation du VCSEL en photodétection lorsqu'il est polarisé en inverse <sup>[9]</sup>. Une modification au niveau de l'ouverture et du miroir de Bragg supérieur pour un VCSEL à diaphragme d'oxyde enterré a permis la réalisation d'un composant dual avec une sensibilité en photodétection d'environ 0,2A/W.

## **VII. VCSELS aux longueurs d'ondes télécoms**

Le faible coût de fabrication des VCSELS et leurs performances ont su séduire les industriels. Mais leur longueur d'onde d'émission, trop faible, est restée pendant plusieurs années un handicap pour une utilisation en télécommunications.

L'obstacle à la réalisation de composants émettant à 1,55 ou 1,3µm relève des matériaux constituant les puits quantiques, qui comme nous l'avons vu précédemment fixent la longueur d'onde des photons oscillant dans la cavité, et les miroirs de Bragg dont la sélectivité pourrait empêcher l'onde optique de sortir de la cavité. Les VCSELS actuels sont constitués de

matériaux III-V (GaAs, AlGaAs, AlAs), bien connus en microélectronique, ce qui a permis la réalisation de cette diode laser par la technique d'épitaxie par jet moléculaire, d'où l'intérêt économique. Or, l'utilisation des matériaux AlAs, AlGaAs, et GaAs dans les miroirs de Bragg et les puits quantiques implique une sélectivité en longueur d'onde à 850nm.

En remplaçant la structure AlGaAs/GaAs de la zone active (barrières et puits quantiques) par de l'InAlGaAs/InP ou InGaAsP/InP, les chercheurs ont obtenu des composants aux longueurs d'onde désirées, avec une faible conductivité thermique et une faible réflectivité du substrat InP (Figure I. 29). Mais à ce jour, il est impossible de réaliser des miroirs de Bragg en accord de maille cristalline avec la zone active et le substrat.

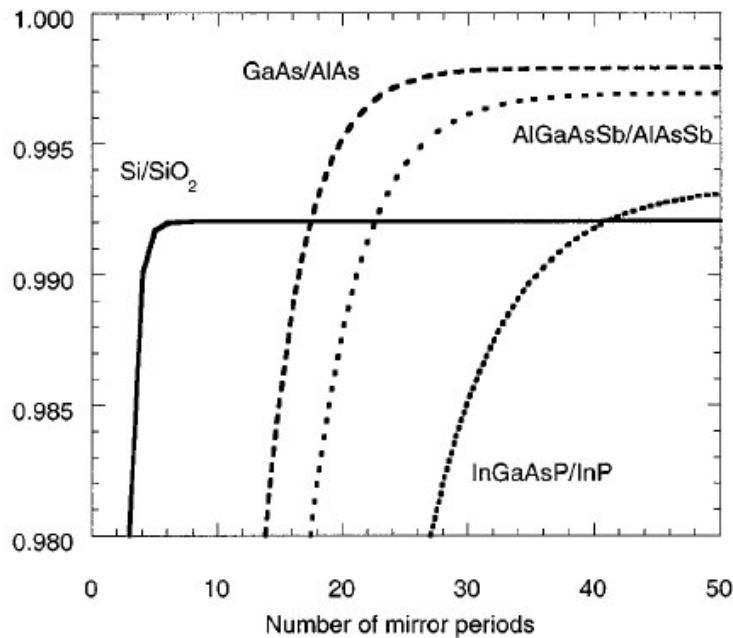


Figure I. 29 : Réflectivité des miroirs de Bragg en fonction du nombre de Bicouches pour différents matériaux <sup>[18]</sup>

Les propriétés thermiques des réflecteurs de Bragg qui constituent la plus grande partie du volume de la diode sont très importantes. Ils doivent être capables de dissiper la chaleur produite par la zone active (effet laser) et par l'effet Joule. D'après le tableau de la Figure I. 30, les alliages GaAs/AlAs et a-Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> («a» pour amorphe) ont la plus faible résistance thermique; malheureusement, ils ne peuvent pas être produits par épitaxie par jet moléculaire sur un substrat InP. Ce tableau met aussi en valeur la faible conduction thermique des autres candidats éventuels à la réalisation de DBR.

DBR Composition	N for 99%	R <sub>th</sub>
GaAs/AlAs	16	57.5
InGaAsP (1.4 μm)/InP	28	174.7
AlGaAsSb/AlAsSb	16	627.5
AlInGaAs/AlInAs	30	1549.2
a-Si/SiO <sub>2</sub>	4	936.0
a-Si/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	5	65.8

Figure I. 30 : Résistance thermique en Ω/K du réflecteur de Bragg de réflectivité 99% constitué par différents substrats <sup>[18]</sup>

Si le silicium amorphe semble fournir une bonne réflectivité pour une faible quantité de couches dans le miroir de Bragg, ainsi qu'une bonne conduction thermique, sa forte résistivité électrique est un obstacle majeur au développement de structures à base de a-Si.

Des solutions ont été mises en œuvre pour pallier à cette inhomogénéité de maille entre la zone active et les miroirs de Bragg.

L'une des premières a été d'essayer de réaliser des zones actives du même type cristallin que celui des DBR : des travaux ont été menés par Bell Labs et Lucent Technologies ; ils ont tenté de réaliser des zones actives avec des puits en GaAsSb pour des VCSELs à 1300nm <sup>[19]</sup>.

Depuis, beaucoup de nouveaux composants ont été conçus, leurs performances ont fait l'objet de nombreuses publications. C'est pourquoi nous nous limitons aux publications les plus récentes et aux meilleures performances.

Cielo communication a conçu en 2002 des VCSELs émettant à 1,3μm (entre 1,26 et 1,36μm) fonctionnant à une tension de 2,5V, pour un courant de polarisation de 8mA, délivrant une puissance optique de 1,2mW, sur une gamme de température pouvant aller de 10 à 90 °C comme l'indique la Figure I. 31 <sup>[20],[21]</sup>. Ces composants sont constitués d'une zone active InGaAsN/GaAs avec des DBR AlAs/AlGaAs. L'utilisation de cette méthode a bénéficié de la maturité des VCSELs à 850nm sur substrat GaAs. Ces VCSELs montés en barrette de 8 ou 12 peuvent débiter 1,25 et 2,5 Gbps /canal.

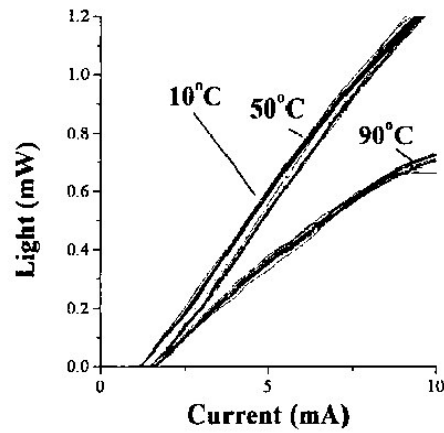


Figure I. 31 : Caractéristique Puissance optique émise en fonction du courant de polarisation pour des températures de 10°C, 50°C et 90°C ( d'après la référence <sup>[21]</sup>)

Sur le même type de structure mais en confinant le courant par un diaphragme d'oxyde (Figure I. 32-a) ), la société Emcore a réalisé des VCSELs émettant à 1,275 et 1,31 $\mu$ m (Figure I. 33-a) ), avec un courant de seuil de 1,5mA, dont la zone de fonctionnement se situe entre 3 et 6 mA, pour une tension inférieure à 2,5V et une puissance émise inférieure à 1mW à température ambiante (Figure I. 32-b) ). Ce composant en boîtier (TO-46) a pu délivrer un débit de 2,5Gbps <sup>[22],[23]</sup> (Figure I. 33-b) ).

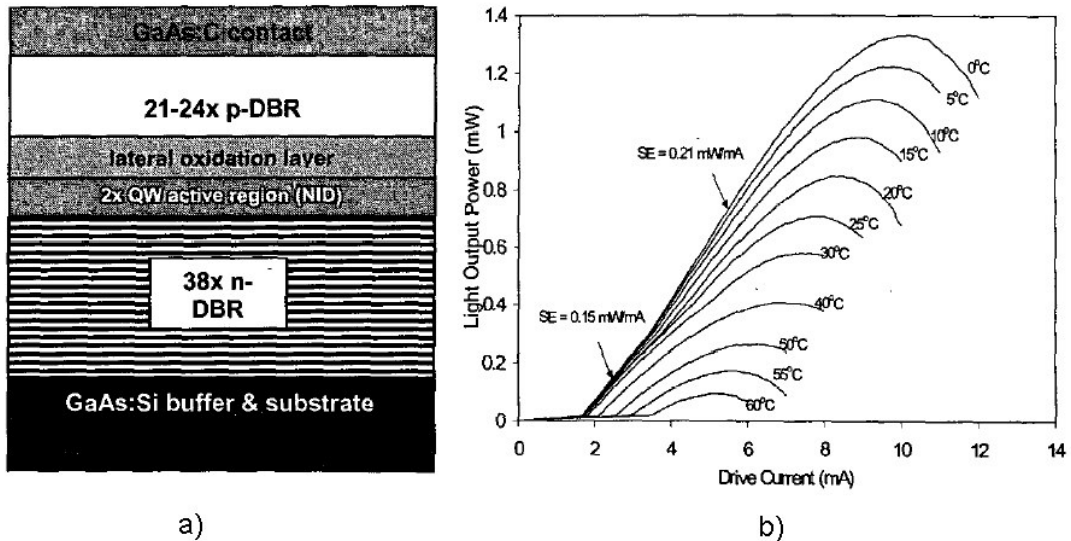


Figure I. 32 : a) structure ,b) courbe de P(I) de 0 à 60°C de VCSELs conçus par Emcore (d'après la référence <sup>[23]</sup>)

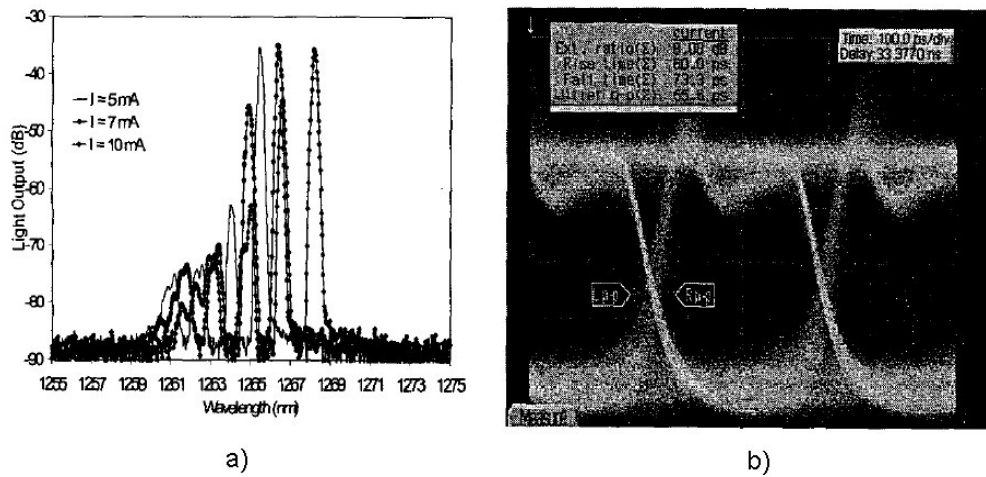


Figure I. 33 : a) spectre à 5mA, 7mA et 10mA, b) diagramme de l'œil d'une liaison à base de VCSEL émettant à 1,3µm et 2,5 Gbps de débit sur fibre optique monomode (d'après la référence [23])

D'autres VCSELS ont été conçus à partir d'une zone active à boîtes quantiques (quantum dots) comme le présente Ledentsov [24]. Apparut en 1997, les VCSELS à boîtes quantiques avaient l'avantage d'avoir un courant de seuil très bas. Depuis 2000, des VCSELS émettant à 1,3µm et montés sur substrat GaAs ont pu être réalisés (Figure I. 34-a) ). Les DBR sont constitués des mêmes matériaux que les VCSELS classiques (AlGaAs/GaAs) avec oxydation sélective de certaines couches de façon à confiner le courant. Les boîtes quantiques sont en GaAs. Ce type de VCSEL est monomode, avec une puissance pouvant atteindre 1,26mW avec une surface d'émission de 1µm (Figure I. 34-b) ).

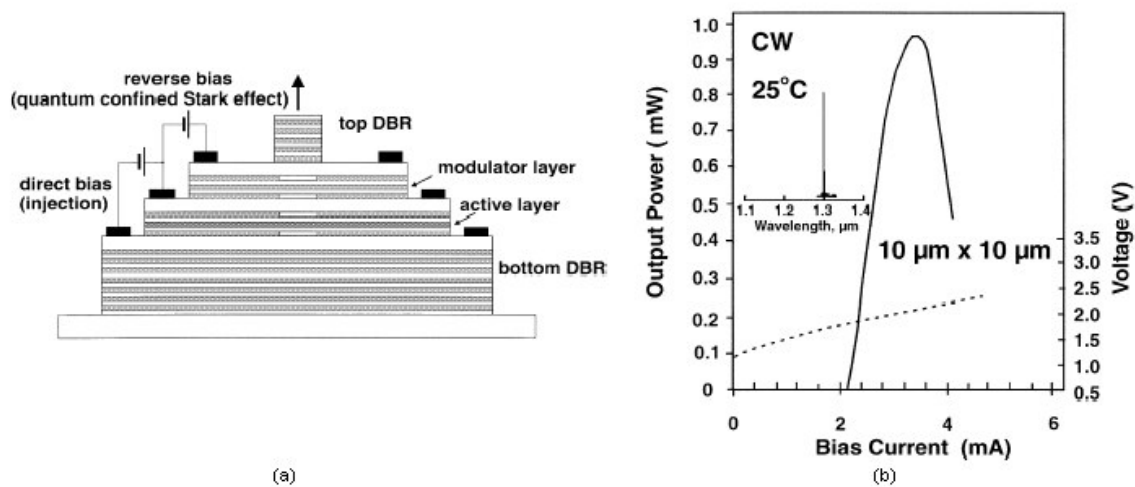


Figure I. 34 : a) coupe de la structure du VCSEL à boîtes quantiques b) caractéristique L-I-V, d'après la référence [24].

La société Truelight <sup>[25]</sup> a également développé ces composants et prévoit une commercialisation pour la fin de l'année 2003. Leurs VCSELs émettent à 1287nm, avec un courant de seuil minimum de 1,6mA sur la gamme de température de 20 à 40°C et une puissance maximale de 1,5mA. La zone active est constituée de puits quantiques en GaInAsN et les miroirs de Bragg sont constitués de bicouches d'AlGaAs/GaAs. Le confinement du courant se fait par diaphragme d'oxyde.

Infineon a conçu, depuis octobre 2002, une structure de VCSELs émettant à 1300nm, une note descriptive a été rendue publique en mars 2003 comme le présente la référence <sup>[26]</sup> parue sur le site du fabricant. Comme l'indique la Figure I. 35, la zone active est à base de GaInNAs.

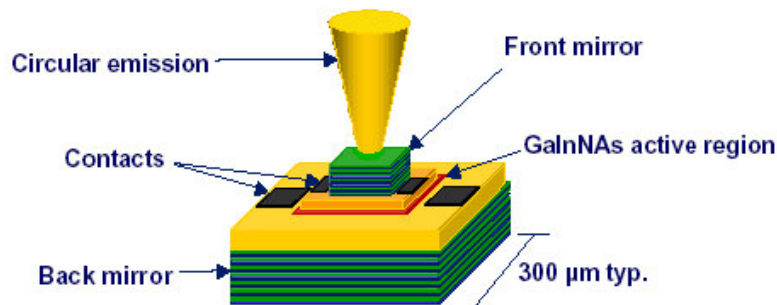


Figure I. 35 : structure des VCSELs émettant autour de 1300nm conçus par Infineon, figure tirée de la référence <sup>[26]</sup>

L'émission est monomode (taux de suppression de mode > 40dB) et la puissance optique maximale peut atteindre 2mW. Ces composants ont permis la conception d'un module optique (OSA) fournissant une puissance optique supérieure à 0,5mW jusqu'à une température de fonctionnement de 85°C. Les premiers tests ont permis d'obtenir un débit de 2,5Gbps sur 15km et 10Gbps sur 10km.

Une équipe de Japonais <sup>[27]</sup>, du laboratoire NTT Photonics, a développé des VCSELs dont la structure est présentée sur la Figure I. 36. La zone active est constituée de plusieurs puits quantiques en InGaAsP, de deux miroirs de Bragg (DBR, distributed Bragg Reflector) supérieurs, le premier, situé dans la cavité, constitué de 5 couches d'InP/InGaAs, dopé p sur lequel sont superposés 16 périodes de TiO<sub>2</sub>-SiO<sub>2</sub>. L'émission s'effectue par le bas à travers un DBR intermédiaire en InP/InGaAsP dopé n, un recuit d'InP/GaAs permettant l'adaptation de la structure sur un DBR GaAs/AlAs et le substrat GaAs. Ce laser émet aux alentours de 1,54µm sur un seul mode pour un diamètre de zone d'émission de 7µm et dans une gamme de



température allant de 0 à 70°C mais la puissance optique émise reste relativement faible 0,1mW et 0,14mW pour des diamètres respectifs de 7µm et de 10µm (Figure I. 37-(a)).

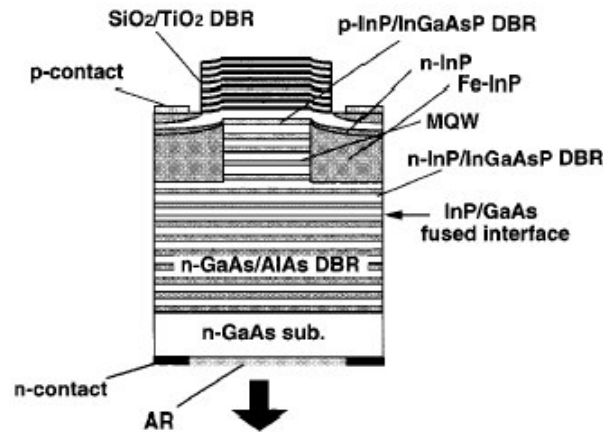


Figure I. 36 : coupe de la structure présentée par NTT Photonics, d'après la référence <sup>[27]</sup>

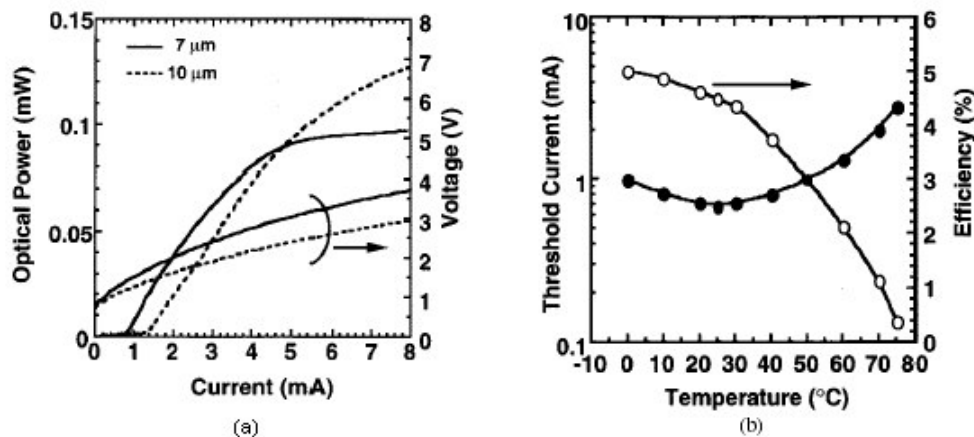


Figure I. 37 (a) caractéristique L-I-V des VCSELs de Ø 7 µm et 10 µm à 25°C, (b) dépendance du courant de seuil et du rendement différentiel en fonction de la température, d'après la référence <sup>[27]</sup>.

Outre ces problèmes de performances, la fabrication de ce composant est plus délicate que les précédentes.

Une jeune Start up, BeamExpress, s'est lancée depuis quelques temps dans la conception de VCSEL émettant à 1,55µm à base d'InGaAlAs. Deux structures ont jusqu'à présent été élaborées l'une à pompage optique et l'autre à pompage électrique <sup>[28]</sup>.

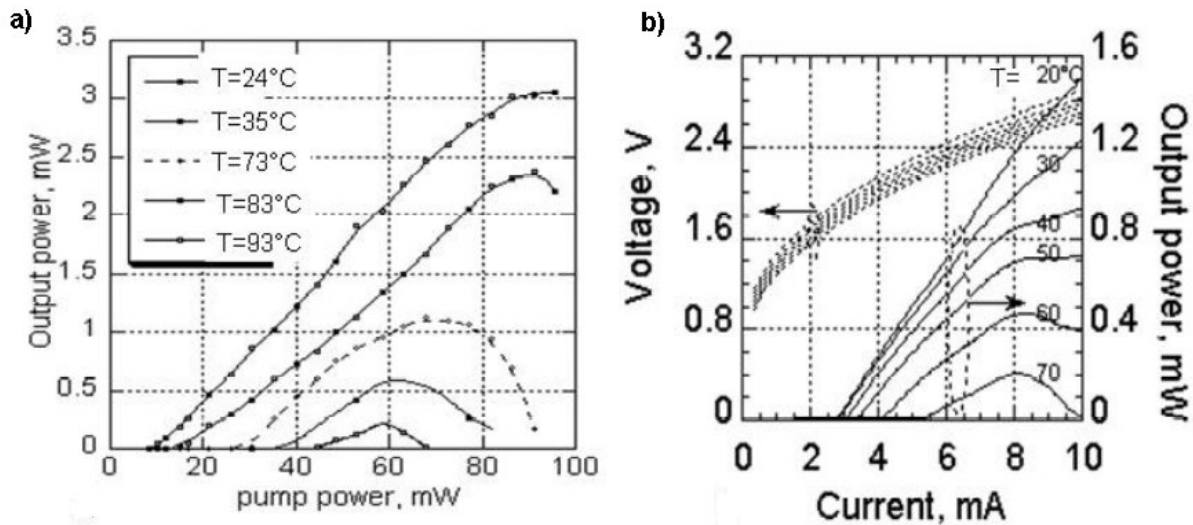


Figure I. 38 : a) Puissance optique émise en fonction de la puissance de pompe pour le VCSEL pompé optiquement , b) Puissance optique émise et tension en fonction du courant de polarisation pour le VCSEL pompé électriquement.

Cette équipe de chercheurs a obtenu un fonctionnement monomode autour de  $1,5\mu\text{m}$ . Leur VCSEL à pompage optique sont capables de délivrer  $3\text{mW}$  à  $24^\circ\text{C}$  et  $1,2\text{mW}$  à  $73^\circ\text{C}$  (Figure I. 38-a)). Quant aux VCSELs à pompage électrique, ils délivrent  $1,5\text{mW}$  à  $20^\circ\text{C}$  et  $0,2\text{mW}$  à  $70^\circ\text{C}$  (Figure I. 38-b). D'autre part, ce fabricant développe actuellement des VCSELs accordables <sup>[29]</sup>.

Depuis la fin du mois de mars 2003, Infineon commercialise les VCSELs fonctionnant à  $1310\text{nm}$  et capable d'émettre des données à  $2,5\text{Gbps}$ . On peut également espérer que Truelight n'attendra plus très longtemps avant de vendre ses composants.

On peut dire d'ores et déjà que plusieurs types de VCSELs émettant autour de  $1300\text{nm}$  seront commercialisés dans les six prochains mois. Par contre, il semblerait qu'il faille attendre un peu plus longtemps avant de pouvoir disposer des composants émettant à  $1,5\mu\text{m}$ .

## **VIII. Références**

- [1] Larry A. Coldren, Scott W. Corzine, “*Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*”, John Wiley & Sons, 1995.
- [2] Irène et Michel Joindot, “*Les télécommunications par Fibres Optiques*”, pp.63-126, DUNOD, 1996.
- [3] Bich-Ha TRAN THI, “*Modélisation du bruit d’intensité dans les lasers InGaAsP. Etude de la translation du bruit basse fréquence dans la bande du signal de modulation*”, thèse d’Electronique-Optoélectronique, Supaéro, Toulouse, Décembre 1997.
- [4] G. Morthier , P. Vankwikelberge, “*Handbook of Distributed Feedback Laser Diodes*”, Artech House Optoelectronic Library, 1997.
- [5] Y. BOUCHER, “*Propriétés Optiques d’Empilement Multicouches de Semiconducteurs III/V GaAs/AlGaAs Application à l’Etude des Microcavités Laser à Emission Surfactive*”, Thèse de Physique, Université de Paris-Sud Centre D’Orsay, Orsay, Octobre 1993.
- [6] E. Rosencher, Borge Vinter, “*Optoélectronique*”, pp.354-356, pp.519-522, Masson, 1998.
- [7] L. Georgeon, “*Conception et Caractérisation de Lasers à Cavité Verticale*”, Thèse d’Optique-Optoélectronique et Micro-Onde, Institut Polytechnique, Grenoble, octobre 1997.
- [8] F. Van Dijk, “*Conception, Elaboration sous Contrôle Optique en Temps Réel, Fabrication et Caractérisation de Laser à Cavité Verticale (VCSELs) pour l’Emission à 840nm*”, Thèse d’Electronique (Optoélectronique), Laboratoire d’Analyse et d’Architecture des Systèmes (LAAS) du CNRS, Toulouse, décembre 1999.
- [9] L. Averseng , “*Conception, Réalisation et Caractérisation de Dispositifs à Microcavité Verticale III-V pour la Photodétection Duale*”, Thèse d’Optoélectronique, LAAS/CNRS, Toulouse, Juillet 2002.

- [10] L.B. Rosinsky, “*Caractérisation Statique et Dynamique de Lasers et Matrices de Lasers à Cavité Verticale Emettant par la Surface*”, Thèse d’Electronique et Optronique, Université de Bretagne Occidentale, Brest, décembre 1997.
- [11] S.W. Corzine, R.S. GEELS, J.W. SCOTT, R.H. YAN, L.A. COLDREN, “*Design of Fabry-Pérot Surface-Emitting Lasers with a periodic gain structure*”, IEEE Journal of Quantum Electronic, Vol. 25, No. 66, pp 1513-1524, 1989.
- [12] Hi. Li , K. Iga, “*Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*”, Springer, 2002.
- [13] M. W. Maeda, C. Chang-Hasnain, A. Von Lehmen, H. Izadpanah, Chinlon Lin, M.Z. Iqba, L. Florez, and J. Harbison, “*Multigigabit/s Operation of 16-Wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Array*”, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 3, No. 10, Octobre 1991.
- [14] Data sheet VCSEL ulm photonics [www.ulm-photonics.de](http://www.ulm-photonics.de).
- [15] M.Grabherr, D. Wiedenmann, R. King, R. Jäger, B. Schneider, “*Speed it up to 10Gb/s and flip it: VCSELs today*”, Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser VI, San Jose, USA, Vol.4649, Janvier 2002.
- [16] M. Pez, “*Les interconnexions optiques : état de l’art et perspectives*”, REE , No. 9, Dossier : Les Composants Optoélectroniques, Octobre 2002.
- [17] C. Le Brun, M. Pez, P. Desgreys, Z. Toffano, J-C Mollier, J. P.Oudinot, “*SHAMAN, une approche multidisciplinaire pour la conception de modules d’interconnexion optique*”, REE, No. 9, Dossier : Les composants Optoélectroniques, Octobre 2002.
- [18] A. KARIM, S. BJORLIN, J. PIPREK, J. E. BOWERS, “*Long-Wavelength Vertical-Cavity Lasers and Amplifiers*”, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.6, November 2000.

[19] M. FULLER, “ *New research bolsters development of 1300 nm VCSELs*”, Lightwave, Vol.18, Issue 8, July 2001.

[20] L.R Thompson, Et Al., “ *Performance of Monolithic 1.3 $\mu$ m VCSEL’s in Telecom Applications*”, Symposium Photonics West, Opto 2002, Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser VI, San Jose, USA, SPIE Proceeding Vol. 4649, Janvier 2002 .

[21] L.M.F. Chirovsky, R.L. Naone, A.W. Jackson, S.R. Prakash, D. Galt, L.R. Thompson, S.A. Feld, J.G. Wasserbauer, M.J. Dalberth, J. Smith, J.J. Hindi, D.W. Kisker, “ *1.3 micron VCSEL arrays for telecom applications*”, Optical Fiber Communication Conference and Exhibit (OFC) 2002, 17-22 Mar 2002.

[22] C.S.Murray et al., “ *Development of &.3 $\mu$ m Oxide-confined VCSELs grown by MOCVD*”, Symposium Photonics West, Opto 2002, Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser VI, San Jose, USA, SPIE Proceeding, Vol.4649, Janvier 2002.

[23] C. Murray, H. Xin, F. Newman, “ *Long wavelength InGaAsN/GaAs edge emitting lasers with low threshold current density grown by MOCVD*” , Advanced Semiconductor Lasers and Applications/Ultraviolet and Blue Lasers and Their Applications/Ultralong Haul DWDM Transmission and Networking/WDM Components, 2001 Digest of the LEOS Summer Topical Meetings , 2001.

[24] N.N. Ledentsov, “ *Long-wavelength Quantum-Dot on GaAs Substrat: From Media Devices Concepts*”, Invited Paper, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 8, No. 5, September/October 2002.

[25] A. Li et al., “ *Reliability and commercialization of oxidized VCSEL*”, Symposium Photonics West, Opto 2002, Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser VI, San Jose, USA, paper 4994-03, SPIE Proceeding, Vol. 4994, Janvier 2003.

[26] Kai Siemer, “ *Speed up with infineon’s high speed components*”, [http://www.infineon.com/cmc\\_upload/documents/064/312/1300nmVCSELpublicKS21Mar03.pdf](http://www.infineon.com/cmc_upload/documents/064/312/1300nmVCSELpublicKS21Mar03.pdf), Mars 2003.

- [27] Y. Ohiso, H. Okamoto, R. Iga, K. Kishi, C. Amano, “ *Single Transverse Mode Operation of 1.55  $\mu\text{m}$  Buried Heterostructure Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*”, IEEE Photonics Technology Letter, Vol. 14, No.6, June 2002
- [28] A. Mereuta, A. Mircea, A. Rudra, V. Iakovlev, A. Syrbu, G. Suruceanu, C.-A. Berseth, A. Caliman, K. Leifer, E. Kapon, “ *InAlGaAs/InP MQW Structures Grown by MOVPE in Nitrogen Atmosphere for 1.55 $\mu\text{m}$  VCSELs*”, 10th European Workshop on MOVPE, Lecce,(Italy), 8-11 June 2003.
- [29] A. Syrbu, V. Iakovlev, G. Suruceanu, C.-A. Berseth, A. Rudra, A. Mircea, A. Mereuta, E. Kapon, “ *1mW CW 38 nm Tunable 1.5 $\mu\text{m}$  VCSELs with tuning voltage below 4V*”, European Conference on Optical Communications (ECOC2002), Post-deadline presentation, PD3.8., Copenhagen (Denmark), Sept. 8-12, 2002.



## **Chapitre 2:**

# **Fonctionnement du VCSEL et modélisation optoélectronique**

*Ce chapitre présente les équations régissant le comportement optoélectronique du VCSEL. Une première partie porte sur la description des phénomènes électroniques dans les hétérojonctions constituant les miroirs de Bragg et optiques dans l'empilement. Nous passons ensuite au mécanisme d'émission laser par le développement des équations d'évolution du nombre de porteurs et du nombre de photons.*





## **I. Comportement optoélectronique**

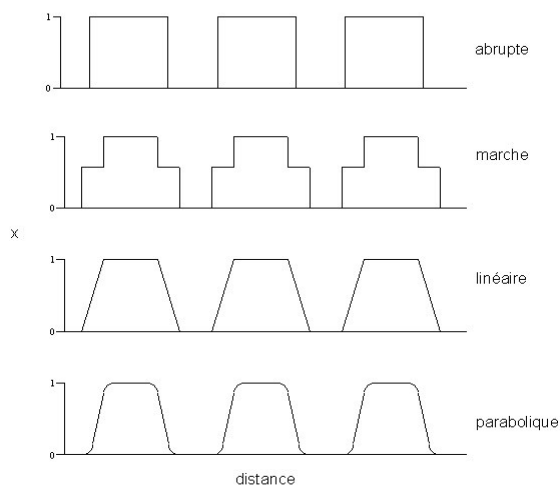
### **I.1 Miroirs de Bragg**

Avant de décrire l'évolution des photons et des porteurs dans la cavité, il est important de décrire le comportement optique et électrique des miroirs de Bragg lorsque ceux-ci les traversent. Outre les propriétés optiques présentées dans le 1<sup>er</sup> chapitre, les miroirs de Bragg permettent le confinement du courant dans la cavité.

#### **a) Comportement électrique**

L'acheminement du courant d'électrons dans la région active se produit grâce à la structure semiconductrice des miroirs de Bragg. Ils sont composés d'un empilement d'hétérojonctions isotypes (même dopage mais matériaux différents) d'épaisseur très fine ( $\approx$  20 à 60nm) d'alliage III-V (III et V étant le nombre d'électrons de valence des éléments, ce qui correspond au numéro de la colonne de la classification périodique <sup>[1]</sup>). Par exemple, l'aluminium (Al) et le gallium (Ga) sont classifiés III, l'arsenic (As), l'azote (N), le phosphore (P) et l'antimoine (Sb) sont dans la colonne V.

Dans les premiers VCSELs, les interfaces entre chaque couche étaient abruptes (Figure II. 1). C'est à dire que les miroirs étaient constitués d'empilement de couches d'AlAs, d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  et ainsi de suite, où la valeur de la fraction molaire  $x$  restait fixe, en général  $x=0,1$  ou  $0,2$ .



**Figure II. 1 : variation de la fraction molaire à chaque interface des miroirs de Bragg.**

Ces structures avaient les propriétés optiques requises pour donner une haute réflectivité, mais le passage du courant de polarisation à travers les hétérojonctions engendrait d'importants phénomènes résistifs qui, sur toute l'épaisseur du miroir, donnaient une résistance équivalente d'une centaine d'ohms. Une alternative à ce problème a été de faire varier la fraction molaire  $x$  de l'AlGaAs aux interfaces de façon à réduire les largeurs de zone de charge d'espace des hétérojonctions et la résistivité <sup>[2],[3]</sup>. On peut avoir par exemple: Al<sub>0.12</sub>Ga<sub>0.88</sub>As d'épaisseur 40nm ensuite une couche d'Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As où  $x$  varie de 0,12 à 1 sur une épaisseur de 20nm ensuite une couche d'AlAs de 50nm, puis une nouvelle couche d' Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As de 20nm, etc.

Pour comprendre ce phénomène, il est intéressant d'étudier le cas d'une hétérojonction seule. La Figure II. 2-a) représente le diagramme de bandes des deux alliages AlGaAs et AlAs. Chaque semiconducteur est défini par son affinité électronique  $e\chi_i$  ( $e$  étant la charge de l'électron) ; cette grandeur est l'énergie à fournir à un électron situé au bas de la bande de conduction pour l'extraire du semiconducteur et l'amener au niveau du vide sans vitesse initiale. Dans le cas d'une hétérojonction, l'énergie de la barrière de potentiel est alors donnée par  $E_b = e\chi_1 - e\chi_2$ .

Au contact, il y a alignement des niveaux de Fermi (Figure II. 2-b)) et donc création d'une zone de charge d'espace d'épaisseur  $W$ . La différence de potentiel entre les deux semiconducteurs (appelée également tension de diffusion  $V_d$ ), en l'absence de polarisation, est définie en fonction du travail de sortie  $e\Phi_i$ , tel que :

$$V_d = V_2 - V_1 = -\frac{1}{e} \cdot (e\Phi_2 - e\Phi_1) \quad (2. 1)$$

La largeur  $W$  de la zone de charge d'espace est déterminée à partir du nombre de porteurs, des permittivités, de la charge de l'électron et de la différence de potentiel entre les deux matériaux.

La densité d'électrons s'exprime sous la forme suivante :

$$N_d = 4 \cdot \pi \cdot \left( \frac{2 \cdot m_e}{h^2} \right)^{3/2} \int_{E_c}^{\infty} \frac{(E - E_c)}{1 + e^{(E - E_F)/kT}} \quad (2. 2)$$

$m_e$  est la masse effective de l'électron,  $h$ , la constante de Planck,  $k$ , la constante de Boltzmann et  $T$ , la température.

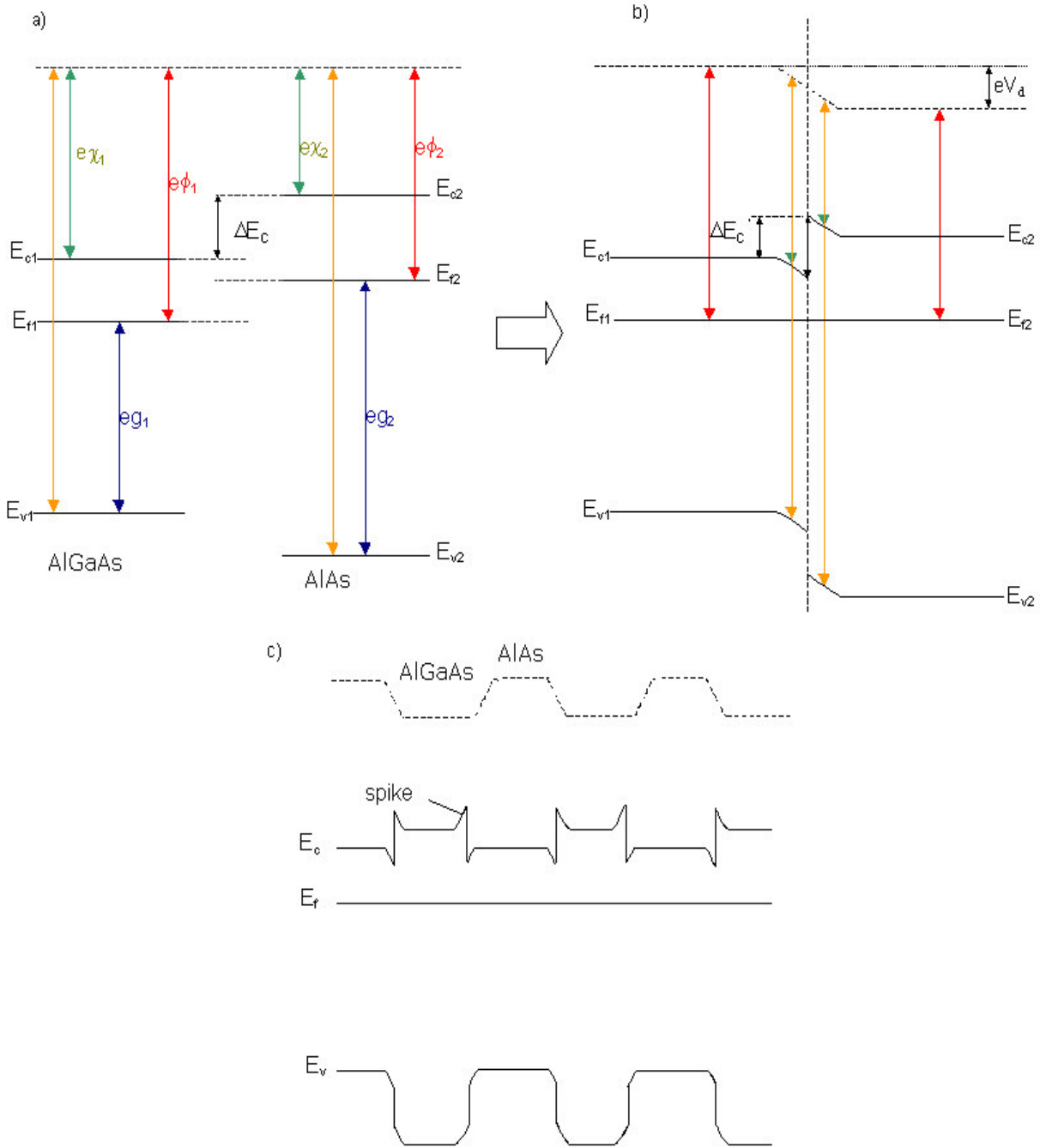


Figure II. 2 :diagrammes de bandes a) de l'AlGaAs et de l'AlAs avant la réalisation de la jonction, b) de l'hétérojonction, c) du miroir de Bragg dopé n.

Si la concentration de porteurs est faible alors la probabilité d'occupation est très inférieure à 1 et donc l'approximation de Boltzmann peut être utilisée pour simplifier la forme analytique de  $E_C - E_f$ .

$$E_C - E_f = kT \ln \left( \frac{N_C}{N_d} \right) \quad (2.3)$$

où  $N_C$  et  $N_d$  sont respectivement les densités d'états effectifs de la bande de conduction et d'électrons (la méthode est similaire pour une hétérojonction dopée p :  $E_f - E_V = kT \ln \left( \frac{N_V}{N_A} \right)$  où  $N_V$  et  $N_A$  sont les densités d'états effectifs de la bande de valence et de trous <sup>[4]</sup>).

Dans le cas d'un dopage de l'ordre de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , le niveau de Fermi est proche du bas de la bande de conduction pour le dopage n ou du haut de la bande de valence pour le dopage p.

Déterminons maintenant la charge de l'hétérojonction dopée n (sachant que le calcul est identique pour le cas dopé p avec la charge et le potentiel inverse).

On considère une zone de déplétion de largeur  $x_d$  avec une charge  $+Q$  prépondérante du côté AlAs (Figure II. 3), donc :  $Q = e \cdot N_d \cdot x_d$

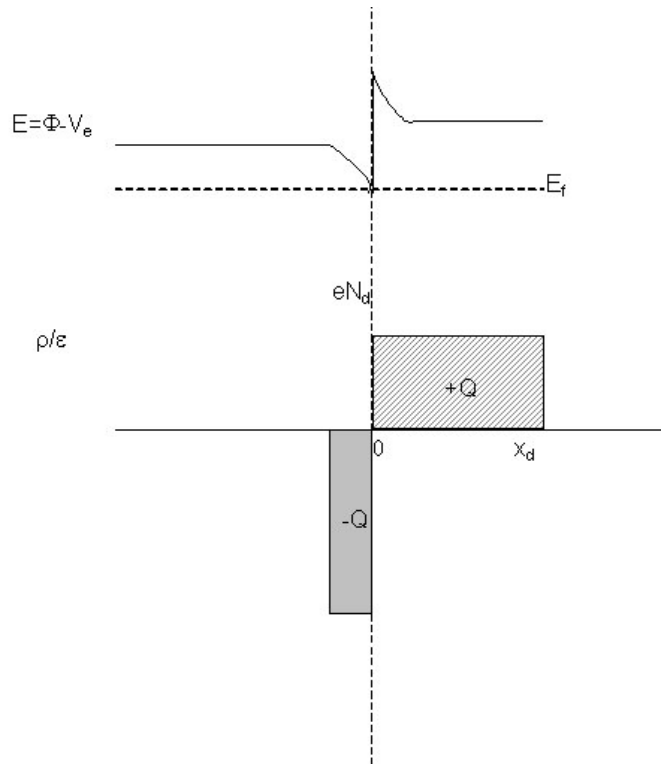


Figure II. 3: Répartition des charges dans la zone de charge d'espace.

D'après l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} = -\frac{e \cdot N_d}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \text{ pour } 0 \leq x \leq x_d \quad (2.4)$$

il est possible de déduire le champ électrique  $\xi$  en fonction de  $x$  et en intégrant le potentiel  $V$  dans la zone de charge d'espace (hors de cette zone le champ est nul) :

$$\xi = -\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{e \cdot N_d}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \cdot (x - x_d) \text{ pour } 0 \leq x \leq x_d \quad (2.5)$$

Une deuxième intégration nous permet d'obtenir la distribution du potentiel en fonction de  $x$  :

$$V = \frac{e \cdot N_d}{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r} \cdot (-x^2 + 2 \cdot x \cdot x_d - x_d^2) \text{ pour } 0 \leq x \leq x_d \quad (2.6)$$

En partant de la condition à l'origine  $V(0) = \Delta E_C / e$ , la largeur de la zone de déplétion  $x_d$  à l'interface s'exprime donc :

$$x_d = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r}{e^2 \cdot N_d} \cdot \Delta E_C} \quad (2.7)$$

La permittivité relative  $\varepsilon_r$  est celle de l'AIA où se situe la zone de déplétion.

Passons maintenant au cas de l'hétérojonction sous une tension de polarisation directe pour le miroir p et inverse pour le miroir n. Le courant est conditionné, à l'interface, par le mécanisme d'émission thermique des porteurs et par la diffusion des porteurs. Dans ces deux cas, le courant résulte du franchissement de la barrière de potentiel par les porteurs ayant une énergie thermique suffisante. Le courant pour les fortes discontinuités sera toujours plus élevé que celui du côté des pseudo continuités <sup>[5]</sup>.

La Figure II. 4 représente le déplacement des porteurs à travers la forte discontinuité de la jonction (souvent appelée par le terme anglais « spike ») par effet tunnel ou au-dessus de la barrière par émission thermoionique.

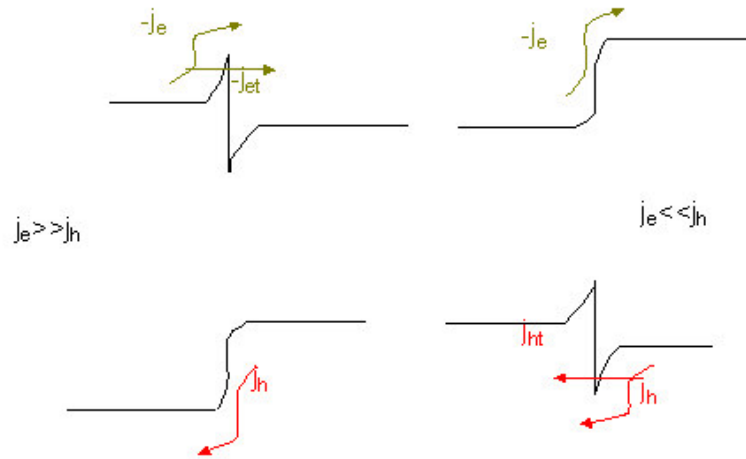


Figure II. 4: Déplacement des électrons et des trous au niveau des jonctions.

Pour les « spike », la barrière de potentiel est relativement étroite surtout au voisinage du sommet, de sorte que les porteurs qui ont une énergie voisine du sommet peuvent la traverser par effet tunnel. Mais pour arriver à ce niveau, les électrons acquièrent une énergie par effet thermique. Ce phénomène est appelé effet tunnel thermiquement assisté. Dans ce cas, le courant suivra la même loi de variation en température que le courant d'émission thermique [6]. [2]

Lors de la polarisation (directe ou inverse) de l'hétérojonction (Figure II. 5), la hauteur de barrière va augmenter pour devenir supérieure à  $kT$ .

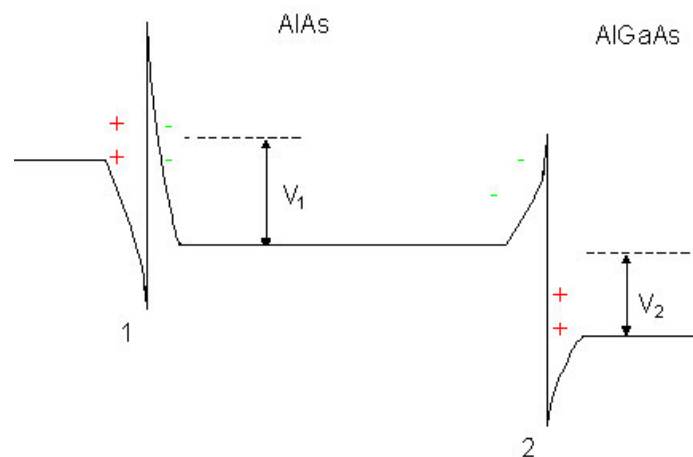


Figure II. 5 : hétérojonction polarisée 1) polarisation directe, 2) polarisation inverse

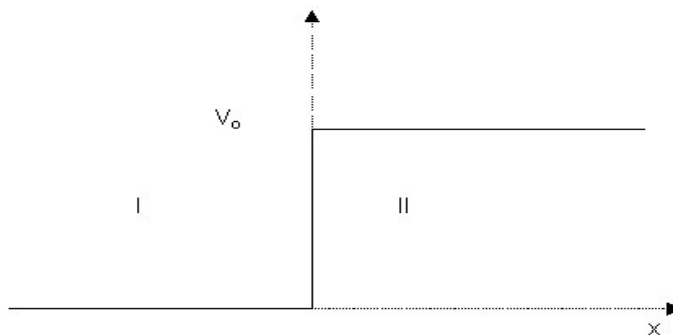
Dans un cas classique, le courant thermique est faible car la hauteur de la barrière engendre une résistance. Mais dans le cas du VCSEL, la largeur de la zone de déplétion est suffisamment fine pour que le courant tunnel qui permet aux électrons de traverser le spike soit élevé.

En ce qui concerne la jonction 2 de la Figure II. 5, elle ne présente pas d'opposition au passage des électrons dans la zone de déplétion de l'AlAs sous polarisation directe, ce qui induit un fort courant et donc une faible résistance (courant thermoionique prépondérant).

Ainsi en favorisant l'effet tunnel, c'est à dire en ajustant le dopage (sans modifier les propriétés optiques), la résistance sera réduite.

Avant de poursuivre dans la détermination de la probabilité de traversée des barrières par effet tunnel, il est nécessaire d'explicitier ce phénomène en passant par l'équation de Schrödinger.

Commençons tout d'abord par l'étude de la marche de potentiel (Figure II. 6) qui nous permettra d'expliquer physiquement ce qui peut se produire dans le cas d'une barrière de faible épaisseur.



**Figure II. 6 : Marche de potentiel**

La marche de potentiel est définie telle que :

$$V(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ V_0, & x > 0 \end{cases}$$

Dans le cas classique, l'énergie de la particule émise depuis  $-\infty$  vérifie  $0 < E < V_0$ , c'est à dire qu'elle rebondit sur la marche et repart dans l'autre sens.



Pour décrire le comportement de cette particule, on part de l'équation de Schrödinger :

$$-\frac{\hbar}{2 \cdot m} \cdot \frac{d^2\Psi}{dx^2} + V(x) \cdot \Psi(x) = E \cdot \Psi(x) \quad (2. 8)$$

qui devient dans le cas d'une marche:

$$\frac{\hbar}{2 \cdot m} \cdot \frac{d^2\Psi}{dx^2} + (E - V_0) \cdot \Psi(x) = 0 \quad (2. 9)$$

En posant les constantes  $k_1 = \sqrt{\frac{2 \cdot m \cdot E}{\hbar^2}}$  et  $\rho_2 = \sqrt{\frac{2 \cdot m \cdot (V_0 - E)}{\hbar^2}}$

On obtient donc la solution suivante :

$$\begin{aligned} \Psi_I(x) &= A_1 \cdot e^{i \cdot k_1 \cdot x} + A_1' \cdot e^{-i \cdot k_1 \cdot x} \\ \Psi_{II}(x) &= B_2 \cdot e^{\rho_2 \cdot x} + B_2' \cdot e^{-\rho_2 \cdot x} \end{aligned} \quad (2. 10)$$

$A_1$  représente l'onde se propageant dans le sens des  $x$  croissants et  $A_1'$  l'onde réfléchie dans la zone I. L'onde devant être bornée à l'infini,  $B_2$  sera égale à 0.

En écrivant la condition de continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée en  $x = 0$ , on obtient :  $A_1 + A_1' = B_2'$  et  $ik_1 A_1 - ik_1 A_1' = \rho_2 B_2'$

d'où

$$\frac{A_1'}{A_1} = \frac{k_1 - i \cdot \rho_2}{k_1 + i \cdot \rho_2} \quad \text{et} \quad \frac{B_2'}{A_1} = \frac{2 \cdot k_1}{k_1 + i \cdot \rho_2} \quad (2. 11)$$

Dans le cas de la mécanique classique, on considère que la réflexion est totale c'est à dire,  $R = \left| \frac{A_1'}{A_1} \right| = 1$ .

Or d'après l'équation d'onde, il existe une onde évanescence  $e^{-\rho_2 x}$  dans la région II où la particule ne devrait pas pénétrer (dans notre cas, la bande interdite de l'hétérojonction). La probabilité d'occupation de la particule dans cette zone décroît exponentiellement selon  $x$  pour devenir négligeable à la distance caractéristique :

$$x_c = \frac{1}{\rho_2} = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2 \cdot m \cdot (V_0 - E)}} \quad (2. 12)$$

Il est intéressant de s'attacher désormais au cas d'une barrière de potentiel de largeur  $l$  et de hauteur  $V_0$  (Figure II. 7), de telle sorte que :

$$V(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ V_0, & 0 < x < l \\ 0, & x > l \end{cases}$$

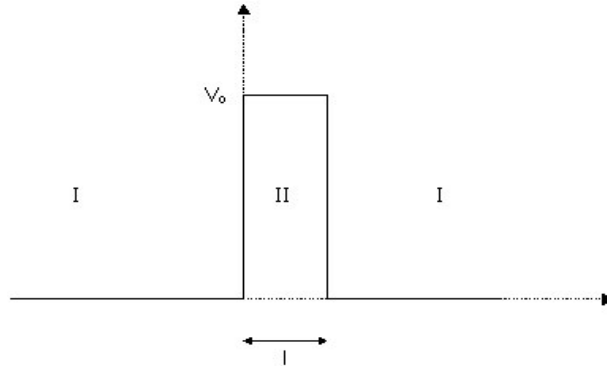


Figure II. 7 : barrière de potentiel

Les solutions de l'équation de Schrödinger s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} \Psi_I(x) &= A_1 \cdot e^{i \cdot k_1 \cdot x} + A_1' \cdot e^{-i \cdot k_1 \cdot x} \\ \Psi_{II}(x) &= B_2 \cdot e^{\rho_2 \cdot x} + B_2' \cdot e^{-\rho_2 \cdot x} \\ \Psi_{III}(x) &= A_3 \cdot e^{i \cdot k_1 \cdot x} + A_3' \cdot e^{-i \cdot k_1 \cdot x} \end{aligned} \quad (2. 13)$$

En supposant qu'il n'y ait pas de possibilité de réflexion après la barrière à l'infini, on prendra  $A_3' = 0$ .

Les conditions de continuité en  $x = 0$  et en  $x = l$  nous donnent alors les coefficients de réflexion et de transmission dans la barrière :

$$R = \left| \frac{A_1'}{A_1} \right|^2 = \frac{(k_1^2 + \rho_2^2)^2 \cdot \sinh^2(\rho_2 \cdot l)}{4 \cdot k_1^2 \cdot \rho_2^2 + (k_1^2 + \rho_2^2)^2 \cdot \sinh^2(\rho_2 \cdot l)} = \frac{V_0^2 \cdot \sinh^2(\rho_2 \cdot l)}{4 \cdot E \cdot (V_0 - E) + V_0^2 \cdot \sinh^2(\rho_2 \cdot l)} \quad (2. 14)$$

$$T = \left| \frac{A_3}{A_1} \right|^2 = \frac{4 \cdot k_1^2 \cdot \rho_2^2}{4 \cdot k_1^2 \cdot \rho_2^2 + (k_1^2 + \rho_2^2)^2 \cdot \sinh^2(\rho_2 \cdot l)} = \frac{4 \cdot E \cdot (V_0 - E)}{4 \cdot E \cdot (V_0 - E) + V_0^2 \cdot \sinh^2(\rho_2 \cdot l)} \quad (2. 15)$$

Ainsi lorsque la largeur  $l$  de la barrière augmente ou  $\rho_2^{-l}$  diminue, la probabilité de transmission décroît exponentiellement. Pour favoriser la transmission de l'onde par effet tunnel, il est donc nécessaire de réduire la largeur de la barrière pour qu'elle soit très inférieure à  $x_c$ .

Revenons maintenant au cas du miroir de Bragg (Figure II. 8).

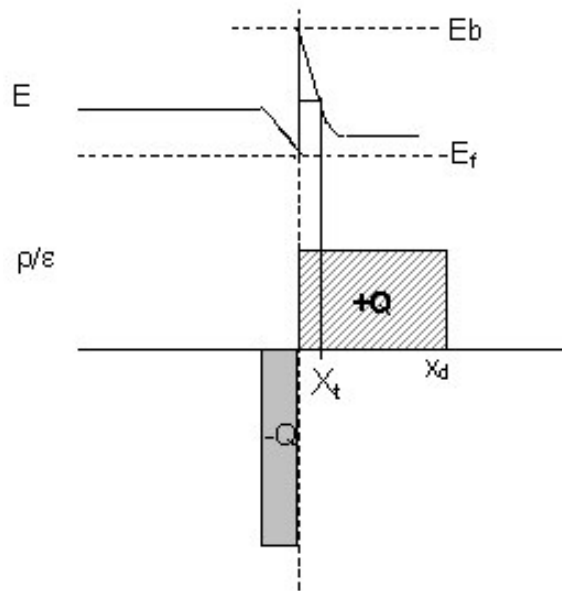


Figure II. 8 : Largeur de la zone de dépletion  $x_d$  et de la zone tunnel  $x_t$

Sous une polarisation  $V$ , la largeur de la zone de charge d'espace  $x_d$  augmente :

$$x_d = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r}{e^2 \cdot N_d} (\Delta E_c + eV)} \quad (2.16)$$

Par contre la largeur de la zone supérieure du spike que les électrons pourront traverser par effet tunnel,  $x_t$ , diminue.

$$x_t = x_{d0} \cdot \left( \sqrt{1 + \frac{eV}{\Delta E_c}} - \sqrt{\frac{eV}{\Delta E_c}} \right) \quad (2.17)$$

où  $x_{d0}$  est la largeur de la zone de charge d'espace sous une polarisation nulle.

Compte tenu des faibles dimensions, il est possible d'assimiler les « spike » à des barrières d'épaisseur  $x_t$  et de hauteur  $\Delta E_c$ .

En injectant ces grandeurs dans l'équation (2.15), il est possible de déterminer la probabilité de transmission de l'électron par effet tunnel :

$$T_t = \frac{1}{\left[ 1 + \frac{\left\{ \Delta E_c \cdot \sinh \left( x_t \sqrt{2 \cdot m_n \cdot (\Delta E_c - E) / \hbar^2} \right) \right\}^2}{4 \cdot E \cdot (\Delta E_c - E)} \right]} \quad (2. 18)$$

Lorsque la largeur de la barrière  $x_t$  est très faible devant la largeur caractéristique  $x_c$ , la probabilité de transmission des photons à travers les barrières augmente. Comme cette largeur diminue avec l'accroissement de la polarisation, la probabilité de traversée des miroirs par effet tunnel augmente avec le courant de polarisation.

Dans une jonction, l'effet Tunnel devient significatif lorsque l'épaisseur de la zone de charge d'espace est inférieure à  $1\mu\text{m}$  et les concentrations de porteurs sont élevées. Dans le cas des miroirs de Bragg, elles doivent atteindre  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  s'il est dopé n et  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  s'il est dopé p [2], [7].

La densité de courant tunnel sera alors déterminée comme le produit de la charge des porteurs, de leur densité  $n$ , de la probabilité tunnel, de la vitesse de Richardson  $v_R$  qui est la vitesse des porteurs capables de traverser les barrières et de la probabilité tunnel  $T_t$ :

$$J_{et} = e \cdot v_R \cdot n \cdot T_t \quad (2. 19)$$

La densité de courant thermique s'exprime en fonction de l'énergie du spike  $E_b$ , de la masse effective de l'électron, de la température et des constantes de Planck et de Boltzmann :

$$J_e = -\frac{4 \cdot \pi \cdot e}{h^3} \cdot (k \cdot T)^2 \cdot m \cdot e^{\left( \frac{E_f - E_b}{k \cdot T} \right)} \quad (2. 20)$$

On en déduit donc le courant total pour chaque barrière :

$$J = J_e + J_{et} \quad (2. 21)$$

### b) Comportement optique

La présence des miroirs de Bragg dans la structure du laser à cavité verticale va se répercuter sur la valeur du facteur de confinement. En effet l'onde optique n'oscille plus entre deux miroirs massifs mais entre deux empilements de plusieurs couches de matériaux dont la différence d'indice va permettre de fixer un coefficient de réflexion très élevé.

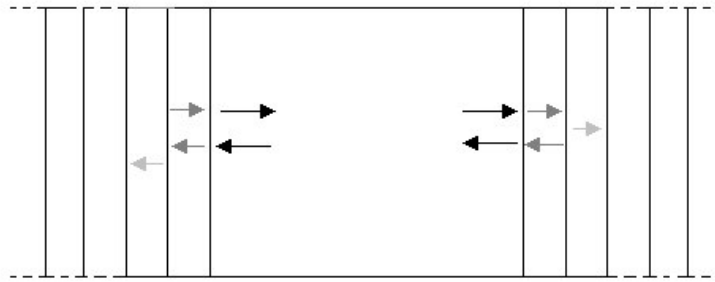
Pour une interface d'indices  $n_1$  et  $n_2$ , le coefficient de réflexion est calculé à partir de l'équation de Fresnel tel que :

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (2.22)$$

Et pour tout l'empilement, le coefficient de réflexion s'exprimera pour chaque interface des  $m$  paires:

$$R_{DBR} = |r_{DBR}|^2 = \left( \frac{1 - (n_1/n_2)^{2m}}{1 + (n_1/n_2)^{2m}} \right)^2 \quad (2.23)$$

Comme il a été présenté dans le paragraphe sur les diodes à contre réaction distribuée du premier chapitre (§ I.3.c), l'onde optique incidente sur un réflecteur de Bragg va être réfléchi à l'interface et transmise dans l'empilement (Figure II. 9). Cette onde transmise se propageant dans le miroir va se voir réfléchi et transmise à son tour à la première interface qu'elle rencontrera et ainsi de suite.



**Figure II. 9 : Pénétration de l'onde optique dans la cavité.**

On peut donc dire qu'une partie de l'onde oscillant dans la cavité va pénétrer dans les miroirs de Bragg avant d'être réinjectée pour participer à l'émission de photons. Il est donc nécessaire d'en tenir compte dans le terme de confinement des porteurs qui sera présenté par la suite. Pour cela, il est judicieux de considérer la longueur effective de la cavité  $L_{\text{eff}}$  qui prendra en compte l'onde transmise dans les miroirs sur une certaine longueur  $L_{p1}$  pour le miroir supérieur et  $L_{p2}$  pour le miroir inférieur. En effet, l'onde stationnaire se propageant dans la cavité va devenir évanescente lors de la pénétration dans les miroirs (Figure II. 10) : on considère que la contribution de cette onde est significative pour l'émission stimulée jusqu'à la distance  $L_{pi}$  de l'interface cavité miroir <sup>[8],[9]</sup>. A cette distance, le DBR est équivalent à un miroir métallique et une cavité d'épaisseur  $L_{\text{eff}}$ .

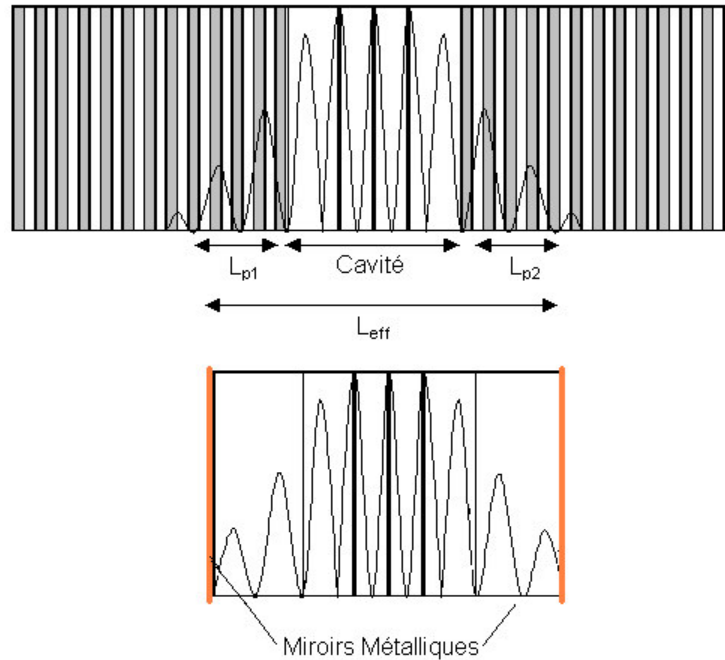


Figure II. 10 :Longueur effective de la cavité.

Déterminons tout d'abord le nombre effectif de bicouches traversées par l'onde optique :

$$m_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \frac{n_1 + n_2}{|n_1 - n_2|} \quad (2. 24)$$

où  $n_1$  et  $n_2$  désignent les indices des couches 1 (AlAs) et 2 (AlGaAs) des miroirs de Bragg. On suppose que les matériaux constituant les miroirs sont identiques, seules les épaisseurs des couches et leur nombre changent ; on a donc les mêmes indices et, de ce fait, le même nombre effectif de bicouches.

Il est alors possible de calculer la longueur de pénétration de l'onde dans les miroirs :

$$L_{pi} = \frac{1}{2} \cdot m_{\text{eff}} \cdot (L_1 + L_2) \quad (2. 25)$$

$L_1$  et  $L_2$  étant respectivement les longueurs des couches 1 et 2 du miroir de Bragg.

On détermine ensuite un indice effectif pour chaque bicouche :

$$\bar{n}_i = \frac{n_1 \cdot L_1 + n_2 \cdot L_2}{L_1 + L_2} \quad (2. 26)$$

avec  $i= 1$  ou  $2$

D'où l'expression de la longueur effective :

$$L_{eff} = L + \frac{\overline{n_1}}{n} \cdot L_{p1} + \frac{\overline{n_2}}{n} \cdot L_{p2} \quad (2.27)$$

### I.2 Cavity et zone active

Comme il a été présenté dans le chapitre précédent, le laser fonctionne comme un amplificateur à contre réaction, dans lequel la grandeur d'entrée est le courant de polarisation et la grandeur de sortie, la puissance optique. Avant d'établir la relation entre la puissance optique et le courant de polarisation, il est nécessaire de connaître le comportement des porteurs dans la zone active et des photons dans la cavité.

Commençons tout d'abord par décrire le mécanisme de génération et de recombinaison des porteurs dans la zone active comme le présente la Figure II. 11 <sup>[10]</sup>.

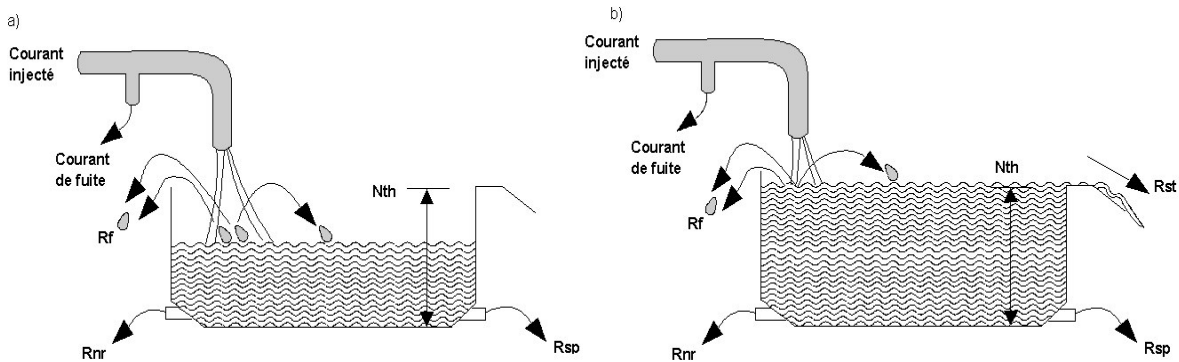


Figure II. 11 : a) et b) représentation des mécanismes de génération-recombinaison des porteurs.

Seule une portion du courant  $G_{gen}$  va atteindre la zone active pour en inverser la population, ceci est dû aux pertes lors de son acheminement à travers les miroirs de Bragg et au courant de fuite au niveau des électrodes. Une fois dans la zone active, ces porteurs auront la possibilité de se recombinaisonner pour donner le terme  $R_{rec}$ .

La variation du nombre de porteurs dans la zone active en fonction du temps est donc la différence entre ces deux termes tel que :

$$\frac{dN}{dt} = G_{gen} - R_{rec} \quad (2.28)$$

Le terme de recombinaison est défini comme l'ensemble de chaque recombinaison possible dans la zone active qu'elle soit radiative ou non. Dans un premier temps, alors que le courant de polarisation n'est pas assez fort pour produire l'inversion de population, les seules recombinaisons possibles sont celles produisant l'émission spontanée  $R_{sp}$  et les recombinaisons non radiatives  $R_{nr}$  (chapitre I, § 1, Figure I. 3). Une fois que le courant a atteint une certaine valeur seuil, le terme d'émission stimulée  $R_{st}$  vient s'ajouter aux recombinaisons.

$$R_{rec} = R_{sp} + R_{st} + R_{nr} \quad (2. 29)$$

D'une manière générale, on pourra écrire l'équation d'évolution des électrons dans la cavité sous la forme:

$$\frac{dN}{dt} = G_{gen} - R_{st} - R_{sp} - R_{nr} \quad (2. 30)$$

Quand à l'évolution des photons dans la cavité, elle sera déterminée comme la différence entre les photons participant à l'effet laser et les photons sortant de la cavité. Les photons oscillants dans la cavité sont la somme de l'émission stimulée  $R_{st}$  et d'une fraction de l'émission spontanée  $\beta R_{sp}$ , celle dont la longueur d'onde correspond à l'émission stimulée. Les photons perdus sont ceux qui s'échappent de la cavité par les miroirs et ceux qui sont absorbés par la zone active  $\gamma P$ .

On peut donc écrire l'équation générale d'évolution des photons dans la cavité sous la forme:

$$\frac{dP}{dt} = R_{st} + \beta \cdot R_{sp} - \gamma \cdot P \quad (2. 31)$$

## **II. Équations d'évolution – analogies et différences avec une diode laser conventionnelle**

Nous allons maintenant adapter les équations d'évolutions établies précédemment d'une manière qualitative aux diodes laser conventionnelles monomodes et aux VCSELs.



## II.1 Laser conventionnel monomode

En partant des équations (2.30) pour les électrons et (2.31) pour les photons, nous allons déterminer chaque terme en fonction des paramètres intrinsèques du composant.

Le terme de génération de paires électrons-trous est déterminé comme une portion du courant injecté dans la cavité <sup>[11]</sup> :

$$G_{gen} = \frac{I_{cavité}}{q} \quad (2.32)$$

où  $I_{cavité}$  est le courant entrant dans la cavité sans tenir compte des courants de fuite aux électrodes.

En réalité, le courant  $I_{cavité}$  correspond à la portion  $\eta_i \cdot I$  du courant de polarisation,  $\eta_i$  est le rendement quantique interne de la zone active.

On retiendra donc :

$$G_{gen} = \frac{\eta_i \cdot I}{q} \quad (2.33)$$

Déterminons maintenant les trois catégories de recombinaisons.

Les recombinaisons stimulées ne se produisent que lorsque la valeur seuil est dépassée, c'est à dire lorsque les premiers photons ont commencé à osciller dans la cavité. Ce terme est donc défini comme le produit du gain dans la zone active et du nombre de photons :

$$R_{st} = G \cdot P \quad (2.34)$$

L'expression analytique du gain G sera explicitée par la suite dans le paragraphe III.

Il est courant d'inclure les deux autres termes de recombinaison dans la durée de vie des porteurs  $\tau_e$ , tel que :

$$R_{sp} + R_{nr} = \frac{N}{\tau_e} \quad (2.35)$$

La valeur de  $\tau_e$  dépend du nombre de porteurs N, on l'écrit en général sous la forme suivante :

$$\frac{1}{\tau_e} = A + B \cdot N + C \cdot N^2 \quad (2.36)$$

On a donc :

$R_{nr} = (A + C \cdot N^2) \cdot N$ , où  $A$  est le coefficient de recombinaison non-radiative et  $C$  est le coefficient de recombinaison par effet Auger .

$R_{sp} = B \cdot N^2$ ,  $B$  est donné comme le coefficient de recombinaison bimoléculaire, il correspond à l'émission spontanée dans la zone active.

Développons maintenant l'équation (2.31) pour décrire l'évolution des photons.

Le premier terme définit le nombre de photons stimulés dans la cavité, il correspond au terme explicité précédemment. Le second terme correspond à une fraction de l'émission spontanée, il est obtenu à partir du produit du coefficient d'émission spontanée et du coefficient de recombinaison bimoléculaire, certains auteurs comme Agrawal <sup>[10]</sup> introduisent le terme de rendement quantique spontané, afin d'introduire la durée de vie des porteurs dans ce terme.

$$\beta \cdot R_{sp} = \beta \cdot B \cdot N^2 = \frac{\beta \cdot \eta_{sp} \cdot N}{\tau_e} \quad (2.37)$$

avec  $\eta_{sp} = B \cdot N \cdot \tau_e$

Le troisième terme, relatif aux pertes dans la cavité, s'exprime en fonction de la durée de vie des photons  $\tau_p$ . En effet, elle dépend des pertes internes de la cavité  $\alpha_i$  et des pertes dans les miroirs  $\alpha_m$ :

$$\frac{1}{\tau_p} = v_g \cdot (\alpha_i + \alpha_m) \quad (2.38)$$

où  $v_g$  est la vitesse de groupe.

On obtient donc :

$$\gamma \cdot P = \frac{P}{\tau_p} \quad (2.39)$$

Il est désormais possible de réécrire les équations d'évolution du nombre de porteurs et du nombre de photons dans un laser conventionnel, c'est à dire émettant par la tranche avec une zone active à hétérostructure :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i \cdot I}{q} - N \cdot (A + B \cdot N + C \cdot N^2) - G \cdot P \quad (2.40)$$

$$\frac{dP}{dt} = \beta \cdot B \cdot N^2 + G \cdot P - \frac{P}{\tau_p} \quad (2.41)$$

Ces équations s'appliquent aux diodes laser monomodes. Une extension à un cas multimode est possible en écrivant une équation de photons par mode et en prenant en compte la contribution de chaque mode dans le terme d'émission stimulée <sup>[10],[12]</sup> :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i \cdot I}{q} - N \cdot (A + B \cdot N + C \cdot N^2) - \sum_m G_m \cdot P_m \quad (2.42)$$

$$\frac{dP_m}{dt} = \beta_m \cdot B \cdot N^2 + G_m \cdot P_m - \frac{P_m}{\tau_{p,m}} \quad (2.43)$$

Si l'on veut prendre en compte le bruit du laser dont l'origine provient de la nature statistique de l'émission spontanée <sup>[13]</sup>, il faut introduire une source de Langevin pour les électrons  $F_N(t)$  et une autre pour les photons  $F_P(t)$ .

Les équations d'évolution deviennent donc :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i \cdot I}{q} - N \cdot (A + B \cdot N + C \cdot N^2) - G \cdot P + F_N(t) \quad (2.44)$$

$$\frac{dP}{dt} = \beta \cdot B \cdot N^2 + G \cdot P - \frac{P}{\tau_p} + F_P(t) \quad (2.45)$$

Les sources de Langevin  $F_N(t)$  et  $F_P(t)$  ne sont connues de manière quantitative que par leur fonctions d'auto et d'inter corrélation.

Les fonctions d'auto et d'inter corrélation des sources de Langevin peuvent être écrites à partir des taux d'électrons et de photons entrants et sortants de leur réservoir respectif <sup>[14]</sup>.

Ainsi :

$$\langle F_N^2(f) \rangle = G_{\text{gen}} + 2 R_{\text{st}}$$

$$\langle F_P^2(t) \rangle = 2 R_{st} + 2 \gamma P$$

$$\langle F_P(f)F_N(f) \rangle = -2 R_{st} + 2 \gamma P$$

## II.2 VCSEL

Intéressons nous maintenant au cas du VCSEL. En regardant la structure de celui-ci, il est possible d'établir les modifications par rapport aux équations des diodes laser conventionnelles <sup>[15],[16],[17]</sup>. Comme dans toutes autres diodes laser à puits quantiques, on introduit un terme supplémentaire dans ces équations qui est le nombre de puits. L'étude du comportement des porteurs ne se fera plus dans toute la zone active mais par puits quantique et l'équation d'évolution des photons dans la cavité prendra en compte le nombre de puits traversés et la géométrie verticale de la cavité.

Commençons par étudier le comportement des porteurs. Le terme de génération dans l'équation d'évolution des électrons est donc divisé par le nombre de puits quantiques  $N_w$ . Par analogie électrique, le courant traversant la zone active va se diviser comme s'il arrivait dans  $N_w$  branches parallèles.

$$G_{gen} = \frac{\eta_i \cdot I}{q \cdot N_w} \quad (2.46)$$

Le durée de vie des électrons sera également différente pour les VCSELs. En effet la zone active étant de dimension très réduite, la contribution de l'effet Auger peut être négligée. On obtient donc :

$$\frac{1}{\tau_e} = A + B \cdot N \quad (2.47)$$

Le terme d'émission stimulée s'exprime sous la même forme que pour les lasers conventionnels, mais certaines approximations dans la détermination du gain ne sont plus valables, ceci fera l'objet du paragraphe suivant.

En ce qui concerne l'évolution du nombre de photons dans la cavité, les termes d'émission spontanée et stimulée sont multipliés par le nombre de puits quantiques. La géométrie verticale et les miroirs de Bragg sont pris en compte en multipliant le terme d'émission spontanée par le facteur de confinement  $\Gamma$ .

$\beta \cdot R_{rsp}$  devient donc  $N_w \cdot \Gamma \cdot \beta \cdot B \cdot N^2$  et  $R_{st}$  devient  $N_w \cdot G \cdot P$ .

La durée de vie des photons est modifiée par l'intermédiaire du coefficient de perte des miroirs de Bragg qui va fortement dépendre de la longueur effective.

On peut donc réécrire les équations d'évolution pour le VCSEL :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i \cdot I}{q \cdot N_w} - (A + B \cdot N) \cdot N - G \cdot P \quad (2.48)$$

$$\frac{dP}{dt} = N_w \cdot \Gamma \cdot \beta \cdot B \cdot N^2 + N_w \cdot G \cdot P - \frac{P}{\tau_p} \quad (2.49)$$

L'inclusion des effets multimodes et des sources de bruit de Langevin se fait de la même manière que dans les diodes laser conventionnelles. Certains auteurs prennent deux équations pour décrire l'échange des porteurs entre les barrières et les puits (Figure II. 12) [13],[18],[19].

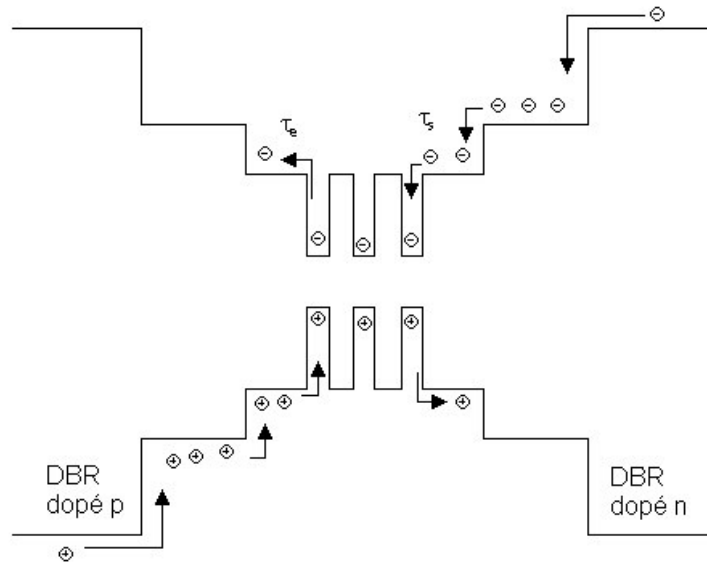


Figure II. 12 : Modèle de la zone active du VCSEL

Les nombres de porteurs dans les puits quantiques de volume  $V_w$  et dans les barrières de volume  $V_b$  sont notés  $N_{qw}$  et  $N_b$  respectivement. Le terme d'injection de porteurs par le courant de polarisation reste inchangé et n'est pas divisé par le nombre de puits quantiques compte tenu du fait qu'il intervient dans l'équation des porteurs dans la barrière. Les porteurs

dans les puits quantiques sont injectés à travers les barrières, le terme d'injection sera donc noté :  $\frac{N_b}{\tau_s \cdot V_w}$ .

Par ailleurs, ce modèle prend en compte les fuites des porteurs des puits quantiques vers les barrières par l'addition du terme  $\frac{N_{qw}}{\tau_e \cdot V_b}$  dans l'équation des porteurs dans la barrière. Dans ce cas, les fuites sont incluses dans la durée de vie des porteurs dans les puits quantiques  $\tau_{ew}$ . Les termes de recombinaisons spontanées sont donnés dans les deux équations par  $B_w$  et  $B_b$  pour les puits et les barrières respectivement. Quant à la durée de vie des électrons dans les barrières  $\tau_{eb}$ , elle sera fonction des recombinaisons non-radiatives et des fuites.

$$\frac{dN_{qw}}{dt} = \frac{N_b}{\tau_{eb} \cdot V_w} - \frac{N_{qw}}{\tau_{ew}} - B_w \cdot N_{qw}^2 - G \cdot P \quad (2.50)$$

$$\frac{dN_b}{dt} = \frac{N_{qw}}{\tau_{ew} \cdot V_b} - \frac{N_b}{\tau_{eb}} - B_b \cdot N_b^2 + \frac{\eta_i \cdot I}{q} \quad (2.51)$$

Pour l'équation d'évolution du nombre de photons, il suffit de reprendre l'équation (2.47) en remplaçant  $N$  par  $N_{qw}$ . Ces équations ont l'avantage de décrire complètement le comportement des électrons dans la cavité. Mais elles sont aisément simplifiables en considérant, d'une part que les recombinaisons dans les barrières sont négligeables compte tenu de leur bande interdite beaucoup plus grande que celle des puits (Figure II. 12) ; d'autre part, il est possible de négliger les fuites dans les barrières ou de les introduire dans le terme de recombinaison non radiative<sup>[10]</sup>.

Pour la suite nous conserverons donc les équations (2.49) et (2.50).

### **III. Compression du gain**

Le gain introduit précédemment dans les équations d'évolution dépend du nombre de photons et d'électrons. Il varie linéairement en fonction du nombre d'électrons et devient non linéaire lorsque le nombre de photons augmente, c'est à dire lorsque le laser arrive en régime de saturation. On peut donc exprimer le gain comme le produit de trois fonctions :

$$G(N, P) = G_0 \cdot G(N) \cdot \Phi(P) \quad (2.52)$$

$G_0$  est le produit du facteur de confinement  $\Gamma$  et de la vitesse de groupe  $v_{gr}$ , ce terme a été déterminé à partir de l'équation de propagation du champ électromagnétique associé à l'onde optique dans la cavité <sup>[11]</sup>.  $G(N)$ , couramment appelé gain différentiel, représente la dépendance du gain par rapport au nombre d'électrons  $N$ . Son expression a été obtenue par approximation logarithmique de la courbe expérimentale  $G(N)$  :

$$G(N) = \frac{a}{V_{act}} \cdot \ln \frac{N}{N_{tr}} \quad (2.53)$$

Où  $a$  est le coefficient de gain différentiel,  $V_{act}$ , le volume de la région active, et  $N_{tr}$  représente le nombre de porteurs à la transparence, c'est à dire lorsque les photons émis sont directement absorbés par le semiconducteur.

Il est courant de linéariser cette expression et d'écrire le gain différentiel sous la forme suivante :

$$G(N) = \frac{a}{V_{act}} \cdot (N - N_{tr}) \quad (2.54)$$

Dans ce cas, le produit  $\frac{a}{V_{act}} \cdot N_{tr}$  est le coefficient d'absorption du laser.

La fonction  $\Phi(P)$  exprime la saturation du gain lorsque le courant de polarisation augmente et le nombre de photons dans la cavité devient trop grand. Ce terme est donné sous plusieurs formes qui ne sont pas toujours réalistes ou ne sont valables que pour un mode de fonctionnement du laser. Il peut être même parfois pris égal à 1 <sup>[20]</sup>, mais cette approximation n'est valide que pour un nombre de photons très faible.

L'expression proposée classiquement est  $\Phi_1(P) = 1 - \varepsilon \cdot P$ , où  $\varepsilon$  est le facteur de compression du gain <sup>[21],[22],[23]</sup>. Or cette forme est limitée aux valeurs de  $P < \frac{1}{\varepsilon}$  au-delà,  $\Phi_1(P)$  devient négative et ne correspond pas à une réalité physique <sup>[24]</sup>.

En fait,  $\Phi_1(P)$  provient du développement de la fonction  $\Phi_2(P) = \frac{1}{1 + \varepsilon \cdot P}$  lorsque  $\varepsilon \cdot P$  est très petit devant 1 <sup>[10],[13]</sup>, cette expression a été déterminée à partir de l'analogie avec un système atomique à deux niveaux <sup>[25]</sup>. Cette seconde fonction, plus générale, décrit la structure pour tous les types de lasers. Elle est largement utilisée par les chercheurs du domaine.

Il est également possible de définir ce terme de compression sous une troisième forme obtenue par résolution de la matrice densité de la polarisation induite par le champ optique

d'un laser monomode <sup>[11]</sup>  $\Phi_3(P) = \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon \cdot P}}$ . L'utilisation de la matrice densité pour déterminer la saturation du gain a l'avantage de fournir une expression du facteur de compression  $\varepsilon$  en fonction des grandeurs caractérisant le dipôle magnétique modélisant l'interaction électron-photon <sup>[25]</sup>.

Dans le cas des VCSELS, il est courant d'utiliser les formes  $\Phi_2$  ou  $\Phi_3$ , nous garderons la forme  $\Phi_2$  pour la suite de nos calculs.

D'où l'expression du gain modal :

$$G(N, P) = \Gamma \cdot v_{gr} \cdot \frac{a}{V_{act}} \cdot \frac{N - N_{tr}}{1 + \varepsilon \cdot P} \quad (2.55)$$

Dans la suite des calculs, on posera :

$$g_o = v_{gr} \cdot \Gamma \cdot \frac{a}{v_{act}} \quad (2.56)$$

#### **IV. Facteur de confinement**

Les photons sont confinés dans la zone active mais comme pour tout guide optique, une partie de l'onde déborde dans la cavité et dans les miroirs de Bragg pour le VCSEL.

On définit donc le facteur de confinement (noté  $\Gamma$ ) comme la fraction de puissance optique qui se propage uniquement dans la zone active <sup>[9]</sup>.

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |E(z)|^2 dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E(z)|^2 dz} \quad (2.57)$$

Où  $d$  représente l'épaisseur de la zone active.

Le champ  $E(z)$  est approximé par une onde stationnaire d'où :

$$E(z) = E_0 \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot z}{L_{eff}}\right) \text{ avec } -L_{eff}/2 < z < L_{eff}/2 \text{ et } E(z) = 0 \text{ sinon.}$$

$L_{eff}$  est la longueur effective de la cavité définie au paragraphe I-1-b.



Dans le cas d'un laser à puits quantique dont l'épaisseur est très petite devant  $\lambda$ , l'expression de  $\Gamma$  se réduit à la forme suivante:

$$\Gamma = \frac{E_0^2 \cdot d}{\int_{-L_{eff}/2}^{L_{eff}/2} |E(z)|^2 dz} = 2 \frac{d}{L_{eff}} \quad (2.58)$$

L'épaisseur,  $d$ , de la région active est la somme des épaisseurs des puits quantiques. Connaissant la longueur de la cavité, le nombre de bicouches constituant les miroirs, leur indice et leur épaisseur, il est possible d'obtenir la longueur effective de la cavité  $L_{eff}$  (2.28) et d'en déduire la valeur du facteur de confinement de l'ordre de 0,05.

## **V. Nombre de Photons et de Porteurs en régime stationnaire**

Revenons aux équations d'évolution et injectons le terme de gain dans les expressions (2.48) et (2.49):

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i \cdot I}{q \cdot N_w} - (A + B \cdot N) \cdot N - g_0 \cdot \frac{N - N_{tr}}{1 + \varepsilon \cdot P} \cdot P \quad (2.59)$$

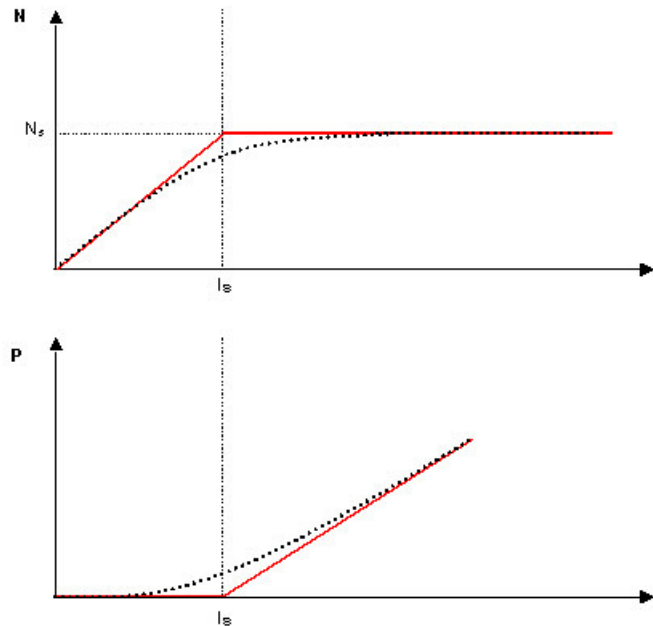
$$\frac{dP}{dt} = N_w \cdot \Gamma \cdot \beta \cdot B \cdot N^2 + N_w \cdot g_0 \cdot \frac{N - N_{tr}}{1 + \varepsilon \cdot P} \cdot P - \frac{P}{\tau_p} \quad (2.60)$$

En régime permanent,  $\frac{dN}{dt}$  et  $\frac{dP}{dt}$  s'annulent, ce qui revient à écrire :

$$0 = N_w \cdot \Gamma \cdot \beta \cdot B \cdot N^2 + N_w \cdot g_0 \cdot \frac{N - N_{tr}}{1 + \varepsilon \cdot P} \cdot P - \frac{P}{\tau_p} \quad (2.61)$$

$$0 = \frac{\eta_i \cdot I}{q \cdot N_w} - (A + B \cdot N) \cdot N - g_0 \cdot \frac{N - N_{tr}}{1 + \varepsilon \cdot P} \cdot P \quad (2.62)$$

L' évolution de  $N$  et  $P$  en fonction du courant de polarisation est représentée sur la Figure II. 13.



**Figure II. 13 : Evolution du nombre d'électrons et du nombre de photons en fonction du courant de polarisation**

On constate que le nombre d'électrons varie linéairement avec le courant de polarisation jusqu'à ce qu'il atteigne la valeur seuil  $I_s$ , valeur à laquelle le nombre de porteurs est suffisant pour émettre les photons stimulés.

On peut donc réécrire l'équation (2.62) pour  $I < I_s$  et  $P = 0$  :

$$N^2 + \frac{A}{B}N - \frac{\eta_i \cdot I}{B \cdot q \cdot N_w} = 0 \quad (2.63)$$

Lorsque  $I$  devient supérieur à  $I_s$ , le nombre de porteurs reste constant (Figure II. 13), car les électrons en excès se recombinent pour émettre des photons. On peut donc considérer que lorsque  $I = I_s$ , l'équation d'évolution des porteurs vérifie l'équation (2.62) pour  $N=N_s$ .

$$N_s = \frac{1}{2} \cdot \left( -\frac{A}{B} + \sqrt{\left(\frac{A}{B}\right)^2 + \frac{4 \cdot \eta_i \cdot I_s}{B \cdot q \cdot N_w}} \right) \quad (2.64)$$

Il est également possible de calculer le nombre de porteurs au dessus du seuil ( $I > 2I_s$ ) à partir de l'équation d'évolution des photons (2.61) en négligeant le terme d'émission spontanée <sup>[11]</sup>:

$$\left( N_w \cdot g_0 \cdot (N_s - N_{tr}) - \frac{1}{\tau_p} \right) \cdot P = 0 \quad (2.65)$$

Mais cette relation est limitée à l'approximation du gain linéaire (facteur de compression négligeable), ce qui pose un problème dans la détermination du modèle en fonctionnement dynamique. Dans la suite des calculs nous utiliserons l'équation (2.64) pour déterminer le nombre de porteurs.

En ce qui concerne le nombre de photons, il n'est possible de le calculer que pour  $I > I_s$ .

Lorsque le nombre de porteurs au seuil est déterminé, on a une relation entre celui-ci et le courant de seuil.

$$\frac{\eta_i \cdot I_s}{q \cdot N_w} = (A + B \cdot N_s) \cdot N_s \quad (2.66)$$

En l'injectant dans l'équation (2.62), on obtient alors:

$$0 = \frac{\eta_i \cdot (I - I_s)}{q \cdot N_w} - g_0 \cdot \frac{N_s - N_{tr}}{1 + \varepsilon \cdot P} \cdot P \quad (2.67)$$

D'où l'expression du nombre de photons :

$$P = \frac{\frac{\eta_i}{q \cdot N_w} (I - I_s)}{g_0 (N_s - N_{tr}) - \varepsilon \cdot \frac{\eta_i}{q \cdot N_w} (I - I_s)} \quad (2.68)$$

Pour simplifier cette expression et notamment, éliminer le facteur de compression du gain sans pour autant le négliger, il est possible de poser :  $G = g_0 \cdot \frac{N_s - N_{tr}}{1 + \varepsilon \cdot P}$ .

En substituant dans l'équation (2.67), on obtient :

$$G \cdot P = \frac{\eta_i \cdot (I - I_s)}{q \cdot N_w} \quad (2.69)$$

d'où en introduisant cette expression dans (2.61) :

$$P = \tau_p \cdot \left( N_w \cdot \Gamma \cdot \beta \cdot B \cdot N_s^2 + N_w \cdot \frac{\eta_i \cdot (I - I_s)}{q \cdot N_w} \right) \quad (2.70)$$

Une fois le nombre de photons calculé, il est possible d'estimer le gain modal en fonction de P et I.

Ainsi pour calculer le nombre d'électrons et de photons, il est nécessaire de connaître les paramètres intrinsèques du VCSEL. Si certains sont parfaitement connus (accessibles expérimentalement, par les données constructeurs ou par la littérature), d'autres sont plus difficiles à déterminer : c'est le cas notamment du coefficient d'émission spontanée  $\beta$  et du facteur de compression  $\varepsilon$ . Il est donc indispensable de réduire le nombre de paramètres pris en compte dans le calcul. Une discussion sur ce sujet sera abordée pour la validation du modèle dans le Chapitre 4.

## **VI. Références**

- [1] C. Kittel, “ *Physique de l’état solide* ”, Dunod, 1983.
- [2] R.F. Kopf, E.F. Schubert, S.W. Downey, and A. B. Emerson, “ *N- and P-type dopant profiles in distributed Bragg reflector structures and their effect on resistance*”, Applied Physics Letters, Vol. 61, No.15, October 1992.
- [3] T.E. Sale, “ *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers* ”, Research Studies Press LTD, 1995.
- [4] S.M. SZE, “ *Physics of Semiconductor Devices* ”, 2<sup>nd</sup> edition, John Wiley & Sons, 1981.
- [5] H. Mathieu, “ *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques* ”, MASSON, 1990.
- [6] L. Georgeon, “ *Conception et Caractérisation de Lasers à Cavité Verticale* ”, Thèse d’Optique-Optoélectronique et Micro-Onde, Institut Polytechnique, Grenoble, octobre 1997.
- [7] R.F. Pierret, “ *Semiconductor Device Fundamentals* ”, Addison Wesley, 1996.
- [8] C. W. Wilmsen, H. Temkin et L.A. Coldren, “ *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers* ”, Cambridge University Press , 1999
- [9] E. Rosencher, Borge Vinter, “ *Optoélectronique* ”, Masson, 1998.
- [10] L.A. Coldren, S.W. Corzine, “ *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* ”, John Wiley & Sons, 1995.
- [11] G.P. Agrawal, N.K. Dutta, “ *Semiconductor Lasers* ”, 2<sup>nd</sup> édition, Van Nostrand Reinhold, 1993.

- [12] Bich-Ha TRAN THI, “*Modélisation du bruit d’intensité dans les lasers InGaAsP. Etude de la translation du bruit basse fréquence dans la bande du signal de modulation*”, thèse d’Electronique-Optoélectronique, Supaéro, Toulouse, Décembre 1997.
- [13] Hi. Li , K. Iga, “*Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*”, Springer, 2002.
- [14] A. Rissons, J. Perchoux, J.-C. Mollier, “ *Small Signal and Noise Circuit Model of Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser (VCSEL) Arrays for Short Range OptoMicrowave Links* ”, Microwave Photonics 2003, Budapest (Hongry), Septembre 2003.
- [15] M. Bruensteiner et G. C. Papen, “*Extraction of VCSEL Rate-Equation Parameters for Low-Bias System Simulation*” , IEEE Journal Of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 5, No. 3, pp.487-493, Mai/Juin 1999
- [16] A. Rissons, J-C Mollier, “ *Modélisation électrique d’une diode VCSEL* ”, JNOG 2002, Dijon, 23-25 septembre 2002.
- [17] A. Rissons, J-C Mollier, Z. Toffano, A. Destrez, M. Pez, “*Thermal and Optoelectronic Model of VCSEL Arrays for Short Range Communications* ” , Photonics West/ Vertical-cavity Surface-Emitting Laser VII, SPIE Proceeding, Vol. 4994, San Jose (USA), January 2003.
- [18] B. P.C. Tsou and David L. Pulfrey, “ *A Versatile Spice Model for Quantum-Well Lasers*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 33, No. 2, February 1997.
- [19] I. Esquivias, S. Weisser, B. Romero, J.D. Ralston and J. Rosenzweig, “*Carrier Dynamics and Microwave Characteristics of GaAs-Based Quantum-Well Lasers*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 35, No. 4, April 1999.
- [20] R.S. Tucker and D.J. Pope, “*Microwave Circuit Models Of Semiconductor Injection Lasers*”, IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques, Vol. MTT-31, No. 3, March 1983.
- [21] P.V. Mena, “*Circuit-Level Modeling Simulation of Semiconductor Lasers*”, Thesis in Electrical Engineering, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1998.

[22] K. Petermann, “*Laser Diode Modulation and Noise*”, Kluwer Academic Publishers, 1988.

[23] G. Morthier , P. Vankwikelberge, “*Handbook of Distributed Feedback Laser Diodes*”, Artech House Optoelectronic Library, 1997.

[24] S.A. Javro and S.M. Kang, “*Transforming Tucker’s Linearized Laser Rate Equations to a Form that has a Single Solution Regime*”, Journal of Lightwave Technology, Vol. 13 , No. 9, September 1995.

[25] W.W.Chow, S. Koch, M. Sargent III, “*Semiconductor-Laser Physics* ”, Springer-Verlag, 1994

## **Chapitre 3:**

# **Caractérisation Statique du VCSEL**

*Dans ce chapitre, nous abordons les principales caractéristiques statiques de VCSELS montés en boîtier et l'influence de la température sur celles-ci. Nous nous intéressons successivement au comportement spectral, au courant de seuil, à la puissance optique et à la tension, pour lesquels sont présentés les méthodes de caractérisation et les résultats de mesures.*





## **I. Caractérisation Statique**

Cette étude expérimentale a consisté à déterminer les principales caractéristiques statiques des VCSELs émettant à 850 nm montés en boîtier TO-18 et TO-46. Parallèlement, nous nous sommes intéressés à l'influence de la température sur ces grandeurs.

Dans un premier temps, nous avons cherché à évaluer les effets thermiques sur la longueur d'onde. A l'aide d'un monochromateur, nous avons pu mesurer le décalage spectral et la variation de la largeur de raie en fonction de la température.

Dans une seconde étude, nous nous sommes intéressés à la caractéristique puissance optique émise en fonction du courant de polarisation ( $P_e(I)$ ) en pulsé et en continu. En effet, la caractérisation des VCSELs en impulsion nous a permis d'accéder à la caractéristique intrinsèque du composant puisqu'elle minimise l'échauffement interne de celui-ci pendant la durée de la mesure. Par cette méthode, le point de fonctionnement peut être déterminé d'une façon plus précise qu'avec une mesure en continu. Chaque courbe a été établie à température constante (de 10 à 50°C), afin d'en déduire l'évolution du courant de seuil avec la température.

Enfin, nous avons mesuré la caractéristique courant tension de la diode laser.

## **II. Effets thermiques dans le VCSEL**

D'après le modèle proposé par Yann Boucher dans la référence <sup>[1]</sup>, chaque partie du VCSEL a été étudiée séparément pour décrire l'influence de la température sur les miroirs de Bragg, sur la cavité vide et sur les puits quantiques ce qui nous a permis d'aboutir à une valeur de la variation de la longueur d'onde de résonance <sup>[2]</sup>. L'évolution du courant de seuil avec la température quant à elle, provient des effets thermiques dans la zone active <sup>[3]</sup>.

## II.1 Comportement spectral

### a) Matériau massif

La température affecte le semiconducteur de deux façons : elle fait varier l'indice et le matériau se dilate <sup>[4],[5]</sup>. Chaque type de matériau constituant les miroirs de Bragg, la cavité et les puits quantiques (PQ) sont soumis à une dilatation régie par le coefficient d'extension linéaire  $\alpha_{th}$  à pression constante tel que :

$$\alpha_{th} = \frac{1}{L} \cdot \left( \frac{\partial L}{\partial T} \right)_p \quad (3. 1)$$

Où L est l'épaisseur du matériau et T, la température.

Ainsi, il faut prendre en compte la dilatation du GaAs et de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

Quant à la variation de l'indice de réfraction, plusieurs modélisations reliant la variation de l'indice de réfraction à celle du gap du matériau ont été proposées mais, pour la suite des calculs, nous utiliserons l'expression la plus précise :

$$\frac{1}{n} \cdot \frac{\partial n}{\partial T} = \frac{-1}{4 \cdot E_g} \cdot \left( \frac{\partial E_g}{\partial T} \right) \quad (3. 2)$$

### b) Réflecteur de Bragg

Comme il a été présenté dans les précédents chapitres, les miroirs de Bragg sont constitués d'un empilement périodique de bicouches d'indices et d'épaisseurs différents dont dépend la longueur d'onde de Bragg (Chapitre I, § I.3 c.). En prenant les notations du chapitre II §I.1 b, on retiendra :

$$\lambda_B = 2 \cdot \bar{n} \cdot (L_1 + L_2) \quad (3. 3)$$

$\bar{n}$  étant l'indice moyen dont l'expression est donnée dans l'équation (2.26) du chapitre 2.

Or cet indice varie en fonction de la fréquence et de la température :

$$\bar{n} = n_0 + (\nu - \nu_0) \cdot \frac{\partial \bar{n}}{\partial \nu} + (T - T_0) \cdot \frac{\partial \bar{n}}{\partial T} \quad (3. 4)$$

Et posons  $\bar{n}_g$  l'indice effectif de groupe du miroir de Bragg tel que :

$$\bar{n}_g = \bar{n} + \nu \cdot \frac{\partial \bar{n}}{\partial \nu} = \bar{n} - \lambda \cdot \frac{\partial \bar{n}}{\partial \lambda} \quad (3.5)$$

On a donc pour une variation de température de T à T+dT :

$$\frac{d\lambda_B}{\lambda_B} = -\frac{d\nu_B}{\nu_B} = \frac{1}{\bar{n}_g \cdot \Lambda} \cdot \frac{\partial \lambda}{\partial T} \cdot dT \quad (3.6)$$

Où  $\Lambda$  désigne la période des miroirs de Bragg.

En considérant un réflecteur de Bragg  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{AlAs}$  accordé à 850nm à une température ambiante  $T_A$  de 300K, avec  $\text{AlGaAs}$  correspondant à la couche d'indice  $n_1$ , pour  $n_1 e_1 = n_2 e_2 = \lambda_B/4$ ,  $e_1 \approx 625 \text{ \AA}$ ,  $e_2 \approx 710 \text{ \AA}$ ,  $\Lambda = 1535 \text{ \AA}$ ,  $\bar{n} \approx 3,18$  et  $\bar{n}_g \approx 3,63$ .

On obtient :

$$\left( \frac{\partial \lambda_B}{\partial T} \right) \approx 0,066 \text{ nm.K}^{-1} \quad (3.7)$$

### c) Cavité vide

Dans ce cas, la cavité est considérée comme une cavité Fabry Pérot (sans puits quantiques) constituée d' $\text{AlGaAs}$  massif d'indice  $n$ , de longueur  $L$ , entre les deux réflecteurs [A] et [B].



Figure III. 1 : a) représentation schématique du VCSEL avec cavité vide

$r_A$  et  $r_B$  sont les coefficients de réflexion en amplitude de chaque miroir tels que pour  $U \in \{A, B\}$ :

$$r_u = \rho_u \cdot e^{j \cdot \varphi_u} \quad (3.8)$$

La longueur d'onde de résonance  $\lambda_q = \frac{c}{\nu_q}$  est déterminée pour un mode de résonance  $q$  (entier) tel que le déphasage sur un aller-retour  $\Phi$  satisfasse la condition suivante :

$$\Phi = 2 \cdot \pi \cdot \nu \cdot \left( \frac{2 \cdot n \cdot L}{c} \right) - \varphi_A - \varphi_B = 2 \cdot q \cdot \pi \quad \forall q \in \mathbb{N} \quad (3.9)$$

où  $\varphi_A$ ,  $\varphi_B$  sont les déphasages aux réflexions sur les miroirs de Bragg A et B respectivement.

Dans l'expression (3.9), le produit  $nL$  représente l'épaisseur optique.

Or, dans le cas du VCSEL, il faut tenir compte des longueurs de pénétration de l'onde dans les miroirs dont l'expression déterminée dans le Chapitre 2 est donnée par :

$$L_{pi} = \frac{1}{2} \cdot m_{eff} \cdot (L_1 + L_2) \quad \text{où } m_{eff} \text{ est le nombre effectif de bicouches.}$$

La longueur optique effective s'exprime donc sous la forme suivante :

$$2 \cdot (n \cdot L)_{eff} = 2 \cdot (n \cdot L + \bar{n}_A \cdot L_{pA} + \bar{n}_B \cdot L_{pB}) \quad (3.10)$$

On donne également « l'épaisseur optique effective de groupe » avec la contribution des DBR telle que :

$$2 \cdot (n_g \cdot L)_{eff} = 2 \cdot n_g \cdot L + c \cdot \tau_A + c \cdot \tau_B \quad (3.11)$$

$$\text{Avec: } \tau_u = \frac{n_{gm}}{c} \cdot \frac{th\left(\left|\kappa \cdot L_{DBR}\right|\right)}{|\kappa|}$$

où  $\kappa \approx 2 \cdot |n_1 - n_2| / \lambda_B$  est le coefficient de couplage de l'onde à chaque interface.

L'expression (3.6) devient alors pour la cavité :

$$\frac{d\lambda_q}{\lambda_q} = \frac{-d\nu_q}{\nu_q} \approx \frac{1}{(n_g \cdot L)_{eff}} \cdot \left( \frac{\partial (n \cdot L)_{eff}}{\partial T} \right) \cdot dT \quad (3.12)$$

En prenant une cavité en  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ , dont la longueur  $L = 250nm$ , l'indice  $n = 3,4$ , l'indice de groupe  $n_g = 4,02$ , la profondeur dans les deux réflecteurs  $L_{pen} \approx 1,03\mu m$  et l'intervalle spectral libre (distance entre deux modes de résonance dans la cavité: à  $q$  et  $q+1$ )  $\Delta\nu \approx 3,15 \cdot 10^{13} Hz$  (ou  $76 nm$ ), on obtient :

$$\left( \frac{\partial \lambda_q}{\partial T} \right) \approx 0,066 \text{ nm.K}^{-1} \quad (3.13)$$

Dans notre cas, nous avons négligé l'influence d'une élévation de température dans les puits quantiques sur la variation de longueur d'onde d'émission. C'est pourquoi nous conserverons le résultat (3.13).

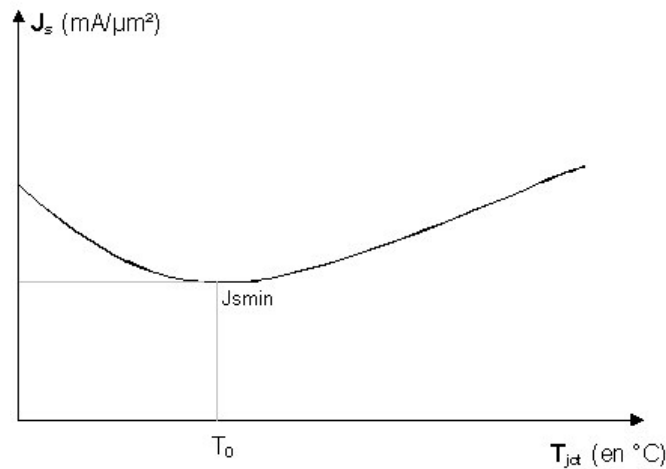
## **II.2 Influence de la température sur la puissance, le courant de seuil et la tension**

Le nombre de porteurs, régi par la statistique de Fermi-Dirac, dépend fortement de la température ce qui a pour effet de faire varier la valeur du courant de seuil. En effet,  $I_s$  est directement relié au nombre de porteurs par l'intermédiaire du taux d'émission spontanée dans les puits quantiques <sup>[6]</sup>. Ce terme exprimé par unité d'énergie  $R_{sp}(W)$  <sup>[7]</sup> dépend de la densité de porteurs au seuil ( $n_s$ ) et de la température, si bien que la densité de courant au seuil est proportionnelle à l'intégrale du coefficient d'émission spontanée sur l'énergie totale du puits :

$$j_s(T) = N_w \cdot q \cdot d \cdot \int R_{sp}(n_s, W, T) dW \quad (3.14)$$

Où  $N_w$  est le nombre de puits quantiques et  $d$ , leur épaisseur.

D'après les références <sup>[6],[8]</sup>, on peut s'attendre à une variation parabolique du courant de seuil en fonction de la température avec une valeur minimum de courant de seuil à la température  $T_0$  comme le montre la Figure III. 2 ; ce qui sera vérifié par la suite dans le paragraphe IV.3 .



**Figure III. 2 : Evolution de la densité de courant de seuil avec la température.**

Cet effet thermique a une influence, d'une part, sur la puissance optique émise et, d'autre part sur la tension aux bornes de la diode.

En ce qui concerne la puissance, son évolution en fonction du courant de polarisation est régie par l'expression suivante :

$$P_e(I) = \eta_{LI} \cdot (I - I_s) \quad (3.15)$$

Où  $\eta_{LI}$ , pente de la courbe, est directement proportionnelle au rendement différentiel  $\eta_d$ , tel que :

$$\eta_{LI} = \frac{h\nu}{2q} \cdot \eta_d = \frac{h\nu}{2q} \cdot \frac{\eta_i \cdot \alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \quad (3.16)$$

Les termes de pertes internes  $\alpha_i$  et de pertes dans les miroirs  $\alpha_m$  dépendent de la température, en relation notamment avec la dilatation du matériau.

Ainsi lorsque le courant dépasse une certaine valeur limite, l'échauffement par effet joule des DBR et de la cavité engendre la dilatation du matériau et l'augmentation des termes de pertes. Si l'échauffement est trop important, les miroirs de Bragg et la cavité se dilatent tellement que les propriétés optiques sont modifiées ce qui ne permet plus la production de photons stimulés. Ainsi lorsque le courant atteint sa valeur maximale, le fonctionnement de la diode laser entre en régime de saturation suivi d'une chute de la puissance optique.

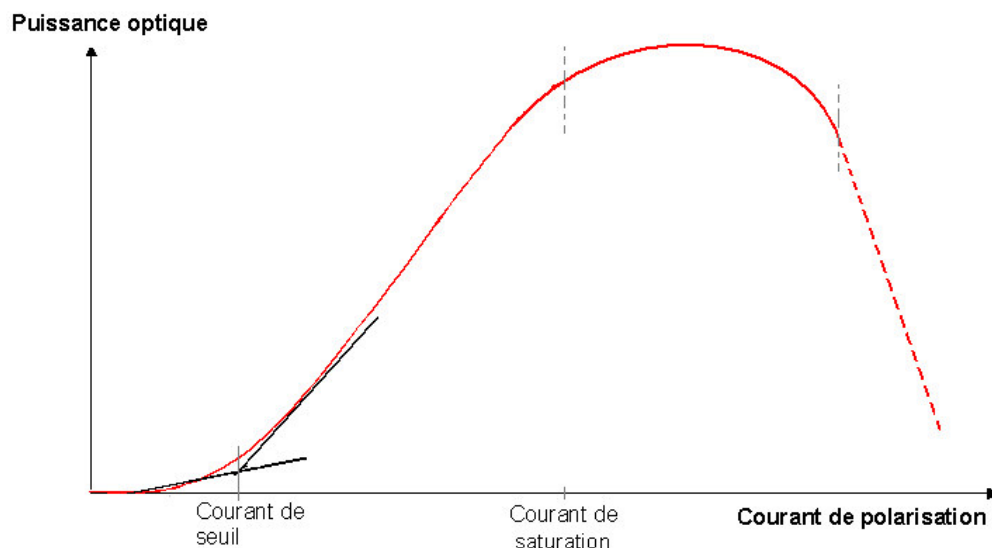


Figure III. 3 : allure de la puissance optique émise en fonction du courant de polarisation : P(I)

Si l'on se place à courant de polarisation constant, la puissance sera maximale pour la température à laquelle les pertes et le courant de seuil seront minimum.

La variation de la puissance en fonction de la température provient donc des effets thermiques sur le courant de seuil et sur le rendement d'où :

$$P_e(I, T) = \eta_{LI}(T) \cdot (I - I_s(T)) \quad (3.17)$$

On peut donc s'attendre à obtenir des courbes semblables à celles présentées sur la Figure III. 4 :

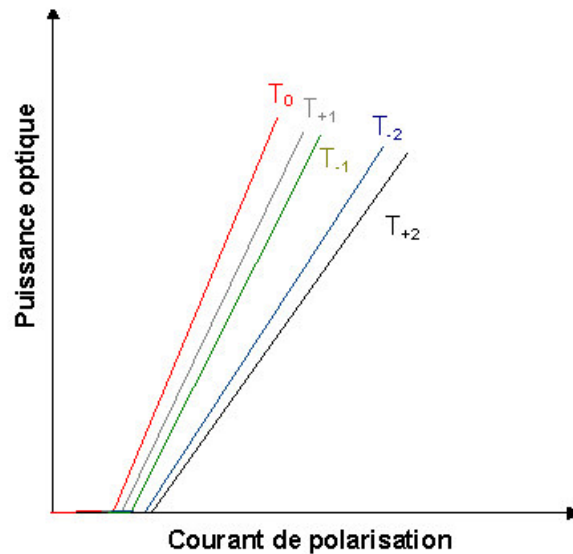


Figure III. 4 : Allure de la variation de la caractéristique P(I) avec  $T_{-2} < T_{-1} < T_0 < T_{+1} < T_{+2}$

D'autre part, la relation courant tension s'exprime selon l'équation suivante <sup>[9],[3]</sup> :

$$V_F(I) = V_j + R_s I \quad (3.18)$$

$V_j$  est la tension de jonction, c'est à dire la différence entre les niveaux de Fermi de la jonction. La dépendance en température de  $V_j$  provient des effets thermiques sur la largeur de bande interdite et le nombre de porteurs.  $R_s$  est la résistance série donnée par la pente de  $V_F(I)$  qui, par hypothèse, est indépendante de la température.  $I$  est le courant injecté dans la zone active, il prend en compte le courant de fuite qui dépend de la température.

La variation en température de la tension provient donc de  $V_j(T)$  et  $I(T)$ . L'expression (3.18) devient donc :

$$V_F(I, T) = V_j(T) + R_s \cdot I(T) \quad (3.19)$$



La Figure III. 5 présente donc l'allure théorique de la variation de la caractéristique courant tension en fonction de la température.

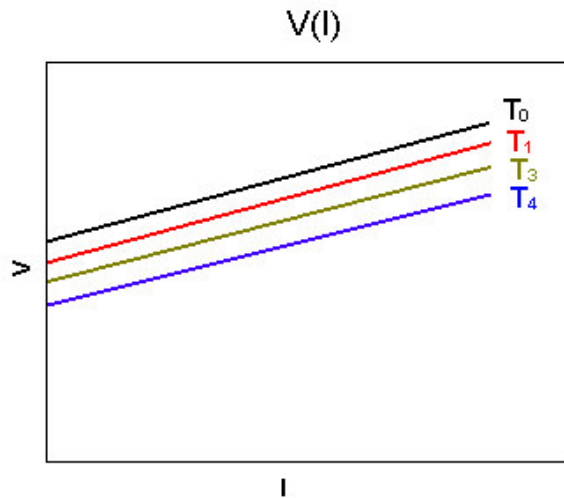


Figure III. 5 : allure de l'évolution de la caractéristique courant tension en fonction de la température

### III. Étude expérimentale de comportement spectral

Avant d'utiliser le composant dans une liaison optique, il est nécessaire :

- de connaître la longueur d'onde d'émission pour utiliser un photodétecteur adapté,
- de savoir si l'émission est monomode ou multimode,
- de connaître la largeur de raie, notamment pour la modulation du composant.

Généralement ces valeurs sont données par les constructeurs mais il est souvent utile de les vérifier.

Nous avons également mis en évidence l'influence de la température afin de corroborer les résultats donnés dans le paragraphe II.1.

#### III.1 Description du banc de mesure

Le spectre du VCSEL a été mesuré à l'aide d'un monochromateur avec une résolution de 0,1 Å. La précision est suffisamment fine pour permettre d'évaluer les effets thermiques sur la longueur d'onde centrale et sur la largeur de raie.

Le dispositif décrit sur la Figure III. 6 est automatisé par l'intermédiaire d'un programme en langage C.

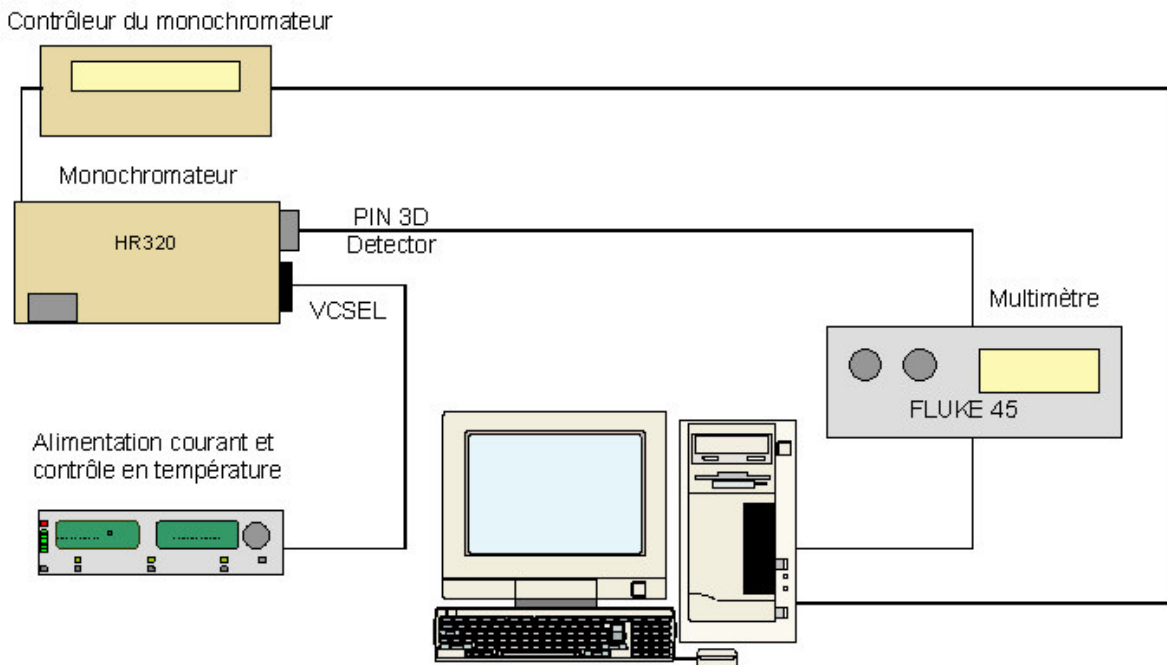


Figure III. 6 : banc de mesure de la puissance optique émise en fonction de la longueur d'onde

L'étude expérimentale a été effectuée pour un point de polarisation fixé par l'utilisateur sur la source de courant.

Comme l'indique la Figure III. 7, la commande en température est assurée par un module à effet Peltier.

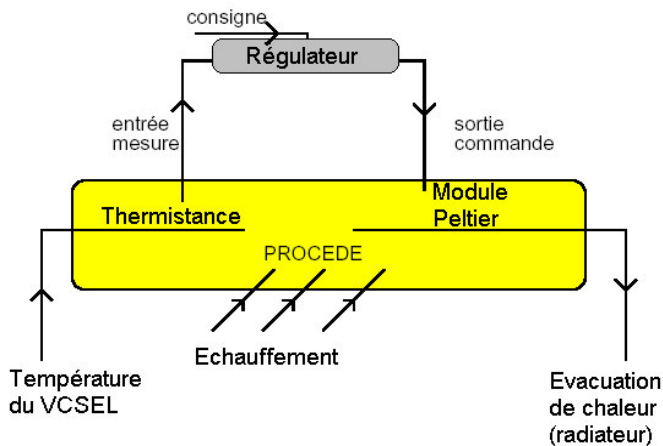


Figure III. 7 : asservissement en température du VCSEL

Celui-ci a une face en contact avec le composant et l'autre, avec un radiateur permettant l'évacuation de chaleur. Une thermistance est placée au plus près du composant et renvoie la mesure au régulateur. Celui-ci assure l'asservissement à partir de la consigne fixée par l'utilisateur.

La plage de longueur d'onde ainsi que la résolution sont saisies sur le PC. Une fois l'acquisition terminée, le programme renvoie un graphique donnant l'allure du spectre du VCSEL.

### III.2 Résultats expérimentaux

Trois VCSELs montés en boîtier ont été testés et, pour chacun, des résultats quasiment identiques ont été trouvés. La Figure III. 8 représente l'évolution du spectre sur une gamme de température de 7 à 50°C. On constate que la longueur d'onde augmente alors que la puissance optique diminue.

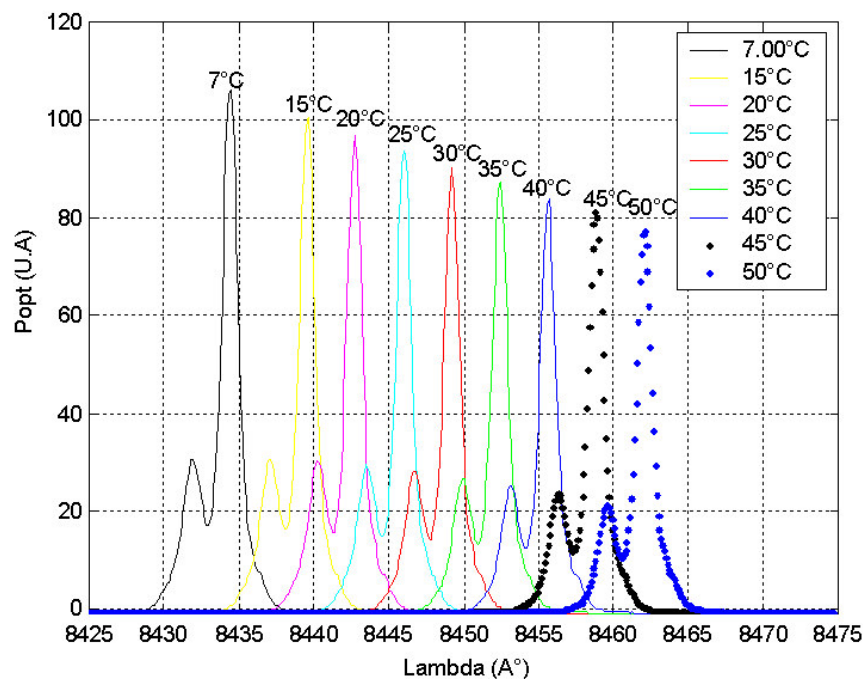
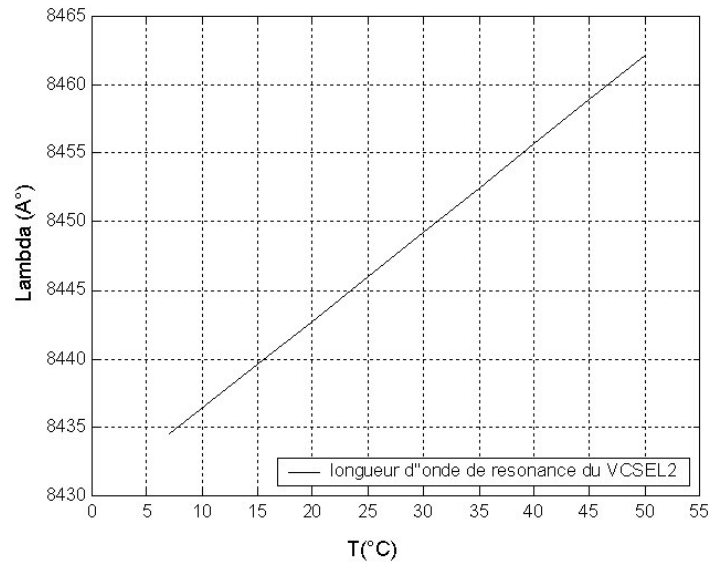


Figure III. 8 : Evolution du spectre en fonction de la température

Comme l'indique la Figure III. 9, la longueur d'onde du VCSEL varie linéairement.



**Figure III. 9 : Evolution de la longueur d'onde d'émission en fonction de la température**

Pour les trois VCSELS mesurés, la longueur d'onde d'émission varie linéairement selon les équations suivantes :

$$\begin{aligned}
 VCSEL1: \lambda_0(T) &= 0,063 \cdot T + 834,970 \\
 VCSEL2: \lambda_0(T) &= 0,064 \cdot T + 843,000 \\
 VCSEL3: \lambda_0(T) &= 0,060 \cdot T + 833,970
 \end{aligned}
 \tag{3. 20}$$

C'est à dire  $\frac{\partial \lambda}{\partial T} = 0,06 \text{ nm / } ^\circ\text{C}$  soit  $0,06 \text{ nm/K}$ , cette valeur est proche de la valeur  $0,066 \text{ nm/K}$  calculée selon le modèle de Y. BOUCHER <sup>[1]</sup>.

En ce qui concerne la largeur de raie, aucune variation significative n'a pu être observée en fonction de la température ; sans doute est-ce dû à la résolution du monochromateur. Ce que l'on peut dire c'est qu'elle est inférieure à  $0,1 \text{ \AA}$  pour les trois VCSELS testés.

## **IV. Étude de la puissance optique émise en fonction du courant de polarisation**

### **IV.1 Conception du banc de mesure**

Traditionnellement, la mesure de la caractéristique se fait en continu. Or, l'augmentation du courant entraîne une élévation de la température de jonction diminuant ainsi la valeur de la puissance optique émise. En polarisant le VCSEL par une impulsion de courant, nous avons pu nous affranchir de cet échauffement interne.

Nous avons donc cherché à élaborer un banc de mesure automatisé pour caractériser la puissance optique émise par des VCSELs en fonction de la température, en mode continu ou pulsé.

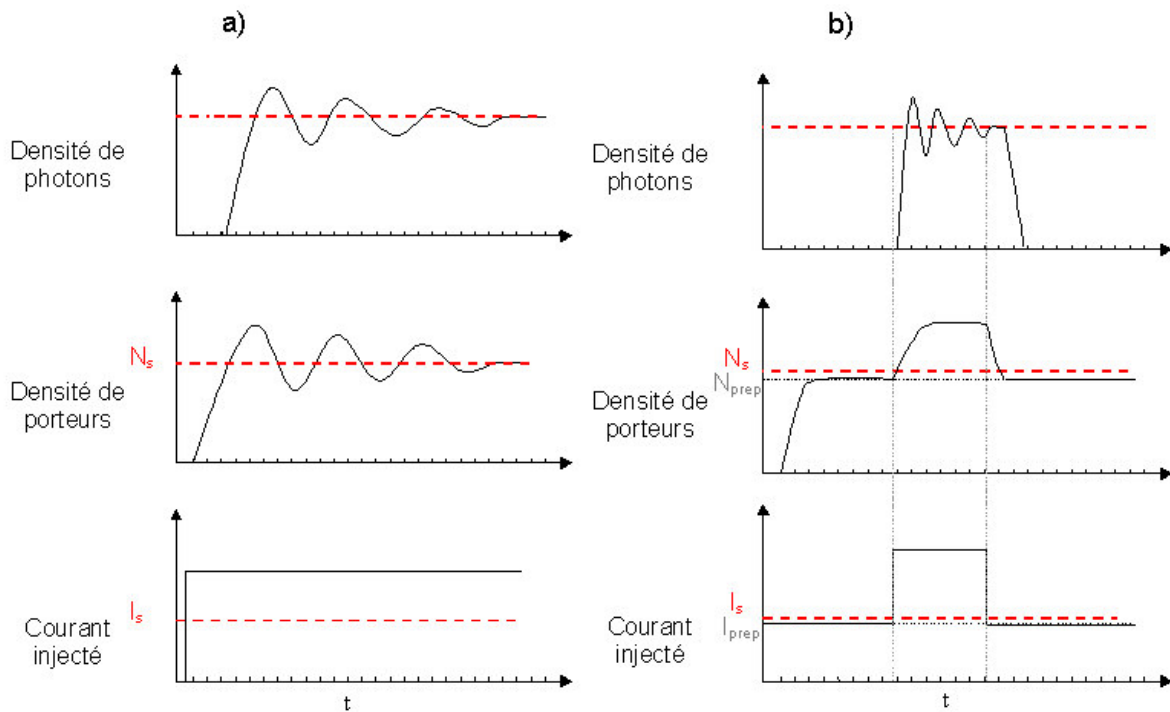
#### **a) Choix de la pré-polarisation**

Pour caractériser une diode laser en pulsé, il existe deux méthodes :

- Le composant est polarisé par une impulsion de courant dont on incrémente l'amplitude, ce qui pose les mêmes problèmes que la modulation numérique, la largeur des impulsions étant limitée par le régime transitoire.
- D'où le second principe de mesure qui consiste à pré-polariser le VCSEL par un courant continu légèrement inférieur au seuil, la polarisation pulsée étant ensuite superposée à ce courant continu <sup>[10]</sup>.

En effet, quand le laser est soumis à un échelon de courant, l'émission stimulée de photons ne se fait pas de façon instantanée. Elle ne se produit que lorsque la concentration de porteurs est supérieure ou égale au niveau de seuil (ou niveau stationnaire).

Comme le montre la Figure III. 10-a <sup>[11]</sup>, la population d'électrons augmente après l'établissement du courant. Elle dépasse le niveau de seuil puis oscille (oscillation de relaxation) avant d'atteindre le régime stationnaire. Chaque alternance supérieure au seuil correspond à un excès de gain, ce qui engendre une accumulation d'énergie restituée sous forme de photons (augmentation brutale de la densité de photons).



**Figure III. 10 : a) Allure des densités de porteurs et de photons en réponse à un échelon de courant, b) Comportement de la densité de porteurs et de photons dans le cas d'une impulsion de courant superposée à une prépolarisation.**

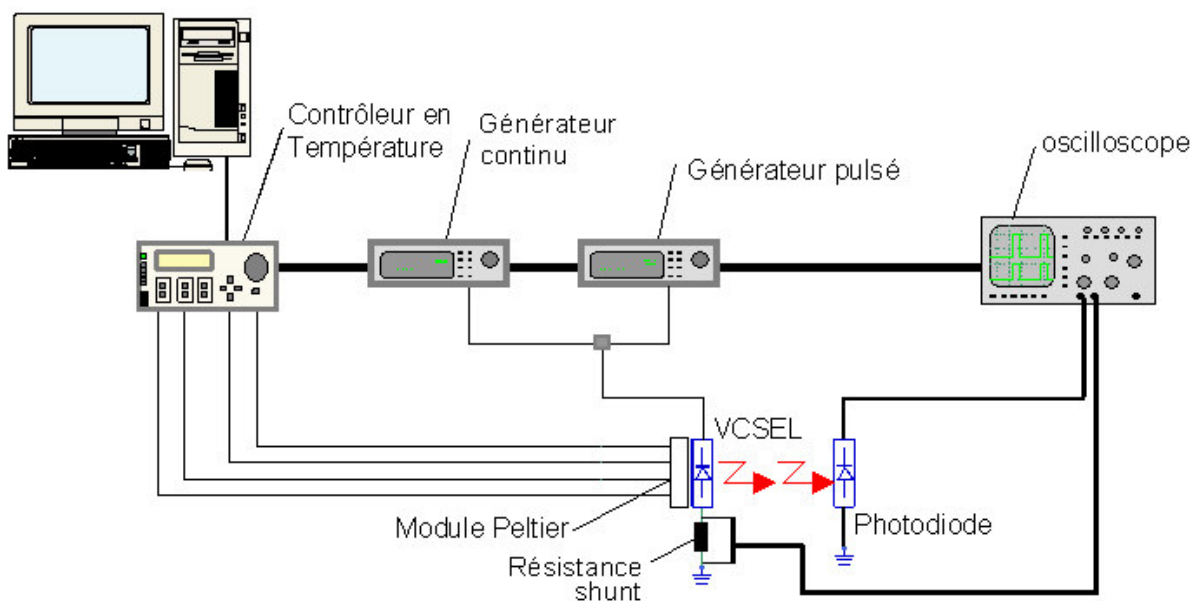
Réciproquement, chaque alternance inférieure au seuil se traduit par une diminution de la densité de photons, d'où l'allure de sa réponse temporelle à un échelon de courant: retard par rapport à l'établissement du courant (en général, quelques nanosecondes) puis oscillations amorties autour d'un régime stationnaire.

En pratique, ce retard peut être diminué comme l'indique la Figure III. 10-b). En effet, si l'on envoie un courant continu ( $I_{prep}$ ) d'une valeur légèrement inférieure au courant de seuil, appelé courant de prépolarisation, la densité d'électrons atteint le niveau  $N_{prep}$  légèrement inférieur au niveau de seuil.

Lorsque l'on superpose à cette prépolarisation une impulsion de courant, le niveau de seuil de porteurs est dépassé, l'augmentation de la densité de porteurs se fait instantanément, en évitant le retard causé par l'établissement du courant. Cette méthode permet de réduire la largeur d'impulsion de courant, ce qui évite l'échauffement interne du VCSEL.

### b) Banc de test.

La Figure III. 11 présente le schéma du banc de mesure de la puissance optique en fonction du courant de polarisation.



**Figure III. 11 : Banc de mesure**

Ce banc de mesure est automatisé par programmation graphique sous le logiciel LABVIEW, c'est à dire en définissant chaque appareil sous forme de boîte noire. Les connexions entre l'ordinateur et les appareils ont été faites par l'intermédiaire du bus d'instrumentation GPIB IEEE. La régulation en température s'effectue selon le même principe que pour la mesure de longueur d'onde, à l'exception que la consigne est saisie dans le programme. Le programme contrôle tous les paramètres internes du régulateur en température, tel que le gain du système d'asservissement, et a accès à la consigne ainsi qu'à la mesure. Pour être sûr que l'asservissement est stabilisé, une boucle supplémentaire est ajoutée dans le programme incluant une temporisation pour permettre au système d'atteindre le régime permanent avant que l'acquisition ne commence. Si au bout d'un certain temps la température n'est pas stabilisée, c'est que la valeur du gain n'est pas bonne, le programme renvoie alors un message d'erreur.

Ne disposant pas d'un générateur de courant pulsé ou d'un générateur de tension délivrant à la fois un offset et une impulsion, nous avons dû utiliser un générateur de tension

continue et un générateur de fonction délivrant un signal de 500ns de largeur d'impulsion et 20% de rapport cyclique (soit une fréquence de répétition de 400kHz). La valeur du courant est alors obtenue en mesurant la tension aux bornes d'une résistance shunt de  $25\Omega$  à l'aide d'un oscilloscope.

Le faisceau émis par le laser est focalisé au centre d'une photodiode avec amplificateur incorporé et dont la responsivité à 850nm (longueur d'onde d'émission des VCSELs utilisés) est donnée par le constructeur. La tension aux bornes du détecteur est envoyée sur un oscilloscope directement relié à l'ordinateur. Puis, après avoir divisé cette valeur par la responsivité de la photodiode, le programme stocke la puissance optique émise pour une valeur de courant donnée.

Le lancement du programme se fait après avoir saisi certains paramètres du VCSEL sur l'interface utilisateur (Figure III. 12).

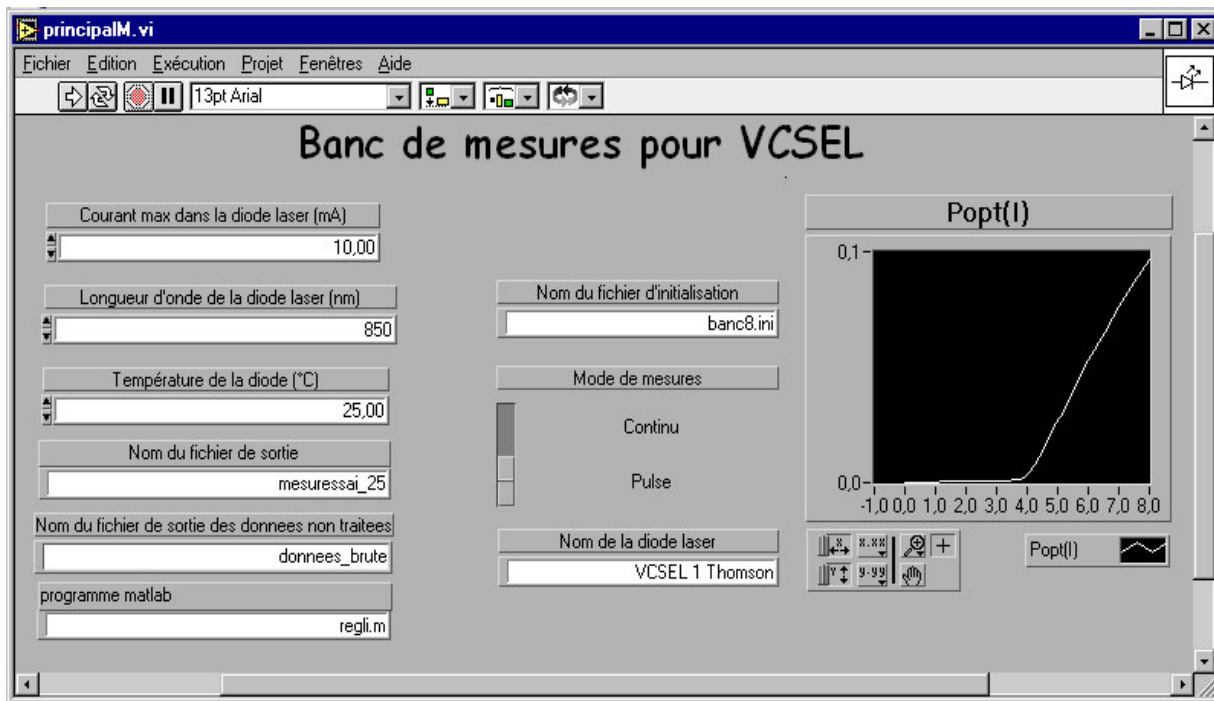


Figure III. 12 : Face avant du programme Labview

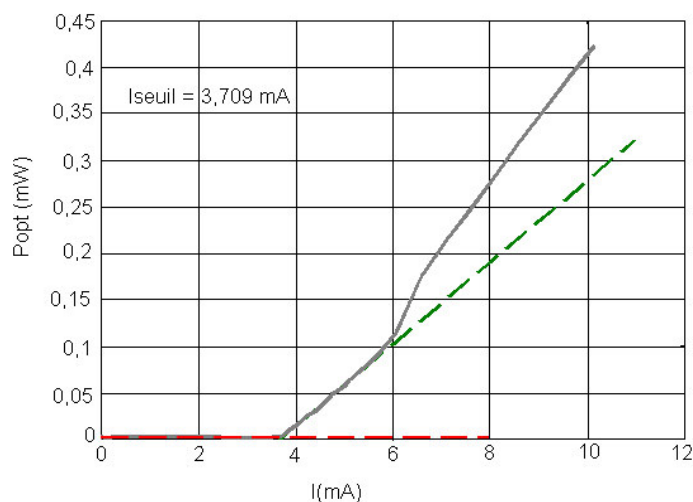
L'utilisateur doit fixer:

- le courant maximum dans le VCSEL
- la longueur d'onde d'émission
- la température de fonctionnement



- le mode de mesure (continu ou pulsé)
- le nom du fichier de sortie dans lequel seront stockées les mesures
- le nom du fichier d'initialisation de l'appareillage de mesure
- le nom du programme Matlab auquel seront concaténées les mesures en fin d'acquisition.

En effet, ce fichier Matlab permet d'estimer graphiquement le courant de seuil par la méthode des tangentes selon laquelle, la valeur de celui-ci est définie comme l'intersection des deux tangentes à la courbe  $P_e(I)$  comme l'indique la Figure III. 13.



**Figure III. 13 : Caractéristique  $P_e(I)$  (—), tangentes inférieure (---) et supérieure (—) au seuil dont l'intersection donne la valeur exacte du courant de seuil.**

Ainsi des caractéristiques  $P_e(I)$  et les courants de seuil correspondants peuvent être mesurés sur une gamme de températures de 10 à 50°C.

## **IV.2 Comparaison des mesures en impulsion et en continu**

Les courbes suivantes sont des exemples de mesures effectuées en mode impulsionnel (courbe en pointillés :  $P_{puls}$ ) et en continu (courbe en trait plein :  $P_{cont}$ ) avec le banc de test. La Figure III. 14 montre clairement que la puissance optique émise en impulsion est supérieure à celle émise en continu. L'échauffement interne prédit par la théorie est ainsi vérifié.

Sur cette même figure, on peut remarquer une légère déformation (appelée généralement « kink » par les anglophones) de la courbe au voisinage d'une polarisation de

7mA. Cette déformation est sans doute due à l'apparition de modes latéraux secondaires qui se superposent au fondamental [12]. Ce phénomène peut être vérifié en observant l'évolution du spectre en fonction du courant de polarisation.

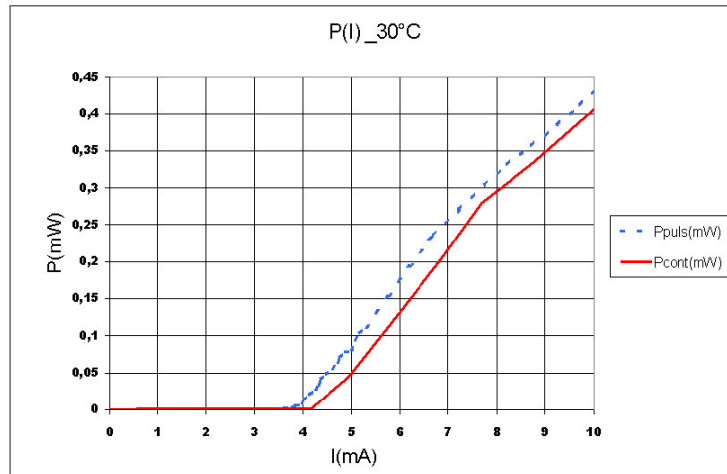


Figure III. 14 : Comparaison de la mesure en pulsé et en continu

### IV.3 Variation du courant de seuil avec la température

Sur la Figure III. 15, on voit bien que le courant de seuil ( $I_{th}$ ) augmente et que la puissance décroît avec la température.

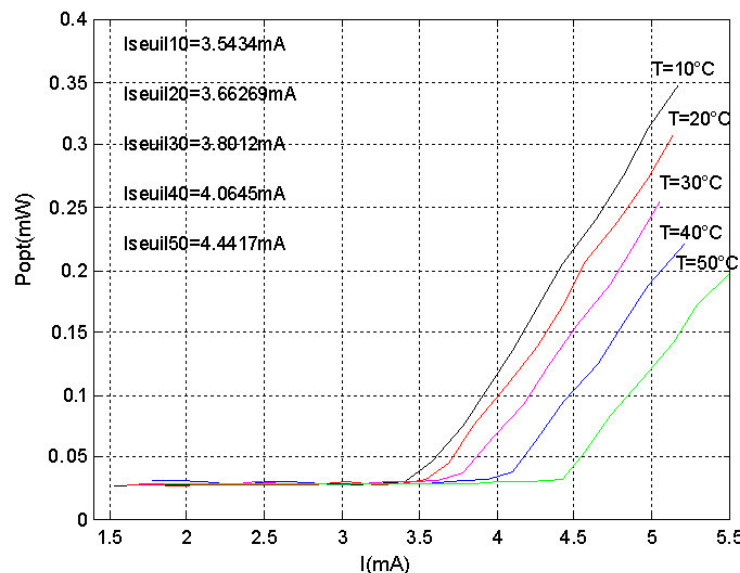
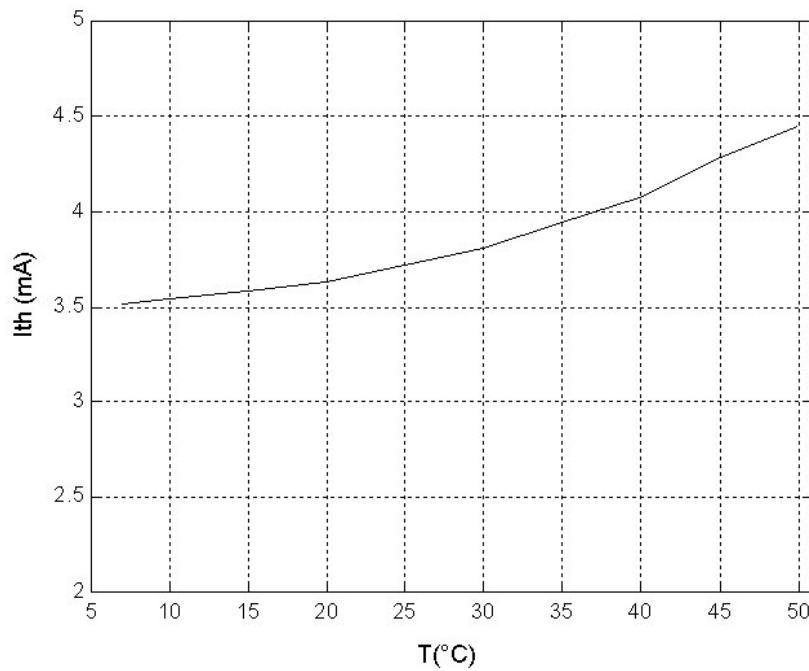


Figure III. 15 : Evolution de la puissance optique en fonction de la température

La diminution de puissance n'est pas linéaire. En effet, on peut constater qu'entre 10°C et 20°C l'écart de puissance est moins important qu'entre 20°C et 30°C. Plus la température augmente et plus cet écart augmente.

Le courant de seuil de chaque courbe P(I) est mesuré en utilisant la méthode des tangentes présentée précédemment (Figure III. 13). Les valeurs obtenues pour les différentes températures sont reportées sur un graphique de façon à obtenir la courbe de la Figure III. 16.



**Figure III. 16 : variation du courant de seuil en fonction de la température**

Par approximation polynomiale d'ordre 2 (Figure III. 17) de la courbe de la Figure III. 16, on obtient :

$$I_{th} = 0,0004 \cdot T^2 - 0,0039T + 3,5283 \quad (3. 21)$$

avec  $I_{th}$  en mA et  $T$  en °C.

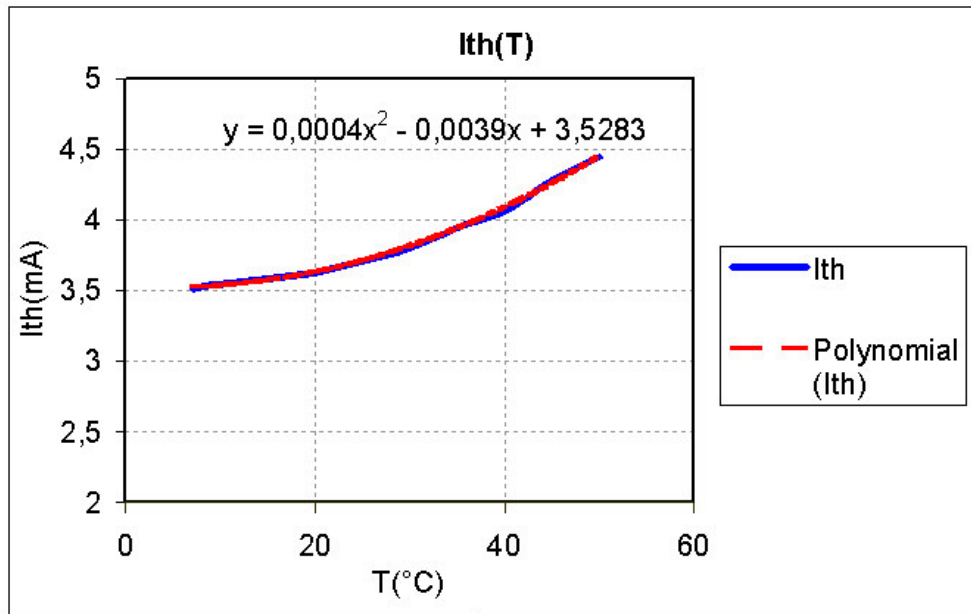


Figure III. 17 : approximation de la courbe  $I_{th}(T)$  par un polynôme du second ordre

On observe ainsi une variation parabolique du courant de seuil en fonction de la température contrairement à l'évolution exponentielle d'une diode laser classique:

$$I_{th}(T) = I_{th}(T_1) \exp\left(\frac{T - T_1}{T_0}\right) \quad (3. 22)$$

où  $T_0$  est un paramètre caractérisant la sensibilité à la température,  $T_1$  est une température choisie et  $I_{th}(T_1)$  est le courant de seuil à  $T_1$ .

Si l'on étendait la gamme de température vers des valeurs négatives (en degré celcius), on pourrait espérer voir le courant de seuil diminuer jusqu'à une valeur minimum et augmenter ensuite, type de courbe généralement donnée par les constructeurs dans les notes descriptives (data sheet). Or, pour réaliser ce type de montage, il faudrait travailler sous vide avec un système de refroidissement à azote liquide <sup>[13]</sup>. Etant donné que dans notre cas les VCSELS sont utilisés à température ambiante, nous n'avons pas effectué ce type de mesures. D'autre part, notre méthode pulsée est limitée par le photodétecteur : la largeur de pulse est supérieure à 500 ns. Or pour s'affranchir totalement de l'échauffement interne du VCSEL, il faudrait que la largeur du pulse soit inférieure à 300 ns.

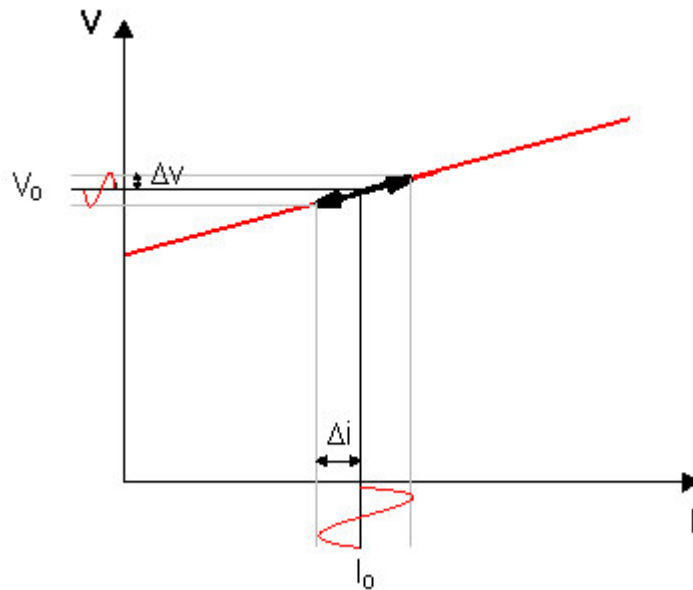
Les propriétés thermiques du courant de seuil sont très importantes pour les systèmes soumis à de faibles variations de température. En effet si le courant de seuil était minimum à température ambiante, une variation de quelques degrés autour de cette valeur n'aurait pas

une grande incidence sur la valeur du courant de seuil, ce qui permettrait, dans ce type de système, de s'affranchir d'un contrôle en température.

De toute façon, on constate que la sensibilité en température du VCSEL est nettement plus faible que celle d'une diode laser DFB, ce qui pourrait rendre ce composant très attractif pour certaines applications embarquées, dès que l'on pourra disposer de puissances optiques plus élevées.

### **V. Mesure de la caractéristique courant tension**

Comme dans le cas de la puissance optique émise en fonction du courant de polarisation, la connaissance de la caractéristique courant tension aura son importance dans le fonctionnement dynamique du composant. Comme l'indice de modulation est relié au rapport de l'excursion en courant  $\Delta i$  sur la valeur de polarisation  $I_0$ , en connaissant la caractéristique courant tension, on a alors accès à l'excursion en tension  $\Delta v$ . La connaissance de cette valeur est indispensable pour éviter de moduler en dehors de la zone de fonctionnement comme l'indique la Figure III. 18.



**Figure III. 18 : excursion en tension en fonction de l'excursion en courant.**

La mesure de la tension est effectuée à l'aide du montage présenté sur la Figure III.

19.

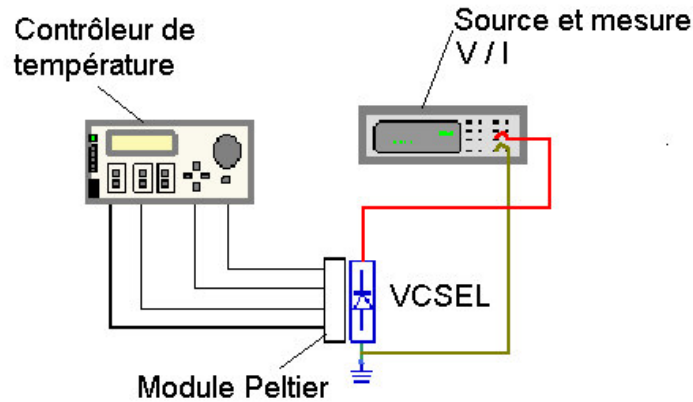


Figure III. 19 : banc de mesure de la caractéristique V(I)

Nous obtenons la courbe caractéristique d'une diode (Figure III. 20) : en dessous de la tension de seuil (proche de 1,4V), le courant est quasiment nul et, au-dessus, il varie linéairement avec la tension.

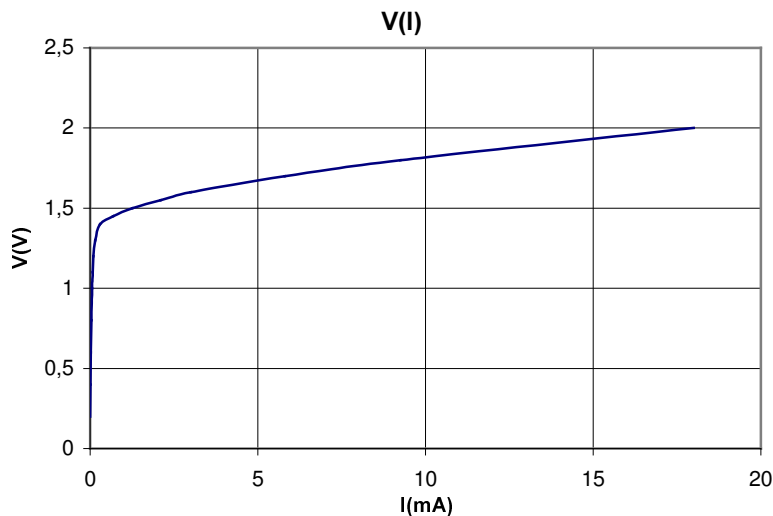


Figure III. 20 : mesure de la caractéristique V(I)

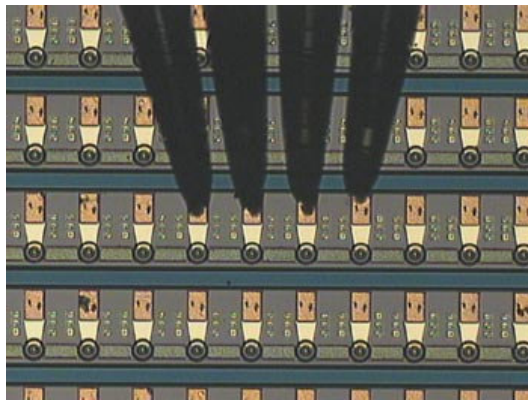
Comme il a été présenté dans le paragraphe II.2 dans l'expression (3.18), la pente de la courbe V(I) dans la zone linéaire correspond à la résistance série du VCSEL.

Par détermination graphique, nous obtenons  $R_s = 29 \Omega$ , valeur qui sera utilisée par la suite dans le schéma électrique équivalent.

## **VI. Discussion**

Toutes les mesures présentées dans ce chapitre doivent être effectuées avant d'intégrer le VCSEL dans une liaison optique. Des valeurs typiques, minimales et maximales de ces grandeurs sont en général données par les constructeurs. Mais l'écart entre les valeurs minimales et maximales peut s'avérer important, car les procédures de test sur chaque composant sont assez longues et donc coûteuses pour le fabricant. C'est pourquoi, les caractéristiques sont en général mesurées sur certains échantillons. Il est donc d'usage de vérifier ces valeurs avant d'utiliser le composant. Or, en comparaison avec les émetteurs par la tranche, le test de VCSEL en cours de fabrication est beaucoup plus simple. L'accès aux électrodes et à l'émission par la surface permet à la fois de poser des pointes et de capter la puissance optique avant que les barrettes ou matrices de VCSELs ne soient découpées. Mais la densité d'intégration très élevée ralentit considérablement le procédé de caractérisation, étant donné qu'une plaque (wafer) de GaAs de 4 pouces contient 100000 VCSELs.

Le fabricant Infineon <sup>[14]</sup> a mis en place une mesure systématique sur wafer permettant la caractérisation de chaque composant en fin de fabrication avant découpe. La mesure est réalisée à l'aide de 4 pointes DC collectives posées simultanément sur 4 VCSELs comme l'indique la Figure III. 21.



**Figure III. 21 : test simultané sous pointe DC sur 4 VCSELs, d'après la référence <sup>[14]</sup>**

Le système complètement automatisé mesure très précisément les caractéristiques puissance optique et tension en fonction du courant de polarisation (LIV). Des résultats typiques sont donnés sur la Figure III. 22.

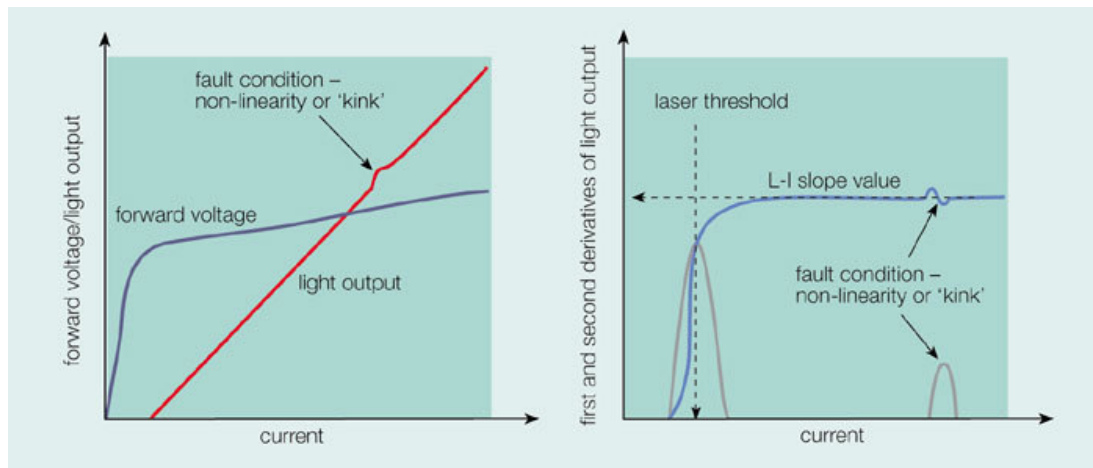


Figure III. 22 : Caractéristique LIV mesurée avec le banc de test Infineon d'après la référence <sup>[14]</sup>

Un tel dispositif permet l'acquisition de courbes LIV contenant 100 points entre 0 et 10mA simultanément sur 4 VCSELs en moins d'une seconde. Ainsi avec ce système, il faut environ 1 heure 30 pour caractériser 20000 VCSELs.



## **VII. Références**

- [1] Yann Boucher, Angélique Rissons, Jean-Claude Mollier, “*Temperature dependence of the near-threshold emission wavelength and linewidth in a Vertical-Cavity Surface Emitting Laser (VCSEL)*”, SIOE’01, CARDIFF (UK), April 2001
- [2] Y. BOUCHER, “*Propriétés Structurelles Des Composants Optoélectroniques*”, mémoire de HDR spécialité Optique-Optoélectronique, Université de Bretagne Occidentale, Brest, Novembre 2000.
- [3] A. Rissons, J-C Mollier, Z. Toffano, A. Destrez, M. Pez, “*Thermal and Optoelectronic Model of VCSEL Arrays for Short Range Communications*”, Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser VII, Photonics West, SPIE Proceeding, Vol. 4994, San Jose (USA), 25-31 janvier 2003.
- [4] S. Adachi, “*GaAs, AlAs, and  $Al_xGa_{1-x}As$ : Material parameters for use in research and device applications*”, IEEE Journal of Applied Physics, Vol. 58 (3), pp. R1-R29, Aug. 1985.
- [5] J.S. Blakemore, “*Semiconducting and other major properties of Gallium Arsenide*”, IEEE Journal of Applied Physics, Vol. 53 (10), pp. R123-R181, Oct. 1982.
- [6] R. Michalzik, J. Ebeling, “*Modeling and Design of Proton-Implanted Ultralow-Threshold Vertical-Cavity Laser Diodes*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.29, No. 6, June 1993.
- [7] R.H. Yan, S.W. Corzine, L. A. Coldren, I. Suemune, “*Correction to the Expression for Gain in GaAs*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 26, No.2 , Feb 1990.
- [8] J.W. Scott, R. S. Geels, S. W. Corzine, L. A. Coldren, “*Modelling Temperature Effects And Spatial Hole Burning To Optimise Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Performance*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.29, No. 5, 1993.

[9] P.V. Mena, J. J. Morikuni, S.-M. Kang, A. V. Harton, and K. W. Wyatt, “*A Comprehensive Circuit-Level Model of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*”, *Journal Of Lightwave Technology*, Vol. 17, No. 12, December 1999.

[10] M. Bruenstensteiner, G.C. Papan, “*Extraction of VCSEL Rate-Equation Parameters for Low-Bias System Simulation*”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electron.*, Vol.5, No. 3, 1999.

[11] Irène et Michel Joindot, “*Les télécommunications par Fibres Optiques*”, DUNOD CNET-ENST, 1996.

[12] L.B. Rosinsky, “*Caractérisation Statique et Dynamique de Lasers et Matrices de Lasers à Cavité Verticale Emettant par la Surface*”, Thèse d’Electronique et Optronique, Université de Bretagne Occidentale, Brest, décembre 1997.

[13] P. Jacquet, “*Caractérisation De Diode Laser A Cavité Verticale Emettant par La Surface*”, rapport de stage DESS, spécialité Systèmes Electroniques et Optroniques, Thomson LCR, Orsay, Septembre 2000.

[14] J. Müller, “*New on-wafer testing concepts accelerate VCSEL production*”, *Compound Semiconductor*, Vol.8, No.10, novembre 2002,

lien web : [http://www.compoundsemiconductor.net/magazine/article/8/11/1/1#csinf2\\_11-02](http://www.compoundsemiconductor.net/magazine/article/8/11/1/1#csinf2_11-02).



## **Chapitre 4:**

# **Schéma électrique équivalent petit signal du VCSEL**

*Ce chapitre porte sur le développement du schéma électrique équivalent du VCSEL. Dans une première partie, les paramètres électriques du modèle sont déterminés en fonction du comportement des porteurs dans toute la structure (miroirs et cavité) et des photons dans la cavité. Les expressions analytiques de ces paramètres sont ensuite établies à partir des équations d'évolution en fonctionnement petit signal. La dernière partie propose enfin une approche hyperfréquence du circuit ce qui permettra, par la suite, de valider le modèle.*



## I. Schéma équivalent comportemental

Une première approche qualitative a consisté à traduire les phénomènes physiques se produisant dans le VCSEL (cf. Chapitre 2) sous forme de schéma électrique équivalent comme le montre la Figure IV. 1.

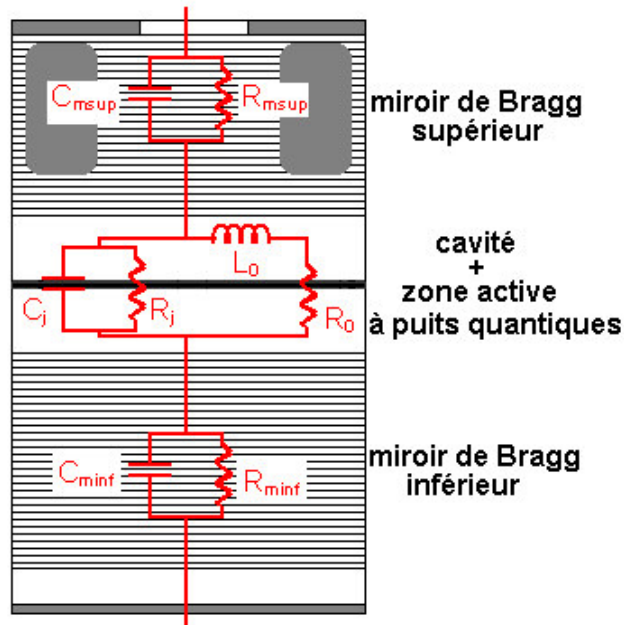


Figure IV. 1: schéma équivalent du VCSEL

Nous avons commencé par adapter le modèle électrique de la zone active d'une diode laser classique <sup>[1], [2], [3]</sup> à celle du VCSEL. Le mécanisme électronique dans la zone active à plusieurs puits quantiques est alors représenté par la résistance  $R_j$  et la capacité  $C_j$ . Le stockage des photons et l'amortissement de la résonance sont pris en compte par l'inductance  $L_0$  et la résistance  $R_0$ .

Or, comme le VCSEL diffère par sa structure verticale et par sa méthode de confinement du courant, il a fallu ajouter à ce modèle électrique de zone active, la contribution des miroirs de Bragg <sup>[4],[5]</sup>.

En effet, pour une diode laser conventionnelle l'injection du courant dans la cavité à travers les électrodes métalliques, se traduit par une résistance série de 3 à 5 ohms. Alors que

dans le VCSEL, l'injection de courant se faisant à travers les empilements d'hétérojonctions AlGaAs/AlAs qui constituent les miroirs, il est donc impossible de modéliser ceci par une simple résistance.

D'une part, les matériaux intrinsèques constituant les différentes couches vont générer des résistances <sup>[6], [7]</sup>, ce phénomène est accentué par le dopage. D'autre part, la variation de dopage entre chaque empilement va créer des hétérojonctions <sup>[5]</sup> à chaque interface d'AlAs et d'AlGaAs, suscitant des zones de charges d'espace et de ce fait des capacités à chaque jonction. L'étude présentée dans la suite de ce paragraphe est faite sur un VCSEL à implantation de protons (Figure IV. 1) où le miroir supérieur est dopé p et le miroir inférieur, dopé n. Mais, comme nous allons le montrer, le modèle peut être adapté à d'autres structures de VCSELS.

### I.1 Résistance des miroirs de Bragg

Comme il a été expliqué dans le Chapitre 2, en empilant successivement de fines couches d'AlAs et d'AlGaAs, il apparaît une barrière de potentiel à l'interface. Au contact, il y a alignement des deux niveaux de Fermi et donc création d'une zone de charge d'espace avec une tension de diffusion  $V_d$ . Cette différence de potentiel va dépendre de la largeur de bande interdite des deux semiconducteurs et du dopage.

La Figure IV. 2 présente le diagramme de bandes du VCSEL.

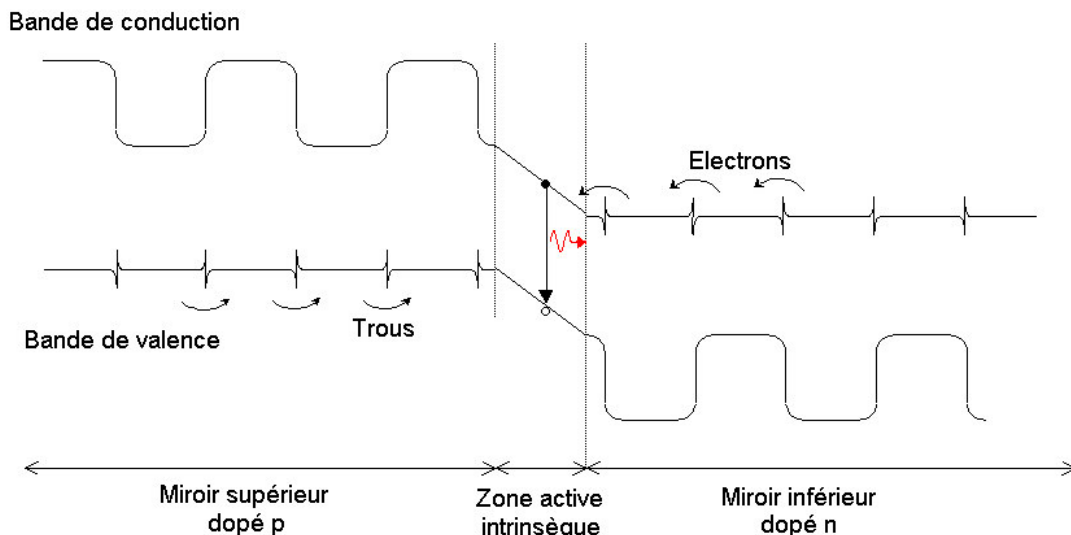


Figure IV. 2 : diagramme de bande du VCSEL

Pour le miroir de Bragg supérieur s'il est dopé p, les porteurs s'accumulent aux interfaces et génèrent une courbure de bande. Ces barrières de potentiel vont s'opposer au passage du courant contraignant les porteurs à les franchir par effet tunnel ou thermoïonique. Ce phénomène se traduit par des résistances à chaque interface. Il y a autant de résistances que de couches, nous les réduirons en une résistance équivalente ( $R_{msup}$  pour le réflecteur supérieur et  $R_{minf}$  pour le réflecteur inférieur). En général, la valeur des  $R_m$  est comprise dans la résistance série du composant.

Si pour un VCSEL à implantation de protons, elle n'est que d'une trentaine d'ohms, pour les premiers VCSELS et les VCSELS à diaphragme d'oxyde, elle avoisine les 100 ohms <sup>[8]</sup>. Plusieurs paramètres ont été modifiés pour réduire cette résistance notamment le dopant et la variation de la fraction molaire x de l' $Al_xGa_{1-x}As$  (cf. Chapitre 2, Figure II. 1) pour obtenir un profil parabolique <sup>[9]</sup>.

## **I.2 Capacités des miroirs de Bragg**

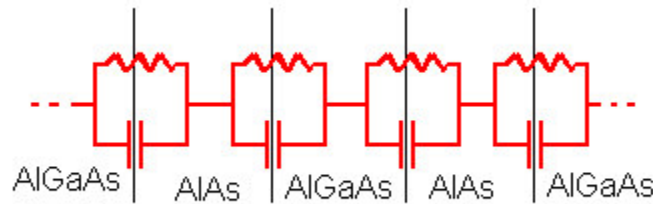
Lorsque l'hétérojonction est polarisée, la largeur de la zone de charge d'espace entre chaque interface va être modulée. Ce phénomène génère une capacité différentielle dont la valeur dépend de la forme de cette zone de charge d'espace. Si il y a accumulation de porteurs, la capacité aura une valeur assez élevée (miroir dopé n, discontinuité de la bande de conduction) mais, si il y a déplétion (miroir dopé p, bande de conduction continue), la capacité sera très faible.

L'accumulation de porteurs au niveau de l'interface miroir et implantation de protons est également à l'origine d'une capacité parasite dans le miroir supérieur. Cette capacité mise en parallèle avec celle des hétérojonctions sera prise en compte dans la capacité équivalente du miroir supérieur.

## **I.3 Bilan sur les deux miroirs**

Ainsi, chaque miroir peut être représenté par des cellules RC distribuées (Figure IV. 3) dont les valeurs des capacités et des résistances dépendront de la géométrie et du dopage de chaque couche.





**Figure IV. 3 : Schéma équivalent d'un empilement d'hétérojonctions**

D'après la Figure IV. 2, la bande de conduction du miroir supérieur varie continûment, mais les électrons vont être confrontés aux barrières de potentiel qui vont générer des résistances non négligeables. Cette variation continue va engendrer un faible courant d'électrons donc une faible capacité <sup>[10]</sup>. Mais la capacité parasite due à l'implantation de protons ne nous permet pas de négliger les effets capacitifs dans ce miroir. On représente donc le miroir supérieur par la résistance  $R_{msup}$  en parallèle avec la capacité  $C_{msup}$  de la Figure IV. 1.

Dans le miroir inférieur, le schéma est inversé, la bande de conduction présente des discontinuités qui sont à l'origine d'un fort courant d'électrons et d'une capacité importante. Par contre, les barrières de potentiel sont assez fines pour que les électrons traversent majoritairement les discontinuités par effet tunnel. La résistance du miroir inférieur est donc très faible. Les phénomènes électriques dans le miroir inférieur peuvent alors être modélisés par la capacité  $C_{minf}$  en parallèle avec la résistance  $R_{minf}$  de la Figure IV. 1.

#### **I.4 Autres structures**

Le modèle électrique du VCSEL à implantation de protons peut être légèrement transformé pour s'adapter aux autres types de VCSEL. Le circuit équivalent de la zone active reste identique quelle que soit la structure; par contre les différentes méthodes de confinement électrique dans les DBR vont modifier les résistances  $R_m$  et capacité  $C_m$ .

La Figure IV. 4 présente le schéma électrique équivalent d'un VCSEL à confinement par diaphragme d'oxyde. Dans ce cas, le passage du courant dans le miroir de Bragg supérieur, s'il est dopé p, se traduit par un effet résistif ( $R_{msup}$ ) et capacitifs ( $C_{msup}$ ). Les interfaces entre le diaphragme d'oxyde et le miroir de Bragg sont représentées par la capacité  $C_{ox}$  mise en parallèle avec  $R_{ox}$ . Quant à la cavité et au miroir inférieur, de structure identique aux VCSELs à implantation de protons, ils sont modélisés par le même schéma équivalent. Globalement, la résistance série du VCSEL à diaphragme d'oxyde avoisine la centaine

d'Ohm, valeur beaucoup plus élevée que celle d'un VCSEL à implantation de protons qui est de l'ordre de la trentaine d'ohms.

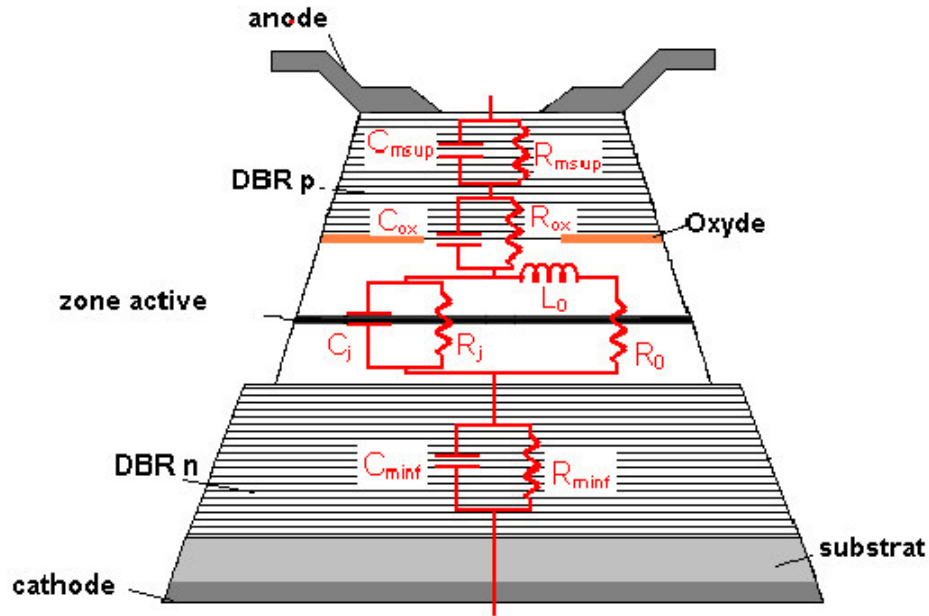


Figure IV. 4 : schéma équivalent comportemental d'un VCSEL à diaphragme d'oxyde

Il est également intéressant d'adapter le modèle aux structures méso. La Figure IV. 5 propose un schéma équivalent pour un mesa avec anode située au-dessus du miroir supérieur (Figure IV. 5-a) et avec anode directement en contact avec la cavité (Figure IV. 5-b).

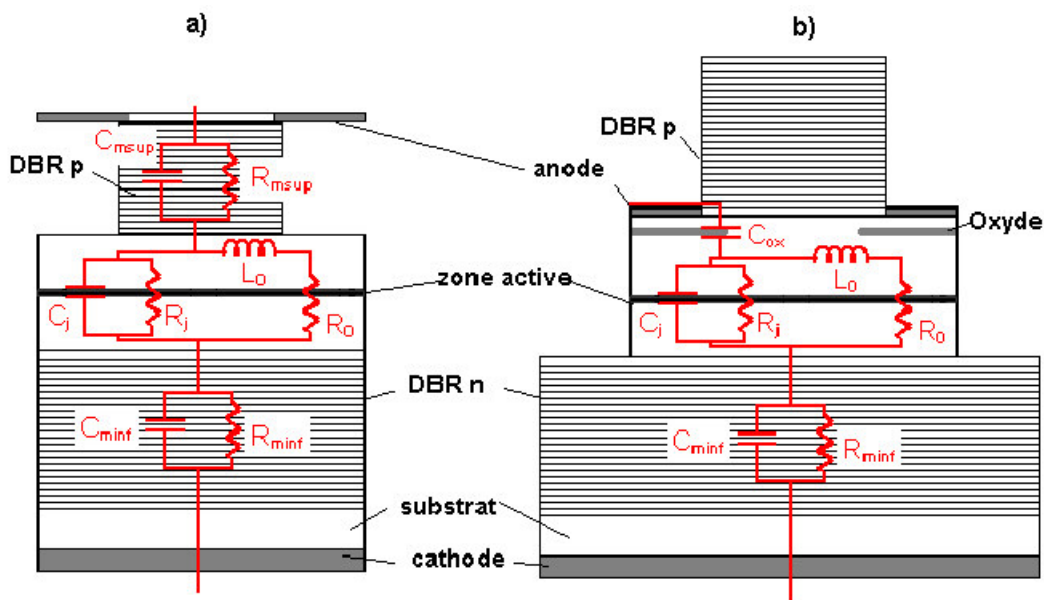


Figure IV. 5 : Schéma électrique équivalent comportemental de VCSELs méso

Dans le premier cas (Figure IV. 5- a), le miroir de Bragg supérieur, dopé p, est traversé par le courant sans être confronté à des effets capacitifs parasites. Le comportement électrique de ce miroir est donc représenté simplement par une résistance ( $R_{msup}$ ). Compte tenu de la structure de la partie inférieure du composant, le schéma électrique équivalent de la cavité et du DBR inférieur reste identique à celui du VCSEL à implantation de protons.

Pour la structure de la Figure IV. 5-b, le miroir de Bragg supérieur n'est pas traversé par le courant, mais celui-ci est guidé à l'intérieur de la cavité vers la zone active en contournant une zone oxydée générant une capacité parasite  $C_{ox}$ . Le reste du modèle correspondant à une structure identique à celle des autres VCSELs est encore une fois inchangé.

Pour les autres modèles de VCSELs <sup>[11]</sup>, la démarche sera toujours la même. Il suffira d'adapter les paramètres du schéma équivalent en fonction de la géométrie des miroirs de Bragg et de leur dopage en retenant que les DBR en AlGaAs/AlAs dopés p génèrent des résistances et les miroirs dopés n, des capacités.

## II. Inclusion des phénomènes parasites

Le schéma électrique équivalent de la Figure IV. 1 a été établi en partant des propriétés physiques du VCSEL lui même, mais expérimentalement nous devons passer par un circuit électronique pour accéder à ces paramètres.

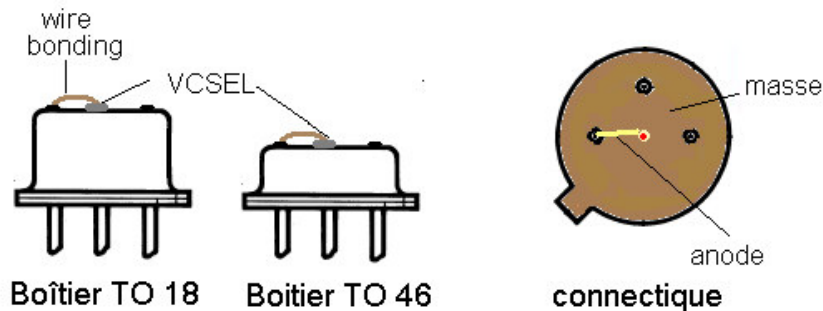


Figure IV. 6 : VCSEL monté en boîtier

Nous allons donc nous intéresser maintenant à la puce laser dans son environnement électronique qu'elle soit montée en boîtier (Figure IV. 6) ou bien intégrée en barrette (Figure IV. 7).

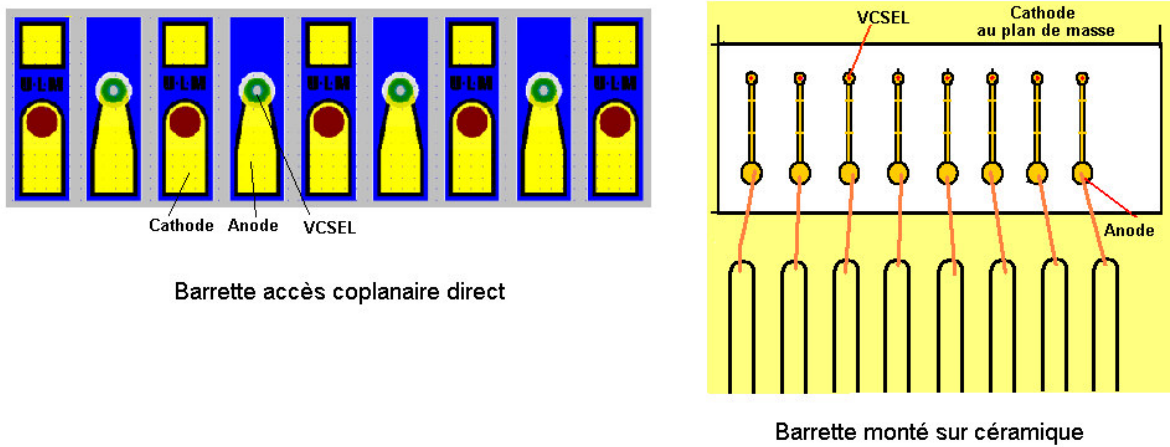


Figure IV. 7 : barrettes de VCSELs

Typiquement, les accès électriques à une puce laser montée en boîtier sont représentés par une cellule RLC :

- Une inductance  $L_p$  modélise les fils de liaison
- Une capacité  $C_p$  correspond au boîtier ou au substrat
- La résistance série  $R_s$  traduit les pertes dans la connexion entre le circuit électronique et la diode laser, dans le cas du VCSEL cette résistance ne peut pas être mesurée directement à partir de la pente de la caractéristique courant-tension comme dans les diodes laser classiques. Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 3, la pente de la caractéristique  $V(I)$  correspond à la somme de la résistance série et de la résistance des miroirs de Bragg.

Ce modèle est le schéma équivalent d'un composant monté en boîtier, il s'adapte aux composants montés en barrette à condition de modifier l'inductance  $L_p$  et la capacité  $C_p$  afin de traduire la réduction des pertes et des longueurs de connexions.

La Figure IV. 8 représente le schéma électrique complet du VCSEL, il se décompose en deux parties, la partie boîtier et la partie composant interne.

Sur cette figure, la puissance optique émise par le laser est analogue à une source de tension commandée directement proportionnelle au courant traversant la branche  $L_0R_0$  <sup>[1]</sup>. En effet, comme il sera démontré dans la suite de ce chapitre, le nombre de photons en régime petit signal est directement relié au courant  $i$  circulant dans  $L_0R_0$ . C'est pourquoi la puissance optique émise assimilée à la tension  $V$  est le produit  $hi$  où, par analogie,  $h$  est un coefficient de transimpédance.

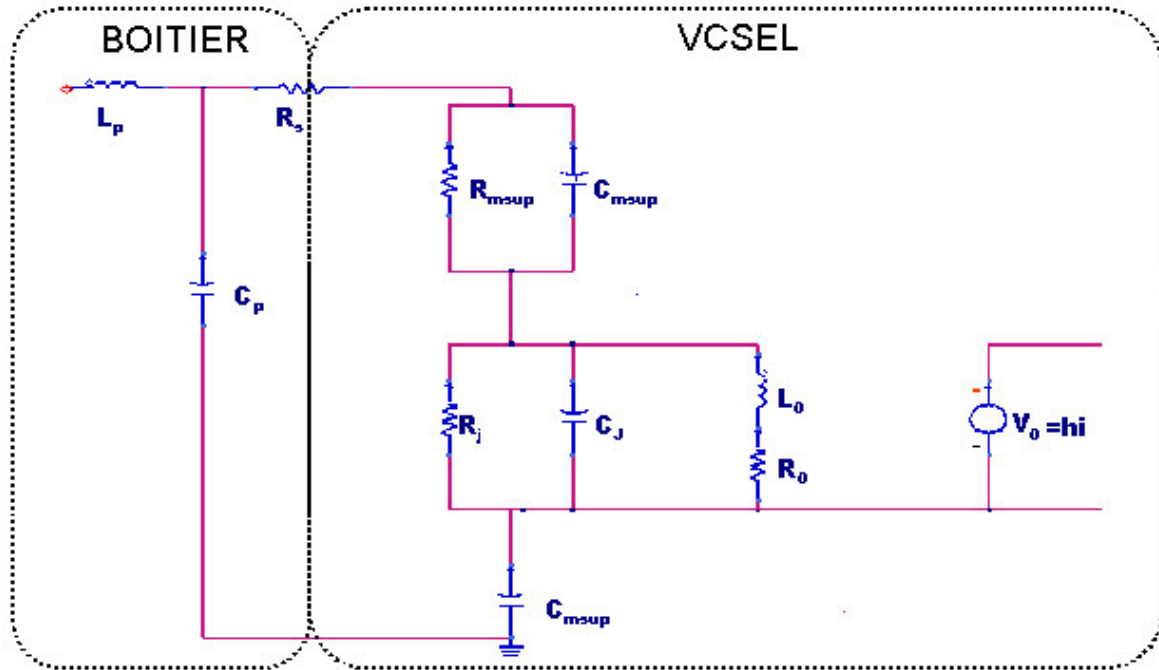


Figure IV. 8 : schéma équivalent du composant complet : VCSEL + boîtier

### III. Linéarisation des équations d'évolution

Pour relier notre schéma électrique équivalent aux paramètres intrinsèques du VCSEL, il a fallu adapter les équations d'évolution du nombre de porteurs et de photons à une modulation faible indice, permettant de les linéariser et d'identifier ensuite ce nouveau système d'équations d'évolution aux équations du circuit.

Nous partons des équations présentées dans le Chapitre 2 :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i \cdot I}{q \cdot N_w} - (A + B \cdot N) \cdot N - g_0 \cdot \frac{N - N_{tr}}{1 + \varepsilon \cdot P} \cdot P \quad (4.1)$$

$$\frac{dP}{dt} = N_w \cdot \Gamma \cdot \beta \cdot B \cdot N^2 + N_w \cdot g_0 \cdot \frac{N - N_{tr}}{1 + \varepsilon \cdot P} \cdot P - \frac{P}{\tau_p} \quad (4.2)$$

Pour simplifier les notations, posons :

$$R_{sp} = N_w \cdot \Gamma \cdot \beta \cdot B \quad \text{et} \quad g_0 = v_{gr} \cdot \Gamma \cdot \frac{a}{V_{act}} \quad (4.3)$$

Si l'on injecte un courant de polarisation non plus continu mais correspondant à un signal de modulation sous la forme d'un courant sinusoïdal  $\Delta I(t)$  superposé au courant continu de polarisation  $I_0$ , tel que:

$$I(t) = I_0 + \Delta I(t) \quad (4.4)$$

Le nombre de porteurs et le nombre de photons varieront en fonction du temps selon la même forme que le courant injecté, on les note alors :

$$N(t) = N_0 + \Delta N(t) \quad (4.5)$$

$$P(t) = P_0 + \Delta P(t) \quad (4.6)$$

Si l'on fait l'hypothèse d'une modulation petit signal (c'est à dire  $\Delta I \ll I_0$ ,  $\Delta N \ll N_0$  et  $\Delta P \ll P_0$ ), cela revient à dire que  $\Delta I$ ,  $\Delta N$  et  $\Delta P$  correspondent aux variations élémentaires autour de  $I_0$ ,  $N_0$ , et  $P_0$  respectivement.

Il est alors possible d'obtenir les équations d'évolution de la variation du nombre de photons

$$\frac{d\Delta P}{dt} \quad \text{et du nombre de porteurs} \quad \frac{d\Delta N}{dt} .$$

Posons  $\dot{P} = \frac{dP}{dt}$  et  $\dot{N} = \frac{dN}{dt}$ , les expressions deviennent donc  $\Delta\dot{P}$  et  $\Delta\dot{N}$ .

Or, d'après les équations d'évolution (4.1) et (4.2),  $\dot{N}$  dépend de  $N$ ,  $P$  et  $I$ , et  $\dot{P}$  dépend de  $N$ ,  $P$ .

$\Delta\dot{P}$  et  $\Delta\dot{N}$  vérifient alors :

$$\Delta\dot{P}(N, P) = \frac{\partial\dot{P}}{\partial N} \cdot \Delta N + \frac{\partial\dot{P}}{\partial P} \cdot \Delta P \quad (4.7)$$

$$\Delta\dot{N}(N, P, I) = \frac{\partial\dot{N}}{\partial I} \cdot \Delta I + \frac{\partial\dot{N}}{\partial N} \cdot \Delta N + \frac{\partial\dot{N}}{\partial P} \cdot \Delta P \quad (4.8)$$

avec :

$$\frac{\partial \dot{P}}{\partial N} = 2 \cdot R_{sp} \cdot N_0 + N_w \cdot g_0 \cdot \frac{P_0}{1 + \varepsilon \cdot P_0} \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial \dot{P}}{\partial P} = N_w \cdot g_0 \cdot \frac{N_0 - N_{tr}}{(1 + \varepsilon \cdot P_0)^2} - \frac{1}{\tau_p} \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial \dot{N}}{\partial I} = \frac{\eta_i}{q \cdot N_w} \quad (4.11),$$

$$\frac{\partial \dot{N}}{\partial N} = -A - 2 \cdot B \cdot N_0 - g_0 \cdot \frac{P_0}{1 + \varepsilon \cdot P_0} \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial \dot{N}}{\partial P} = -g_0 \cdot \frac{N_0 - N_{tr}}{(1 + \varepsilon \cdot P)^2} \quad (4.13)$$

On en déduit alors les équations d'évolution du VCSEL linéarisées en régime petit signal :

$$\frac{d\Delta P}{dt} = N_w \left( \Gamma \cdot 2 \cdot \beta \cdot B \cdot N_0 + g_0 \cdot \frac{P_0}{1 + \varepsilon \cdot P_0} \right) \cdot \Delta N + \left( N_w g_0 \cdot \frac{N_0 - N_{tr}}{(1 + \varepsilon \cdot P_0)^2} - \gamma_p \right) \cdot \Delta P \quad (4.14)$$

$$\frac{d\Delta N}{dt} = \frac{\eta_i}{q \cdot N_w} \cdot \Delta I - g_0 \cdot \frac{N_0 - N_{tr}}{(1 + \varepsilon \cdot P_0)^2} \cdot \Delta P - \left( g_0 \cdot \frac{P_0}{(1 + \varepsilon \cdot P_0)} + A + 2B \cdot N_0 \right) \cdot \Delta N \quad (4.15)$$

Les valeurs du nombre de porteurs  $N_0$  et du nombre de photons  $P_0$  en régime permanent peuvent être considérées comme constantes, ce qui nous permet de poser  $G_0$ , le gain modal en régime permanent tel que :

$$G_0 = g_0 \cdot \frac{N_0 - N_{tr}}{1 + \varepsilon \cdot P_0} \quad (4.16)$$

il est alors possible d'expliciter le terme de compression du gain sous la forme suivante:

$$1 + \varepsilon \cdot P_0 = g_0 \cdot \frac{N_0 - N_{tr}}{G_0} \quad (4.17)$$

Les équations (4.14) et (4.15) deviennent alors :

$$\frac{d\Delta P}{dt} = N_w \left( \Gamma \cdot 2 \cdot \beta \cdot B \cdot N_0 + \frac{G_0}{N_0 - N_{tr}} \cdot P_o \right) \cdot \Delta N + \left( N_w \cdot \frac{G_0^2}{g_0 \cdot (N_0 - N_{tr})} - \gamma_p \right) \cdot \Delta P \quad (4.18)$$

$$\frac{d\Delta N}{dt} = \frac{\eta_i}{q \cdot N_w} \cdot \Delta I - \frac{G_0^2}{g_0 \cdot (N_0 - N_{tr})} \cdot \Delta P - \left( \frac{G_0}{N_0 - N_{tr}} \cdot P_o + A + 2B \cdot N_0 \right) \cdot \Delta N \quad (4.19)$$

#### **IV. Paramètres du schéma électrique équivalent de la cavité en fonction des paramètres intrinsèques du VCSEL.**

En reprenant le schéma équivalent de la zone active, nous avons désigné les tensions et courants de chaque branche comme l'indique la Figure IV. 9 où :

- $\Delta I$  est la composante variable du courant injecté dans la cavité.
- $\Delta V$  est la composante variable de la tension aux bornes de la zone active
- $i$  est le courant équivalent à la variation du flux de photons dans la cavité.

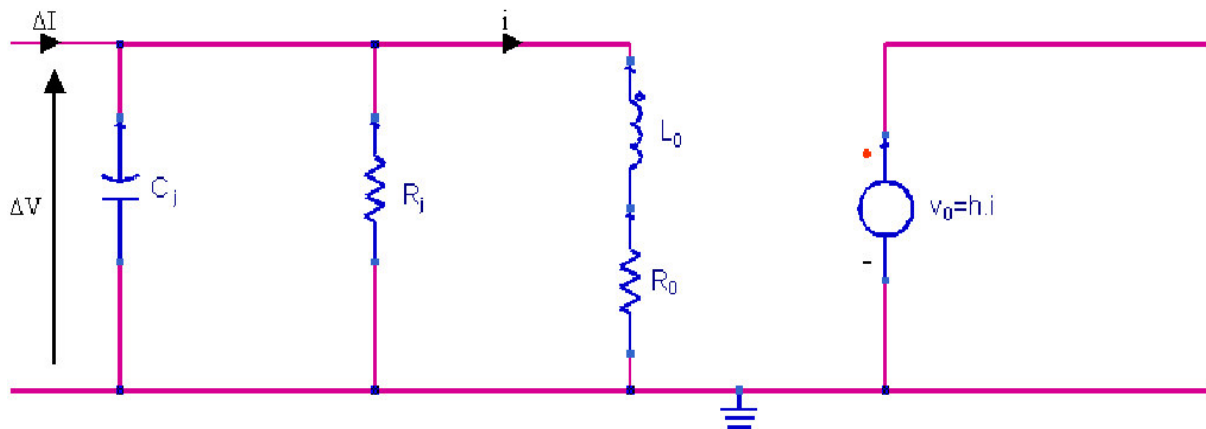


Figure IV. 9 : circuit équivalent de la cavité du VCSEL

A partir de la loi des mailles on obtient :

- l'équation décrivant l'évolution de la tension aux bornes de  $C_j R_j$  en fonction du temps :

$$\frac{d\Delta V}{dt} = \frac{\Delta I}{C_j} - \frac{\Delta V}{R_j C_j} - \frac{i}{C_j} \quad (4.20)$$



- l'équation régissant l'évolution du courant dans la branche  $L_0R_0$  :

$$\frac{di}{dt} = \frac{\Delta V}{L_0} - \frac{R_0}{L_0} i \quad (4.21)$$

Or, si l'on considère l'équation suivante :

$$V(I) = R_s \cdot I + V_D \quad (4.22)$$

où  $V_D$  est la tension aux bornes de la zone active

En partant de la caractéristique  $I(V)$  relevée expérimentalement pour le VCSEL, nous pouvons utiliser l'équation précédente pour obtenir la courbe  $V_D(I)$  dont l'allure est présentée sur la Figure IV. 10.

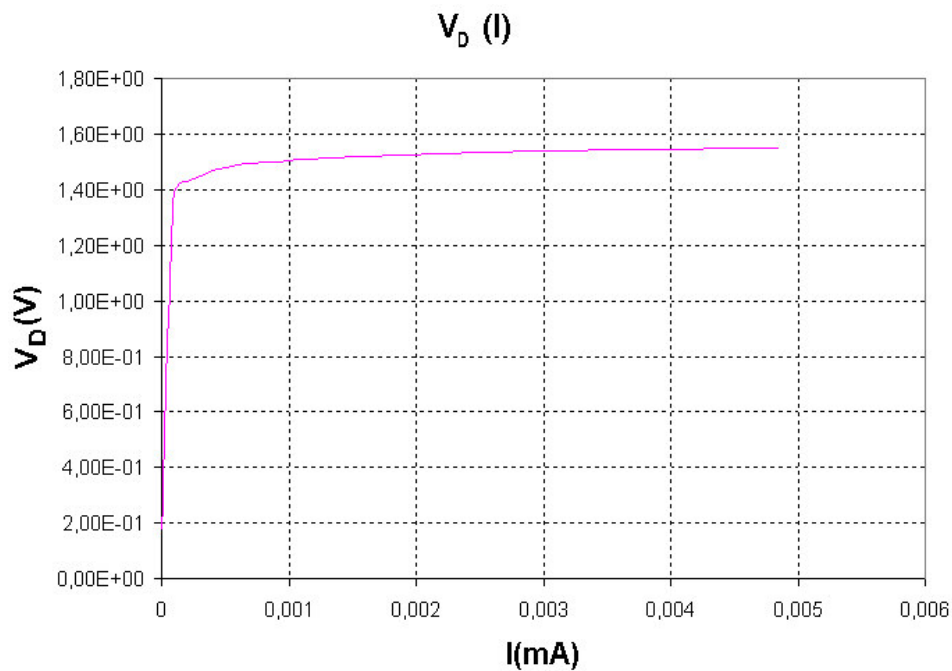


Figure IV. 10 : courbe  $V_D(I)$

Par approximation logarithmique on obtient alors la loi de variation de  $V_D$  en fonction de  $I$  tel que :

$$V_D = V_T \cdot \ln\left(\frac{I}{I_{sat}} + 1\right) \quad (4.23)$$

$V_T$  est une constante qui dépend du matériau, elle est en général égale à  $\frac{m \cdot k \cdot T}{q}$ , et  $m$  est le coefficient d'idéalité de la diode pour le VCSEL, il est compris entre 1 et 3.

$I_s$  est le courant de saturation de la diode.

En dérivant l'expression (4.23), on obtient alors l'égalité :

$$\frac{\Delta V}{V_T} = \frac{\Delta I}{I_0} \quad (4.24)$$

On sait par ailleurs que :

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \frac{\Delta I}{I_0} \quad (4.25)$$

On en tire l'égalité entre les trois termes qui nous servira à confronter les équations du circuit aux équations d'évolutions linéarisées.

L'équation d'évolution du nombre de porteurs en régime petit signal peut alors être identifiée à l'équation (4.20) :

$$\frac{d\Delta N}{dt} = \frac{N_0}{V_T} \cdot \frac{d\Delta V}{dt} \quad (4.26)$$

c'est à dire :

$$\begin{aligned} & \frac{\eta_i}{q \cdot N_w} \cdot \Delta I - \frac{G_0^2}{g_0 \cdot (N_0 - N_{tr})} \cdot \Delta P - \left( \frac{G_0}{N_0 - N_{tr}} \cdot P_o + A + 2 \cdot B \cdot N_0 \right) \cdot \Delta N \\ & = \frac{N_0}{V_T \cdot C_j} \cdot \Delta I - \frac{N_0}{V_T \cdot R_j \cdot C_j} \cdot \Delta V - \frac{N_0}{V_T \cdot C_j} \cdot i \end{aligned} \quad (4.27)$$

En identifiant membre à membre la relation (4.27), on obtient directement la capacité  $C_j$  en fonction des paramètres internes

$$C_j = \frac{N_0 \cdot q \cdot N_w}{V_T \cdot \eta_i} \quad (4.28)$$

et la résistance  $R_j$  :

$$R_j = \left[ \frac{N_0 \cdot q \cdot N_w}{V_T \cdot \eta_i} \cdot \left( \frac{G_0}{N_0 - N_{tr}} \cdot P_o + A + 2 \cdot B \cdot N_0 \right) \right]^{-1} \quad (4.29)$$

Le dernier membre permet d'exprimer  $\Delta P$  en fonction du courant qui passe dans la branche  $L_0 R_0$  :

$$\Delta P = \frac{g_0 \cdot (N_0 - N_{tr})}{G_0^2} \cdot \frac{N_0}{V_T \cdot C_j} \cdot i \quad (4.30)$$

En multipliant l'équation (4.21) par le terme  $\frac{g_0 \cdot (N_0 - N_{tr})}{G_0^2} \cdot \frac{N_0}{V_T \cdot C_j}$ , il est possible de

l'identifier à l'équation d'évolution des photons en régime petit signal (4.14), tel que :

$$\begin{aligned} N_w \cdot \left( \Gamma \cdot 2 \cdot \beta \cdot B \cdot N_0 + \frac{G_0}{N_0 - N_{tr}} \cdot P_o \right) \cdot \Delta N + \left( N_w \cdot \frac{G_0^2}{g_0 \cdot (N_0 - N_{tr})} - \gamma_p \right) \cdot \Delta P \\ = \frac{g_0 \cdot (N_0 - N_{tr})}{G_0^2} \cdot \frac{N_0}{V_T \cdot C_j} \cdot \left( \frac{\Delta V}{L_0} - \frac{R_0}{L_0} \cdot i \right) \end{aligned} \quad (4.31)$$

soit :

$$N_w \cdot \left( \Gamma \cdot 2 \cdot \beta \cdot B \cdot N_0 + \frac{G_0}{N_0 - N_{tr}} \cdot P_o \right) = \frac{g_0 \cdot (N_0 - N_{tr})}{G_0^2} \cdot \frac{N_0}{V_T \cdot C_j} \cdot \frac{V_T}{N_0 \cdot L_0} \quad (4.32)$$

Par identification membre à membre, on obtient une relation entre l'inductance  $L_0$  et les paramètres internes du composant :

$$L_0 = \left[ \frac{N_o \cdot q \cdot N_w}{V_T \cdot \eta_i} \cdot \left( \frac{G_0^2}{g_0 \cdot (N_0 - N_{tr})} \cdot N_w \cdot \left( \Gamma \cdot 2 \cdot \beta \cdot B \cdot N_0 + \frac{G_0}{N_0 - N_{tr}} \cdot P_o \right) \right) \right]^{-1} \quad (4.33)$$

ainsi qu'une relation entre le stockage d'énergie électromagnétique ( $L_0$ ) et les pertes dans la cavité ( $R_0$ ) :

$$R_0 = L_0 \cdot \left( \gamma_p - N_w \cdot \frac{G_0^2}{g_0 \cdot (N_0 - N_{tr})} \right) \quad (4.34)$$

En remplaçant dans chaque équation  $G_0$  par l'expression (2.70) établie au Chapitre 2 :

$$G_0 = \frac{\eta_i \cdot (I_0 - I_s)}{q \cdot N_w \cdot P_0} \quad (4.35)$$

les paramètres du schéma électrique équivalent peuvent alors être calculés en fonction des conditions de polarisation ( $I_0, I_s$ ) :

$$R_j = \frac{V_T}{N_0} \cdot \frac{1}{\left( \frac{I_0 - I_s}{N_0 - N_{tr}} + \frac{q \cdot N_w}{\eta_i} \cdot (A + 2 \cdot B \cdot N_0) \right)} \quad (4.36)$$

$$L_0 = \frac{V_T}{N_0} \cdot \frac{q}{\eta_i} \cdot \frac{P_0^2 \cdot g_0 \cdot (N_0 - N_{tr})}{(I_0 - I_s)^2} \cdot \frac{1}{\Gamma \cdot 2 \cdot \beta \cdot B \cdot N_0 + \frac{\eta_i}{q \cdot N_w} \cdot \frac{I_0 - I_s}{N_0 - N_{tr}}} \quad (4.37)$$

$$R_0 = L_0 \cdot \left( \gamma_p - \frac{\eta_i^2 \cdot (I_0 - I_s)^2}{q^2 \cdot N_w \cdot P_0^2 \cdot g_0 \cdot (N_0 - N_{tr})} \right) \quad (4.38)$$

Une autre relation peut s'ajouter aux précédentes pour déterminer le rapport  $\frac{L_0}{R_0}$ . En

effet si l'on tient compte du fait que la branche  $L_0 R_0$  traduit le comportement des photons dans la cavité, il est alors possible de relier le coefficient d'amortissement de cette branche à l'amortissement de l'onde optique dans la cavité, à travers la définition du facteur de qualité (Q) du résonateur optique.

$$Q = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_{\text{exp}}} \quad (4.39)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde de résonance et  $\Delta\lambda_{\text{exp}}$  la largeur de raie (susceptible d'être déterminée expérimentalement).

Or ce facteur de qualité correspond à celui de la branche  $R_0 L_0$  :

$$Q = \frac{L_0 \cdot \omega_0}{R_0} = \frac{2 \cdot \pi \cdot c}{\lambda_0} \cdot \frac{L_0}{R_0} \quad (4.40)$$

où  $\omega_0$  est la pulsation de résonance.

Il est donc possible d'évaluer expérimentalement le rapport  $L_0$  sur  $R_0$  en fonction de la longueur d'onde d'émission et de la largeur de raie :

$$\frac{L_0}{R_0} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda_{\text{exp}} \cdot 2 \cdot \pi \cdot c} \quad (4.41)$$

Pour un VCSEL présentant une longueur d'onde de résonance de l'ordre de 850nm et une largeur de raie monomode de 10pm, le rapport  $\frac{L_0}{R_0}$  est voisin de 40 ps.

## **V. Ordres de grandeurs des paramètres du schéma équivalent**

La modélisation d'un composant (électronique ou optoélectronique) est toujours confrontée à l'estimation de ses paramètres intrinsèques. Ces valeurs sont soit considérées comme confidentielles par le fabricant soit connues de façon imprécise car difficilement accessibles par la mesure. Afin de valider notre modèle, il a donc fallu estimer des intervalles de valeurs dans lesquels se trouvent  $R_j$ ,  $C_j$ ,  $L_0$  et  $R_0$ . Dans un premier temps, nous nous sommes inspirés des valeurs obtenues par les travaux effectués sur les diodes lasers DFB, mais les limites des VCSELS telles que la courte longueur d'onde d'émission et la zone active à puits quantiques n'ont pas permis de conserver ces valeurs.

Après avoir minimisé le nombre de grandeurs intrinsèques intervenant dans les équations d'évolution linéarisées, nous avons cherché à établir des fourchettes de valeurs des paramètres restant à partir de la littérature et des données constructeurs afin de déterminer des ordres de grandeurs des paramètres du circuit équivalent, du nombre de porteurs et du nombre de photons.

En définitive 9 paramètres interviennent dans la modélisation: le coefficient de recombinaison non-radiative  $A$ , le coefficient de recombinaison bimoléculaire  $B$ , le nombre de porteurs à la transparence  $N_{\text{tr}}$ , la durée de vie des photons  $\tau_p$ , le coefficient de gain différentiel  $a$ , la vitesse de groupe  $v_{\text{gr}}$ , le facteur de confinement  $\Gamma$ , le coefficient d'émission spontanée  $\beta$ , le rendement quantique interne  $\eta_i$ . Le Tableau 1 regroupe tous ces paramètres et leur plage de valeurs.

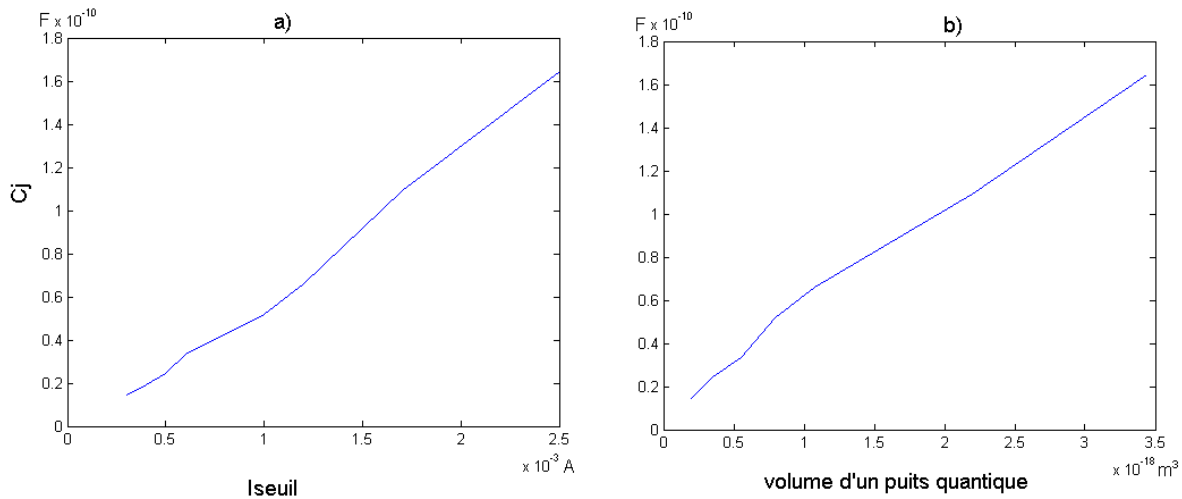
Paramètres	Unités	Valeurs	Références
<b>A</b> Coefficient de recombinaisons non-radiatives	$s^{-1}$	$[1.10^8 ; 1,3 .10^8]$	[12][13][14]
<b>B</b> Coefficient de recombinaisons bimoléculaires	$s^{-1}$	$[0,7 .10^{-16} ; 1,8.10^{-16}] \times V_{act}$	[12] [15] [6] [14] [16]
$N_{tr}$ Nombre de porteurs à la transparence	-	$[0,83. 10^{24} ; 4,4.10^{24}] \times V_{act}$	[17][16][14][6][15] [12] [13]
$\tau_p$ Durée de vie des photons	ps	[1; 6]	[13][12][18]
<b>a</b> Coefficient de gain différentiel	$m^2$	$[0,2.10^{-20} ; 3,7.10^{-20}]$	[15] [17] [19] [18]
$v_{gr}$ Vitesse de groupe	$m.s^{-1}$	$[8,33.10^7 ; 8,6.10^7]$	[15] [17] [19] [18][12]
$\Gamma$ Facteur de confinement	-	[0,045 ; 0,06]	[15] [19][12][13]
$\beta$ Coefficient d'émission spontanée	-	$[10^{-5} ; 10^{-4}]$	[20][19][21] [22]
$\eta_i$ Rendement quantique interne	-	[0,6 ; 0,86 ]	[15] [12][13]

Tableau 1 : intervalles de valeurs des paramètres intrinsèques du VCSEL en GaAs

Nous avons tout d'abord estimé le rapport  $\frac{L_0}{R_0}$  à partir de la longueur d'onde et de la largeur de raie déterminées à partir des valeurs mesurées et des données constructeurs. Pour une longueur d'onde comprise entre 840 et 860 nm et une largeur de raie entre 5 et 50 pm ,  $\frac{L_0}{R_0}$  est compris entre 0,7 ps et 8 ps.

En injectant les valeurs du Tableau 1 dans les expressions (4.40) et (4.41), on obtient des valeurs de  $R_0$  comprise entre 0,1 et 1 $\Omega$  pour des valeurs de  $L_0$  entre 15 et 30pH.

La valeur de la capacité  $C_j$  varie selon le courant de polarisation, le courant de seuil et le volume de la zone active. Prenons par exemple des VCSELs de zone active à trois puits quantiques dont le courant de seuil varie de 0,3mA à 2,5mA proportionnellement au volume qui évolue de  $0,2 \cdot 10^{-19}$  à  $3,5 \cdot 10^{-18}$  m<sup>3</sup> et fonctionnant chacun au courant de polarisation de 5mA. D'après l'équation (4.23) et, avec les valeurs du Tableau 1, la capacité croît de 14 à 160pF quand le courant de seuil (respectivement le volume de zone active) augmente comme l'indique la Figure IV. 11.

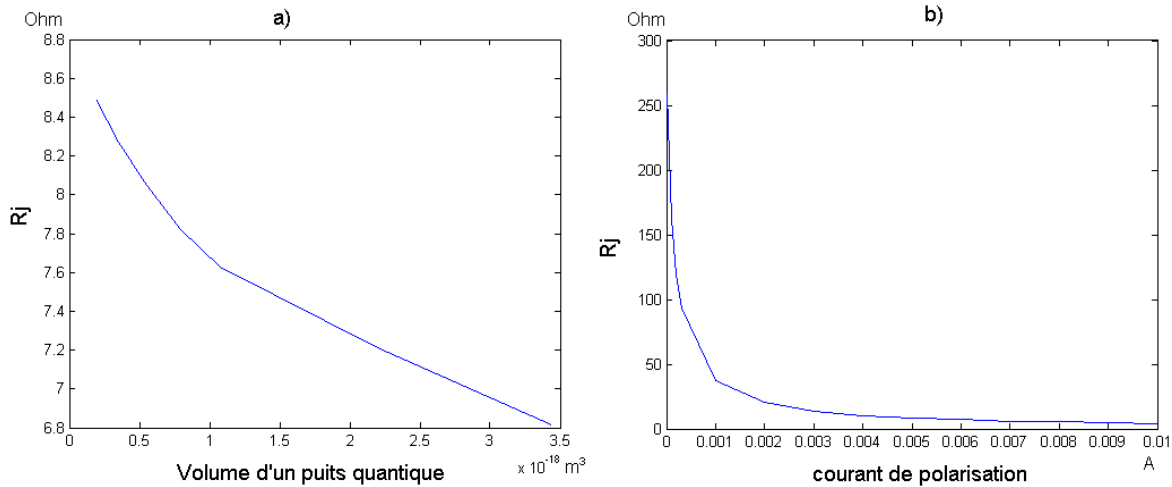


**Figure IV. 11 : évolution de la valeur de la capacité  $C_j$  en fonction du courant de seuil (a) et du volume d'un puits quantique (b) à un courant de polarisation de 5 mA**

La résistance  $R_j$  varie, elle aussi, en fonction du courant de seuil et du volume de la zone active mais elle dépend principalement du courant de polarisation.

Pour les mêmes VCSELs que précédemment fonctionnant à 5 mA, la résistance  $R_j$  décroît de 8,5 à 6,8  $\Omega$  lorsque le volume d'un puits quantique augmente comme le montre la Figure IV. 12 a).

Cette résistance diminue comme l'indique la Figure IV. 12 b) lorsque le courant de polarisation augmente. Dans un VCSEL de volume de puits quantique proche de  $2 \cdot 10^{-19} \text{ m}^3$ , si le courant tend vers 0,  $R_j$  avoisine  $260 \Omega$ ; au seuil ( $0,3 \text{ mA}$ ), elle est de l'ordre de  $94 \Omega$ , puis elle diminue pour atteindre  $4,3 \Omega$  à  $10 \text{ mA}$ , valeur qui est minimale car au-delà de  $10 \text{ mA}$ , ce VCSEL entre en régime de saturation.



**Figure IV. 12 : évolution de la résistance  $R_j$  a) en fonction du volume de zone active pour un courant de polarisation constant à  $5 \text{ mA}$  b) en fonction du courant de polarisation pour un VCSEL avec un volume de puits quantique de  $2 \cdot 10^{-19} \text{ m}^3$  et un courant de seuil de  $0,3 \text{ mA}$ .**

## VI. Approche hyperfréquence : paramètres S de la zone active

Pour valider le modèle, l'étude expérimentale a consisté à mesurer les paramètres de dispersion  $S_{11}$  et  $S_{21}$  du VCSEL à l'analyseur de réseau vectoriel.

Pour cela, nous avons dû considérer le VCSEL comme un quadripôle fonctionnant dans le domaine des hyperfréquences où le paramètre  $S_{11}$  est le coefficient de réflexion électrique en entrée du composant et le paramètre  $S_{21}$  est le coefficient de transmission du VCSEL, c'est à dire la fonction de transfert du courant en puissance optique.

La Figure IV. 13 représente les différentes entrées sorties du quadripôle Q (qui est dans notre cas le VCSEL).



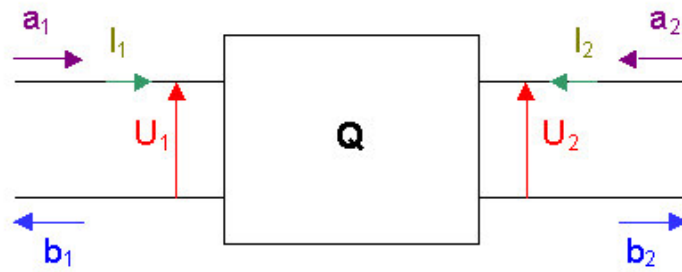


Figure IV. 13 :quadripôle VCSEL

$a_1$ ,  $a_2$  sont les ondes incidentes sur le quadripôle et  $b_1$ ,  $b_2$  sont les ondes réfléchies.

$I_1$  et  $U_1$  sont respectivement le courant et la tension d'entrée du quadripôle.

$I_2$  et  $U_2$  sont le courant et la tension de sortie.

Ce qui nous permet en normalisant par rapport à  $50\Omega$  d'obtenir la relation entre les impédances et les paramètres S.

On note :

$$\frac{U_1}{\sqrt{Z_c}} = u_1 = a_1 + b_1 \quad (4.42)$$

$$I_1 \cdot \sqrt{Z_c} = i_1 = a_1 - b_1 \quad (4.43)$$

où  $Z_c$  est l'impédance caractéristique de la ligne d'accès au quadripôle.

Si l'on considère une approche électronique, le quadripôle peut être décrit par sa matrice de transfert telle que :

$$u_1 = z_{11} \cdot i_1 + z_{12} \cdot i_2 \quad (4.44)$$

$$u_2 = z_{21} \cdot i_1 + z_{22} \cdot i_2 \quad (4.45)$$

Dans le cas d'une approche microonde, le quadripôle est explicité grâce à la matrice des paramètres S qui est obtenue à partir du système d'équations suivant :

$$b_1 = S_{11} \cdot a_1 + S_{12} \cdot a_2 \quad (4.46)$$

$$b_2 = S_{21} \cdot a_1 + S_{22} \cdot a_2 \quad (4.47)$$

Il est alors possible de déterminer le coefficient de réflexion en fonction des impédances du quadripôle :

$$S_{11} = \frac{z_{11} - 1}{z_{11} + 1} \quad (4.48)$$

$$S_{21} = \frac{2 \cdot z_{21}}{z_{11} + 1} \quad (4.49)$$

## VII. Fonction de transfert

En remplaçant le quadripôle Q par le circuit équivalent du VCSEL de la Figure IV. 14, les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  peuvent alors être exprimés en fonction de  $R_j$ ,  $C_j$ ,  $L_0$  et  $R_0$ .

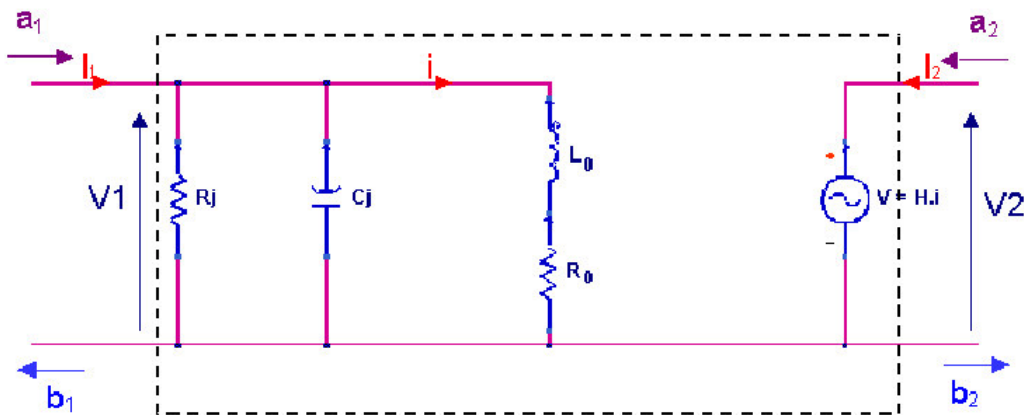


Figure IV. 14 : quadripôle modélisant la zone active du VCSEL.

En posant :

$$Z_j = \frac{1}{\frac{1}{R_j} + j \cdot C_j \cdot \omega} \quad (4.50)$$

$$Z_0 = j \cdot L_0 \cdot \omega + R_0 \quad (4.51)$$

On obtient :

$$Z_{11} = \frac{Z_j \cdot Z_0}{Z_0 + Z_j} \quad (4.52)$$

$$Z_{21} = \frac{H \cdot Z_j}{Z_0 + Z_j} \quad (4.53)$$

En normalisant par rapport à l'impédance caractéristique  $Z_c$  du circuit microonde d'accès, on peut écrire :

$$z_j = \frac{Z_j}{Z_c} \quad \text{et} \quad z_0 = \frac{Z_0}{Z_c} \quad (4.54)$$

Ce qui revient à réduire chaque paramètre du schéma équivalent de la façon suivante:

$$r_0 = \frac{R_0}{Z_c}, \quad r_j = \frac{R_j}{Z_c}, \quad c_j = C_j \cdot Z_c, \quad l_0 = \frac{L_0}{Z_c} \quad \text{et} \quad h = \frac{H}{Z_c}.$$

En injectant les expressions 4.52 dans 4.46 et 4.47, on obtient alors les relations suivantes :

$$S_{11}(\omega) = \frac{r_j \cdot r_0 - r_j - r_0 + j \cdot l_0 \cdot (r_j - 1) \cdot \omega + r_j \cdot l_0 \cdot c_j \cdot \omega^2}{r_j \cdot r_0 + r_j + r_0 + j \cdot l_0 \cdot (r_j + 1) \cdot \omega - r_j \cdot l_0 \cdot c_j \cdot \omega^2} \quad (4.55)$$

$$S_{21}(\omega) = \frac{2 \cdot h \cdot r_j}{(r_0 + r_j + r_0 \cdot r_j) + j \cdot \omega \cdot [r_j \cdot r_0 \cdot c_j + l_0 \cdot (1 + r_j)] - l_0 \cdot c_j \cdot r_j \cdot \omega^2} \quad (4.56)$$

Le paramètre  $S_{21}(\omega)$  est le coefficient de transmission du circuit, il est directement relié à la fonction de transfert du quadripôle laser. En règle générale, cette fonction de transfert est analogue à celle d'un filtre passe bas de Tchebycheff du second ordre. En mesurant le paramètre  $S_{21}(\omega)$  à l'analyseur de réseau vectoriel, on pourra donc s'attendre à obtenir une courbe dont l'allure est présentée sur la Figure IV. 15.

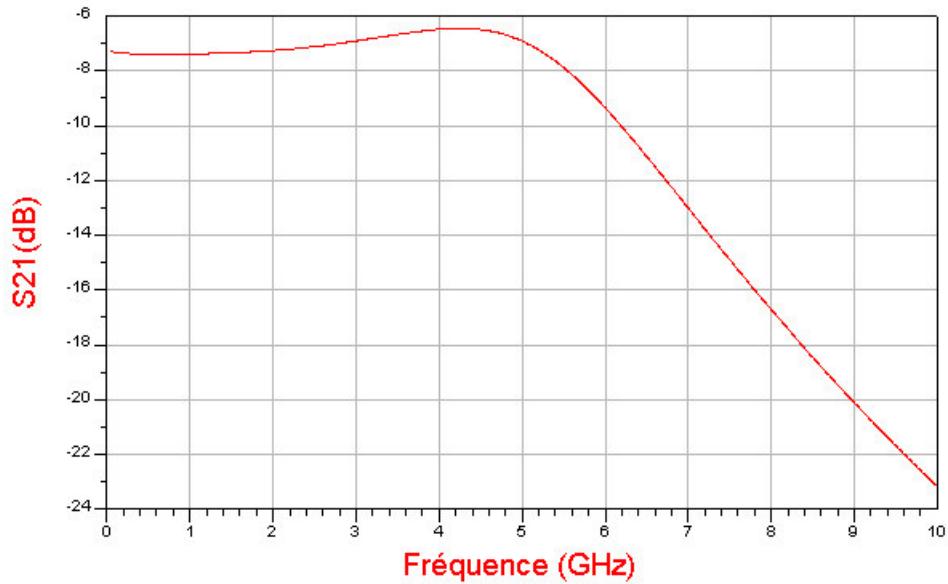


Figure IV. 15 : Filtre passe-bas de Tchebycheff d'ordre 2

Il est donc possible d'expliciter l'expression du  $S_{21}(\omega)$  sous la forme d'un polynôme de Tchebycheff :

$$S_{21} = \frac{A_{vo}}{1 + j \cdot \omega \cdot \frac{2 \cdot \xi}{\omega_n} - \frac{\omega^2}{\omega_n^2}} \quad (4. 57)$$

où :

- $A_{vo}$  est le gain en tension à  $\omega=0$  tel que:

$$A_{vo} = \frac{2 \cdot h \cdot r_j}{r_0 + r_j + r_j \cdot r_0} \quad (4. 58)$$

- $\omega_n$  est la pulsation naturelle du système non amortie telle que:

$$\omega_n = \sqrt{\frac{r_0 + r_j \cdot r_0 \cdot r_j}{l_0 \cdot c_j \cdot r_j}} \quad (4. 59)$$

- $\xi$  est le facteur d'amortissement :

$$2 \cdot \xi = \frac{r_j \cdot r_0 \cdot c_j + l_0 \cdot (1 + r_j)}{\sqrt{(r_0 + r_j + r_j \cdot r_0) \cdot l_0 \cdot c_j \cdot r_j}} \quad (4. 60)$$

On en déduit le facteur de qualité  $Q$  tel que:

$$Q = \frac{1}{2 \cdot \xi} = \frac{\sqrt{(r_0 + r_j + r_0 \cdot r_j) \cdot l_0 \cdot c_j \cdot r_j}}{r_j \cdot r_0 \cdot c_j + l_0 \cdot (1 + r_j)} \quad (4. 61)$$

Toutes ces expressions vont être utilisées dans la validation du modèle. En effet, le gain, la fréquence de résonance et le facteur de qualité nous permettent de remonter aux paramètres internes du VCSEL en passant par le schéma électrique équivalent. A l'inverse, dans le cas où les paramètres internes du VCSEL seraient connus, une telle méthode permettrait la conception d'une électronique de commande en utilisant uniquement des équations de circuit.

### **VIII. Références**

- [1] R. S. Tucker and D. J. Pope, “*Microwave Circuit Models Of Semiconductor Injection Lasers*”, IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques, Vol. MTT-31, No.3, March 1983.
- [2] R. S. Tucker and D. J. Pope, “*Circuit Modeling of the Effect of Diffusion On Damping in a Narrow-Stripe Semiconductor Laser*”, IEEE Journal Of Quantum Electronics, Vol. QE-19, No.7, July 1983.
- [3] Bich-Ha Tran Thi, “*Modélisation du Bruit d’Intensité dans les Lasers InGaAsP. Étude de la Translation du Bruit Basse Fréquence dans la Bande du Signal de Modulation*”, Thèse en Electronique-Optoelectronique, SUPAERO, Décembre 1997.
- [4] G. E. Giudice, D.V. Kuksenkov and H. Temkin, “*Differential Carrier in Oxide-Confined Vertical Cavity Lasers obtained from Electrical Impedance Measurements*”, Applied Physics letters, Vol. 74, No. 7, Février 1999.
- [5] P.R. Brusenbach, S. Swirhun, Uchida, M.Kim and C.Parsons, “*Equivalent Circuit for Vertical-Cavity Top Surface-Emitting Lasers*” , ELECTRONICS LETTERS, Vol.29, No.23, pp.2037, Novembre 1993.
- [6] T.E. Sale, “ *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers* ”, Research Studies Press LTD, 1995.
- [7] L.B. Rosinski, “*Caractérisation Statique et Dynamique de Lasers et Matrices de Lasers à Cavité Verticale Emettant par la Surface*”, Thèse en Electronique et Optronique, Université de Bretagne Occidentale, décembre 1997.
- [8] C. Carlsson, H. Martinsson, R. Schatz, J. Halonen, A. Larsson, “*Analog Modulation Properties of Oxide Confined VCSELS at Microwave Frequencies*”, Journal of Lightwave technology, Vol.20, No. 9, September 2002.

[9] R.F. Kopf, E.F. Schubert, S.W. Downey, A. B. Emerson, “ *N- and P-type Dopant Profiles in Distributed Bragg Reflector Structures and their Effect on Resistance*”, Applied Physics Letters, Vol. 61, No.15, 12 October 1992.

[10] H. Mathieu, “*Physique des Semiconducteurs et Des Composants Electroniques*”, pp.291-334, MASSON, 1990.

[11] K. A. Black, E. S. Björlin, J. Piprek, E. L. Hu, J. E. Bowers, “ *Small-Signal Frequency Response of Long-Wavelength Vertical Lasers* ”, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 13, No. 10, October 2001.

[12] P. V. Mena, “*Circuit-Level Modeling Simulation of Semiconductor Lasers*”, Thesis in Electrical Engineering, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1998.

[13] Matt Bruensteiner et George C. Papen, “ *Extraction of VCSEL Rate-Equation Parameters for Low-Bias System Simulation*” , IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS , Vol.5, No.3, pp.487-493, Mai/Juin 1999.

[14] X. Li, T.E. SALE, G. Knowles, “*Integrated Optical Electronic Modelling of Oxide Confined Visible VCSEL*” , Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser VI, SPIE Proceeding, Vol. 4649, Janvier 2002

[15] L.A. Coldren, S.W. Corzine, “*Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*”, John Wiley & Sons, 1995

[16] M. Müller et al., “*Optically Pumped Semiconductor Thin-Disk Laser With External Cavity Operating at 660nm*” , Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser VI, SPIE Proceeding, Vol. 4649, Janvier 2002

[17] Y. Liu, et al., “ *Simulating the effect of Spatial Hole Burning on the Modulation Response of VCSEL's* ”, Physics and Simulation of Optoelectronic Devices X, SPIE Proceeding Vol4649, Janvier 2002

- [18] Hi. Li , K. Iga, “*Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*”, Springer, 2002.
- [19] A. Valle, et al., “*Nonlinear dynamics of current –modulated multitransverse mode Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers* ”, Physics and Simulation of Optoelectronic Devices X, SPIE Proceeding Vol. 4649, Janvier 2002
- [20] G.P. Agrawal, N.K. Dutta, “*Semiconductor Lasers*”, 2<sup>nd</sup>e édition, Van Nostrand Reinhold, 1993.
- [21] Benjamin P.C. Tsou and David L. Pulfrey, “ *A Versatile Spice Model for Quantum-Well Lasers* ”, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 33, No. 2, Fevrier 1997.
- [22] Sidney C. Kan and Kam Y. Lau, “*Intrinsic Equivalent Circuit of Quantum Well Lasers*”, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 4, No. 6, Juin 1992.





## **Chapitre 5:**

# **Caractérisation dynamique de VCSELS et validation du modèle**

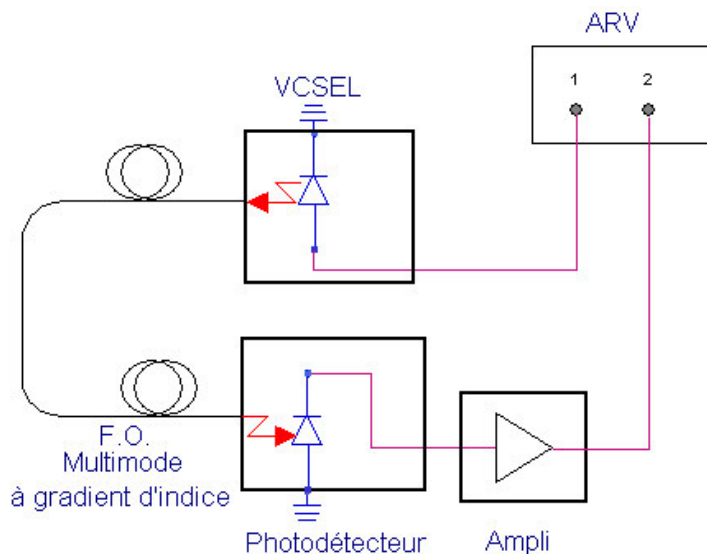
*Ce dernier chapitre porte sur la caractérisation à l'analyseur de réseau vectoriel de différents VCSELS. Tout d'abord des tests ont été réalisés sur des VCSELS montés en boîtier. Puis avec l'utilisation d'un testeur sous pointe, il a été possible d'étudier des VCSELS montés en barrettes. Les mesures de paramètres S de différentes structures de VCSELS (implantation de protons et diaphragme d'oxyde) ont permis de valider le modèle électrique par l'extraction des paramètres du schéma électrique équivalent. Le travail a été finalisé en extrayant les valeurs de certains paramètres intrinsèques du VCSEL grâce aux relations de passage entre les équations du circuit et les équations d'évolution.*



## **I. Mesure des coefficients de dispersion et validation**

Comme il a été présenté dans le précédent Chapitre, le VCSEL peut être modélisé par un quadripôle électrique. Comme ce composant est amené à être modulé à des fréquences de plusieurs GigaHertz, il est possible de caractériser son fonctionnement dynamique par la mesure de ses paramètres S. Dans le cas de la diode laser, dont l'entrée est électrique et la sortie optique, il est courant de mesurer le coefficient de réflexion électrique en entrée, S11, et le coefficient de transmission directement relié à la fonction de transfert, S21.

Le test est réalisé à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel. Mais ne disposant pas d'un tiroir optique adapté à la longueur d'onde de 850nm, nous avons dû monter un banc de mesure capable de caractériser les paramètres S11 et S21 du VCSEL en passant par les entrées électriques de l'analyseur de réseau vectoriel (ARV). Pour obtenir le S11, il suffit d'adapter l'entrée du VCSEL sur l'entrée 50  $\Omega$  par l'intermédiaire d'une ligne microruban ou d'une ligne coplanaire. La mesure du paramètre S21 est un peu plus complexe. En effet pour mesurer la puissance optique émise par le VCSEL, il est nécessaire de passer par une photodiode et d'amplifier le photocourant ( Figure V. 1) pour dépasser le niveau de bruit de l'ARV.



**Figure V. 1 : Protocole expérimental**

Pour que les données soient exploitables, il faut tenir compte non seulement de la responsivité du récepteur, qui doit être suffisamment élevée pour que le courant photodéecté soit au dessus du niveau de bruit de l'ARV mais aussi de la rapidité de celle-ci qui doit être supérieure à celle de la diode laser.

Une seconde étape consiste à implémenter le schéma électrique équivalent, défini dans le Chapitre 4, dans le logiciel de simulation hyperfréquence ADS (Advance Design System) afin de simuler les paramètres S11 et S21. Les mesures sont importées dans le logiciel et comparées à la simulation. Une optimisation des valeurs des paramètres du schéma équivalent dans les intervalles déterminés par rapport aux paramètres internes permet de faire coïncider la simulation avec la mesure afin de valider le modèle. Les valeurs  $R_j$ ,  $C_j$ ,  $L_0$ ,  $R_0$  étant déterminées, il est alors possible d'associer des valeurs à chaque paramètre interne intervenant dans les équations d'évolution.

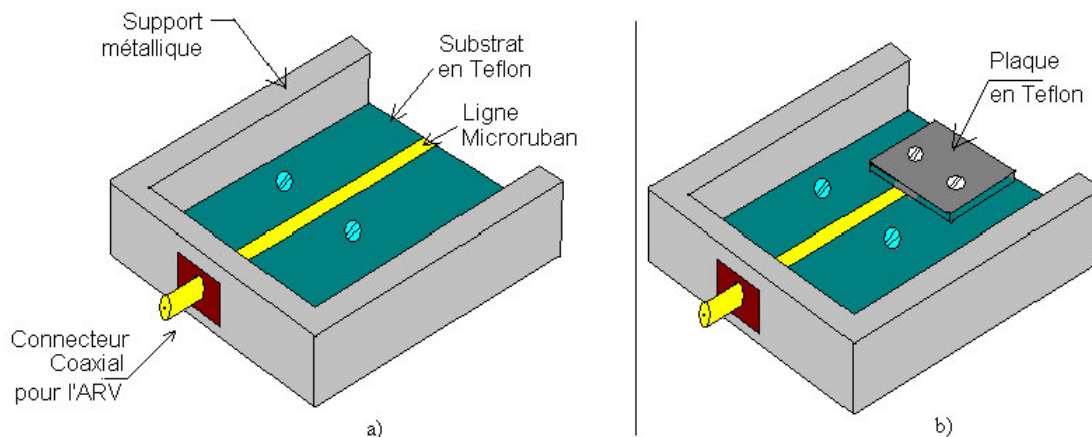
Dans un premier temps, nous avons testé des VCSELs montés en boîtier et, grâce à l'acquisition de matériel plus performant, nous avons terminé l'étude par la caractérisation de VCSELs montés en barrette.

## **II. Caractérisation de VCSELs en boîtier**

Alors que nous ne disposions pas encore de testeur sous pointes, nous avons commencé par étudier des VCSELs à implantation de protons, émettant à 850nm, montés en boîtier TO-18 et TO-46 (cf. Chapitre 4, Figure IV. 6). Pour tester ces composants, il est nécessaire de monter l'ensemble « boîtier et puce laser » sur un support constitué d'une ligne microruban adaptée  $50 \Omega$  (Figure V. 2) avec accès coaxial vers l'entrée de l'ARV.

La difficulté d'expérimentation réside dans la fixation des électrodes du boîtier sur la ligne.

La première méthode a été de réduire la taille des électrodes de façon à diminuer les risques de désadaptation dus aux longueurs électriques et de souder à l'étain ces électrodes sur la ligne. Mais, le report du VCSEL par wire bonding était fortement endommagé par l'échauffement. Nous avons donc pensé à deux solutions pour pallier ce problème : soit ne pas raccourcir les électrodes, ou bien les fixer à la colle conductrice dont la polymérisation se fait à  $80^\circ\text{C}$ .



**Figure V. 2 : a) support de test de VCSEL en boîtier <sup>[1]</sup> et b) méthode de fixation du composant.**

Ces deux techniques ne permettent pas d'accéder facilement au S11 du VCSEL ; la première est à l'origine d'ondes stationnaires car le circuit n'est pas adapté et la seconde ne peut pas être modélisée parce qu'il est très difficile d'estimer les pertes dans la colle conductrice ou alors il faudrait parfaitement doser le volume de colle et être en mesure de modéliser sa géométrie. Finalement, la connexion ligne-VCSEL a été réalisée par pression mécanique d'une lame de téflon solidement vissée sur le boîtier métallique maintenant l'anode sur la ligne comme l'indique la Figure V. 2- b) <sup>[1]</sup>.

Dans cette première approche expérimentale, nous nous sommes limités à l'étude du paramètre S11 sur une gamme de fréquence de 45MHz à 10GHz. Pour extraire le coefficient de réflexion électrique en entrée du VCSEL, il a fallu caractériser étape par étape chaque partie du support de test tels que les connecteurs, la ligne microruban, les électrodes et le boîtier.

La première étape est le calibrage sur la gamme de fréquence et de puissance des câbles coaxiaux reliés à l'ARV grâce à un standard de calibrage composé d'un court circuit, d'un circuit ouvert et d'une charge adaptée 50Ω. Cette étape étant réalisée, une fonction de l'ARV permet de compenser l'influence du câble dans la mesure.

Une seconde phase a consisté à caractériser le support de test constitué d'un connecteur dont les paramètres sont connus et d'une ligne microruban gravée sur substrat téflon. Nous avons commencé par relier l'entrée de la ligne à l'entrée 1 de l'ARV et l'autre extrémité à un kit de calibrage court-circuit, circuit ouvert, et charge adaptée pour ligne microruban. Connaissant les caractéristiques de la ligne (dimensions et permittivité), ces

mesures nous ont permis de vérifier le comportement de celle-ci par une simulation sous ADS. Nous avons ensuite testé le support complet que nous avons modélisé sous ADS. Après optimisation des valeurs des paramètres par rapport aux mesures, nous avons obtenu un schéma équivalent du support.

Une troisième étape a consisté à caractériser le boîtier contenant le VCSEL (de type TO-46). Nous avons mesuré le coefficient de réflexion en entrée du système support de test-boîtier vide. Ce type de boîtier n'étant pas parfaitement adapté à un fonctionnement à des fréquences supérieures au Giga Hertz, il émet un certain rayonnement électromagnétique ; nous l'avons donc modélisé sous forme d'un dipôle. Conformément aux phénomènes physiques se produisant dans cette gamme de fréquences et aux dimensions, un modèle a pu être extrapolé sous ADS en accord avec les mesures.

Dans la dernière étape, nous avons pu accéder au coefficient de réflexion du VCSEL en mesurant tout l'ensemble : support de test, boîtier et VCSEL. En implémentant le modèle du support de test, du boîtier ainsi que le schéma électrique équivalent du VCSEL dans ADS comme l'indique la Figure V. 3. Il a été possible de lancer une optimisation des valeurs de paramètres du circuit équivalent du VCSEL afin de faire coïncider le paramètre S11 du circuit en module et en phase pour obtenir les courbes présentées sur la Figure V. 4.

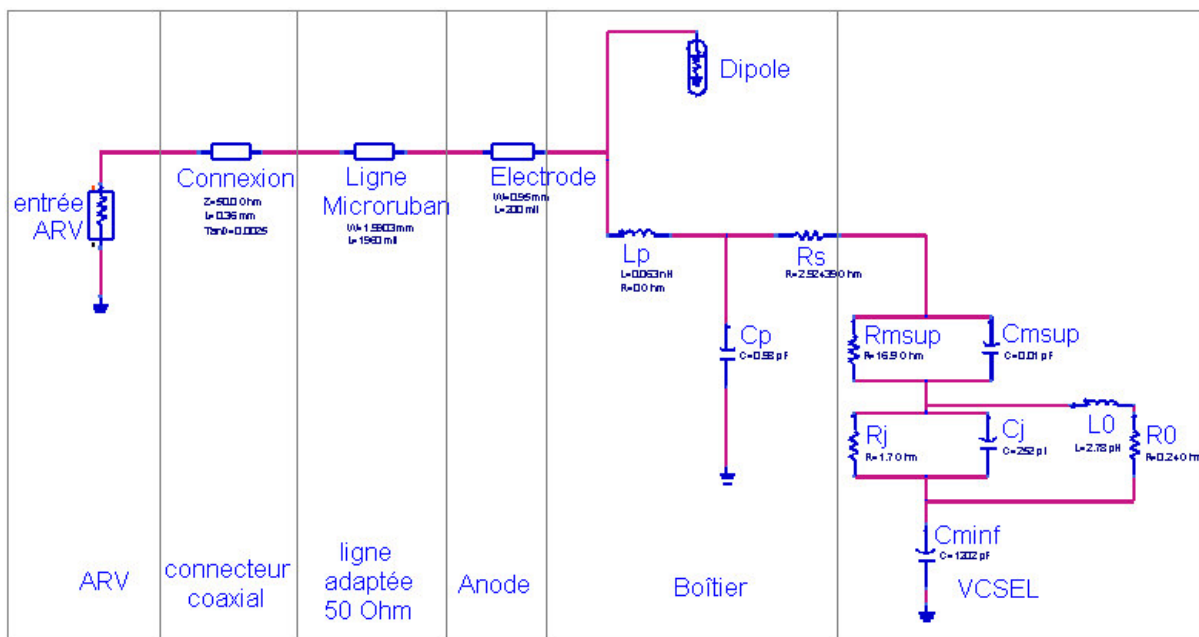
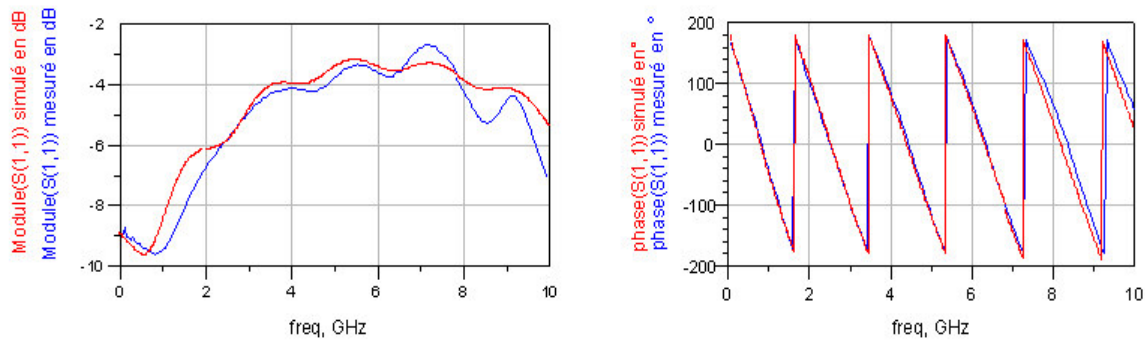


Figure V. 3 : modèle électrique d'un VCSEL monté en boîtier (TO-46)



**Figure V. 4 : comparaison des valeurs mesurées (courbes en bleu) et simulées (courbes en rouge) de l'amplitude (à gauche) et de la phase (à droite) du paramètre S11 du VCSEL en boîtier TO-46.**

En phase, le modèle théorique est en accord avec les valeurs expérimentales. Alors qu'en module, il reste un certain décalage, dû notamment à la présence d'oscillations. Ces phénomènes parasites sont sans doute engendrés par le boîtier et par des problèmes rencontrés avec le kit de calibration de l'analyseur de réseau.

D'autre part compte tenu de ces effets parasites, il est difficile de réaliser un montage avec photodétecteur pour mesurer le coefficient de transmission du VCSEL. C'est pourquoi nous avons cherché à réduire les longueurs électriques des accès à la puce laser.

L'utilisation du testeur sous pointe nous a alors permis de réaliser des mesures directement sur le VCSEL en s'affranchissant de ces phénomènes parasites.

### **III. Caractérisation de barrettes de VCSELS et mesures sous pointes**

Afin de peaufiner le modèle, il a donc fallu travailler avec des pointes RF identiques à celles de la Figure V. 5 adaptées à un accès électrique coplanaire. Ces pointes sont présentées sous forme de trois contacts (« pads ») : celui du centre est relié au signal et les deux autres vont à la masse. La conception des pointes <sup>[2][3]</sup> varie selon les fabricants mais l'écart entre chaque contact est standard (selon le modèle : 125, 250  $\mu\text{m}$  ...) sur notre testeur nous utilisons un écart de 125 $\mu\text{m}$ .



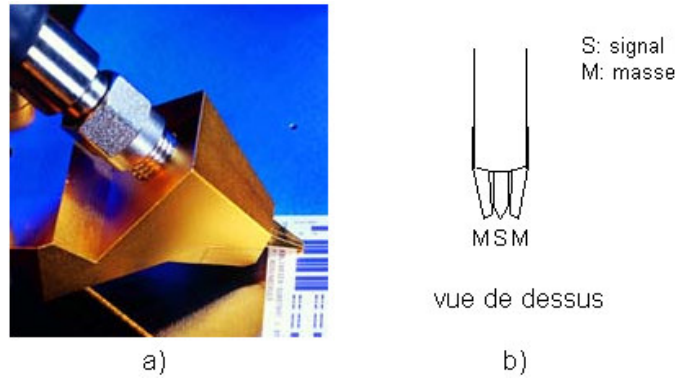


Figure V. 5 : photographie des pointes utilisées <sup>[3]</sup>.

Etant donné la sensibilité des pointes et les faibles dimensions des puces (« wafer ») testées, il est nécessaire d'utiliser un dispositif spécifique de façon à s'affranchir d'un maximum de contraintes. En effet, si le contact entre les pointes et le wafer n'est pas correctement réalisé, le signal peut être fortement perturbé par des phénomènes d'ondes stationnaires. D'autre part si le composant n'est pas correctement fixé sur le support (« chuck »), cela peut engendrer une destruction des pointes ou de la puce, c'est pourquoi le composant est maintenu par aspiration. L'une des contraintes les plus importantes du dispositif est la sensibilité aux vibrations du sol, il est donc indispensable que le testeur sous pointe soit posé sur une table antivibration. Les pointes sont alors reliées à l'analyseur de réseau vectoriel par l'intermédiaire d'un câble coaxial (Figure V. 6).

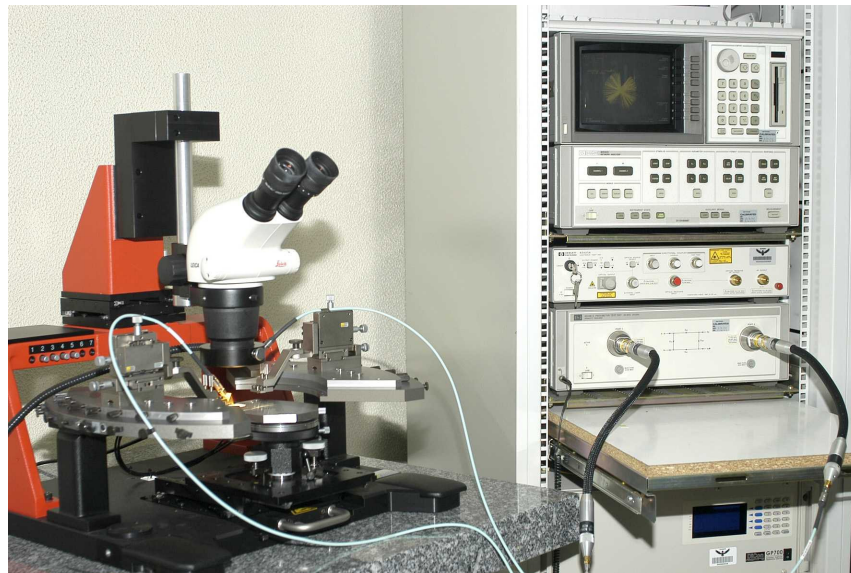


Figure V. 6 : dispositif de mesure sous pointe RF relié à l'analyseur de réseau vectoriel

Comme dans le cas des mesures de composants en boîtier, les pointes doivent être calibrées sur une charge adaptée  $50\Omega$ , un court-circuit et un circuit ouvert afin de s'affranchir de leur contribution dans la mesure. Ce calibrage ne peut être valable que dans le cas d'une mesure de paramètres S entièrement sous pointes (entrées 1 et 2 de l'ARV reliées aux pointes). Or dans le cas d'un composant hybride, la contribution des pointes ne pourra pas être compensée par calibrage.

En effet comme le présente la Figure V. 7, le faisceau optique émis par le VCSEL est focalisé sur une fibre optique multimode, elle même reliée à un photodétecteur dont le signal amplifié est recueilli sur l'entrée 2 de l'ARV.

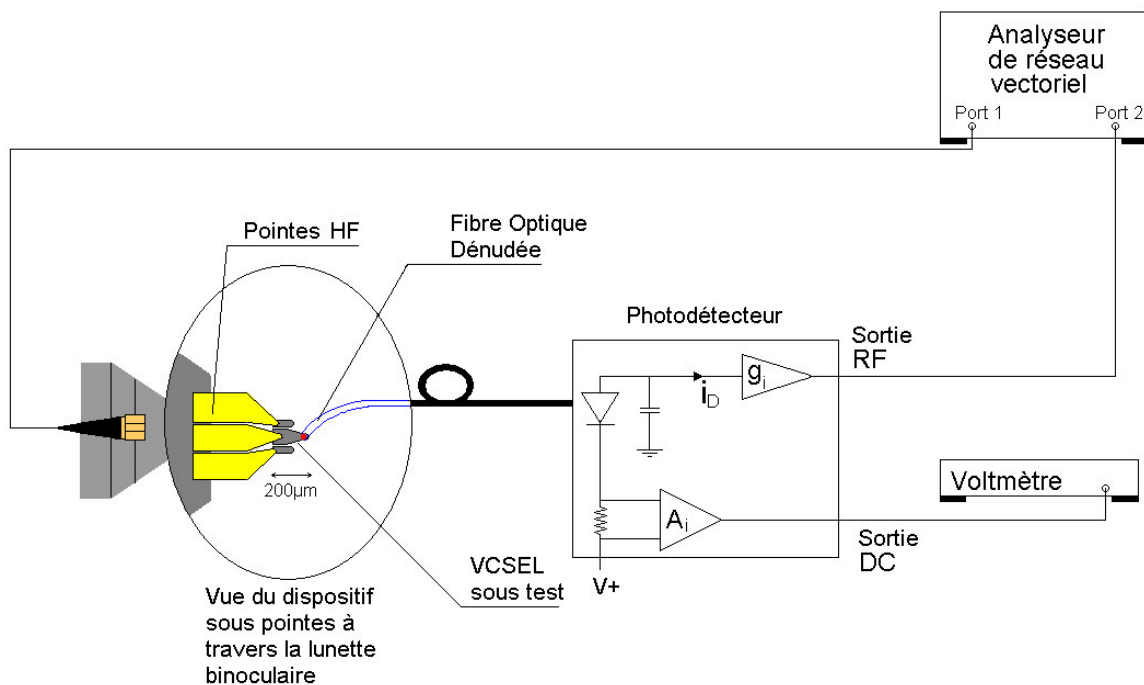


Figure V. 7 : banc de mesure sous pointes des paramètres S11 et S21 de VCSELS montés en barrette

Dans ce cas, la sortie RF du photodétecteur est reliée à l'analyseur de réseau par câble coaxial.

Pour remédier à ce problème posé par un composant hybride nous avons tout d'abord calibré les câbles coaxiaux reliés aux entrées 1 et 2 de l'ARV en réflexion et en transmission, puis nous avons calibré la pointe reliée au câble coaxial du port 1 de l'ARV. Les données du calibrage de la pointe ont ensuite été importées dans le logiciel ADS et modélisées de façon à obtenir un schéma électrique équivalent des pointes où le connecteur d'entrée est représenté par une portion de câble coaxial de longueur définie et la pointe est modélisée par une ligne coplanaire dont le substrat est l'air comme l'indique la Figure V. 8.

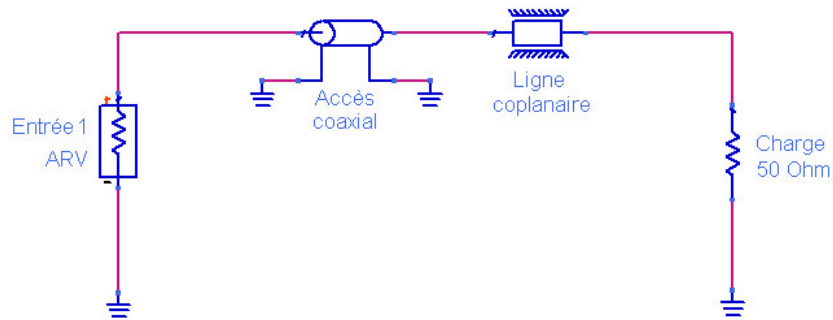


Figure V. 8 : modèle équivalent de pointes

Ce modèle peut s'adapter aux différents type de pointes en tenant plus ou moins compte de l'accès électrique coaxial. En effet, si le montage est bien adapté, il est possible de s'affranchir de cette partie du circuit.

#### IV. Barrette avec accès par wire bonding

Nous avons effectué une première série de mesures sur des barrettes conçues par Avalon Photonics (Figure V. 9), TRT (Figure V. 10) et LASERMATE (Figure V. 11) au laboratoire d'interconnexions optiques de Thales Research & Technology.

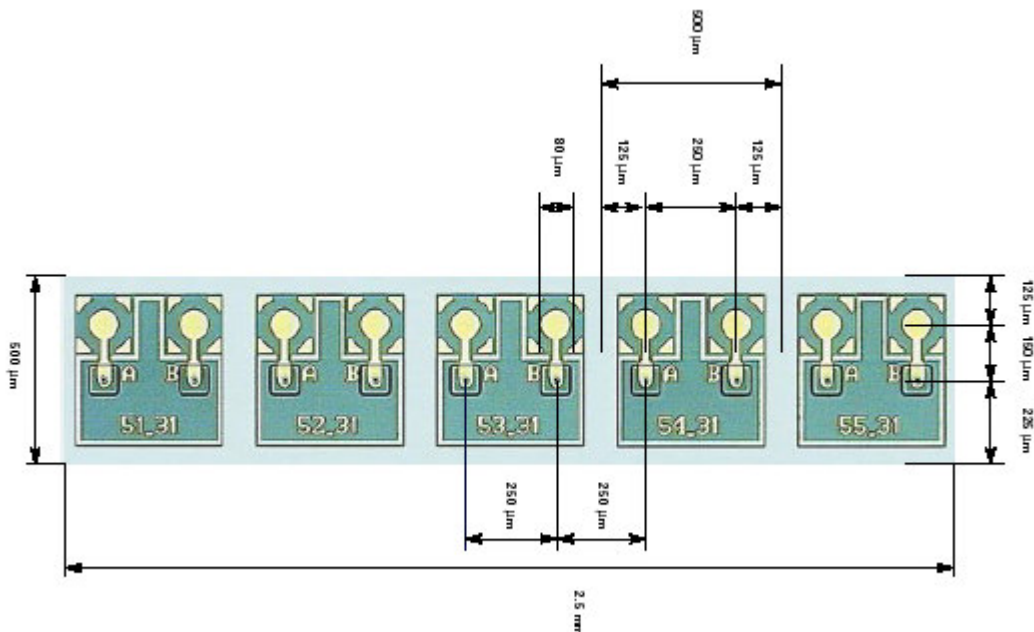
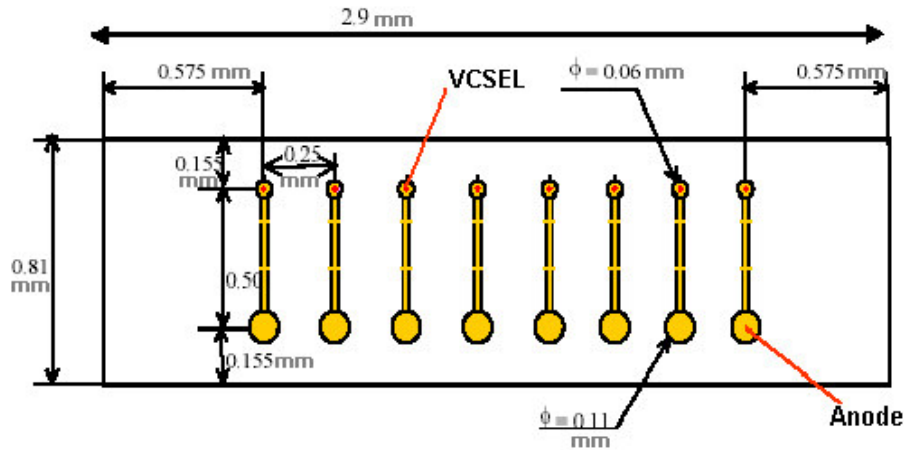
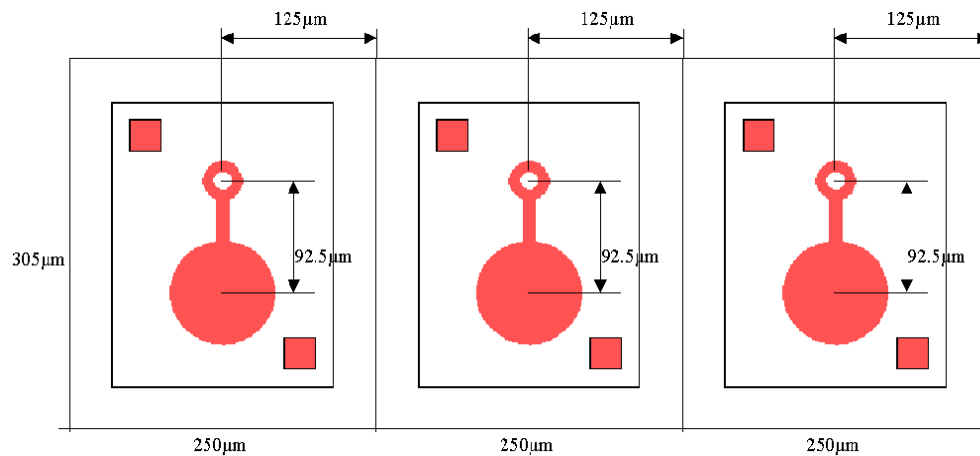


Figure V. 9 : barrette de VCSELs Avalon Photonics <sup>[4]</sup>

Figure V. 10 : barrette de VCSELS TRT<sup>[5]</sup>Figure V. 11 : barrette de VCSELS LASERMATE<sup>[6]</sup>

Pour ces trois technologies, l'émission se fait à 850nm et le confinement des porteurs est réalisé par une implantation de protons. Une métallisation annulaire de la face supérieure de la diode laser constitue l'anode. Une ligne est alors reliée à un plot de contact pour poser des pointes ou réaliser un wire bonding. La masse, commune à chaque VCSEL, est située sur la face inférieure de la barrette.

Compte tenu de ces spécifications, il est impossible de poser directement les pointes RF sur de tels composants, d'où la nécessité de reporter les VCSELS sur un support céramique comme celui présenté sur la Figure V. 12. Ainsi, les barrettes sont reportées par brasure sur une plaque d'alumine comportant 8 pistes coplanaires espacées de 250µm, de

façon à pouvoir câbler les VCSELS qui sont reliés aux lignes par des fils d'or très fins et très courts (quelques centaines de microns).

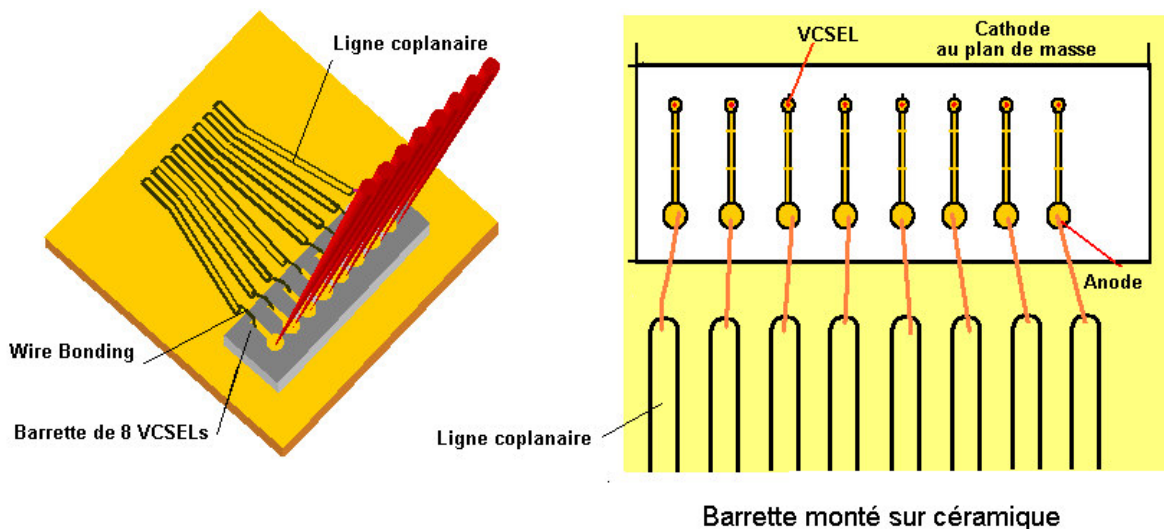


Figure V. 12 : Report de barrettes de VCSELS TRT et Avalon Photonics sur céramique

Une telle plaque peut alors être disposée sur le chuck du testeur sous pointe pour réaliser le montage de la Figure V. 7.

Ayant rencontré des problèmes de décharge électrostatique avec un photodétecteur rapide, nous avons dû utiliser une photodiode dont la gamme de fréquence était limitée à 5GHz. Cette limitation nous a empêchés de valider le modèle électrique sur chaque type de VCSEL. D'autre part, les pertes d'insertion dans la fibre optique n'étant pas chiffrables, le signal reçu par l'analyseur de réseau a été exprimé en valeurs relatives et non pas en valeurs absolues.

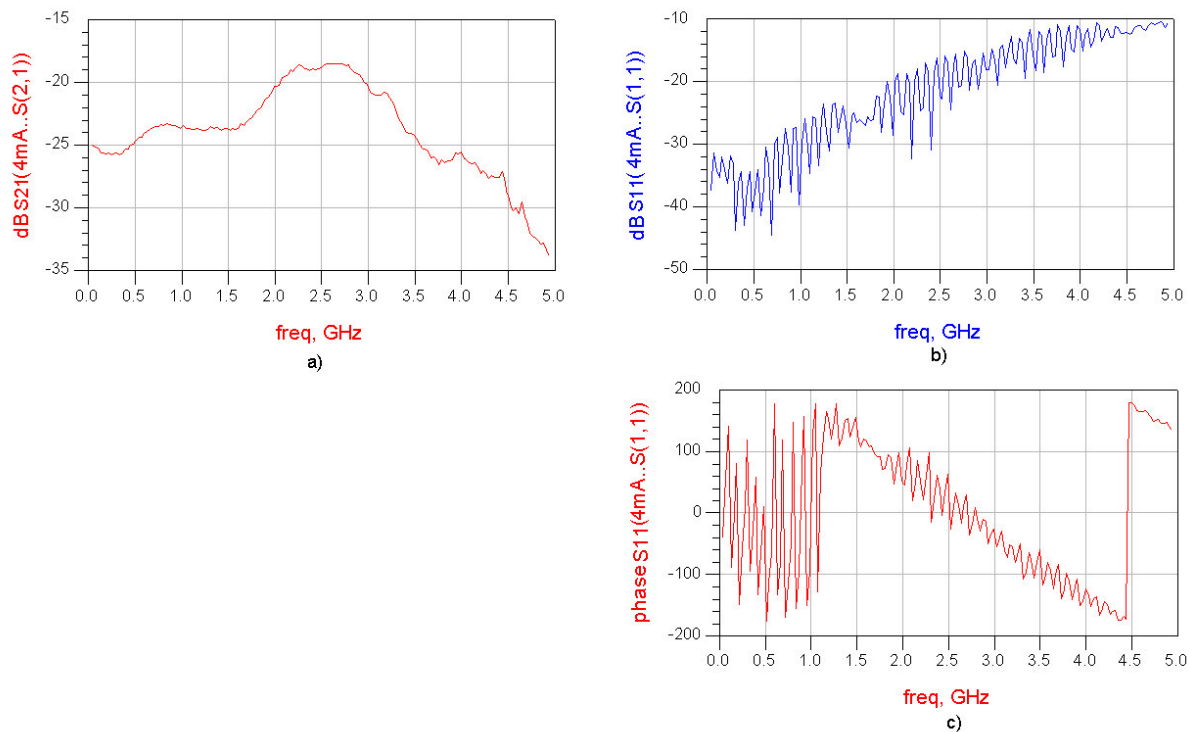
Nous obtenons donc, à l'accès 1 de l'ARV, le coefficient de réflexion électrique en entrée de l'ensemble pointe-ligne-bonding-VCSEL et, entre les accès 1 et 2, le coefficient de transmission de toute la liaison comprenant l'accès électrique, le VCSEL et le photodétecteur.

La Figure V. 13 donne des valeurs relevées à l'analyseur de réseau pour une barrette d'Avalon Photonics fonctionnant en modulation petit signal autour d'un courant de polarisation de 4mA.

Compte tenu des longueurs des lignes coplanaires et de certains problèmes d'adaptation dus au wire bonding, le S11 est perturbé par de nombreuses oscillations. Ceci rend la phase

(Figure V. 13 c)) difficilement exploitable. Concernant le module (Figure V. 13 b)), il permet d'estimer les valeurs des paramètres d'entrée du schéma équivalent avec une incertitude qui reste tout de même limitée.

Quant au coefficient de transmission S21, les mesures (Figure V. 13 a)) sont beaucoup moins bruitées que celles du S11. Il est possible de vérifier la valeur de la fréquence de résonance mais la limitation à 5GHz ne nous permet pas de mesurer la réponse pour d'autres courants de polarisation.



**Figure V. 13 : valeurs mesurées pour un VCSEL Avalon Photonics polarisé à 4mA, en fonctionnement petit signal ; la courbe a) représente le module du paramètre S21, la courbe b), le module du paramètre S11 et la courbe c), la phase du paramètre S11.**

Parallèlement, nous avons implémenté le modèle d'un VCSEL en barrette, constitué du schéma électrique équivalent d'un VCSEL à implantation de protons, en cascade avec le modèle de pointe tel qu'il est présenté sur la Figure V. 14.

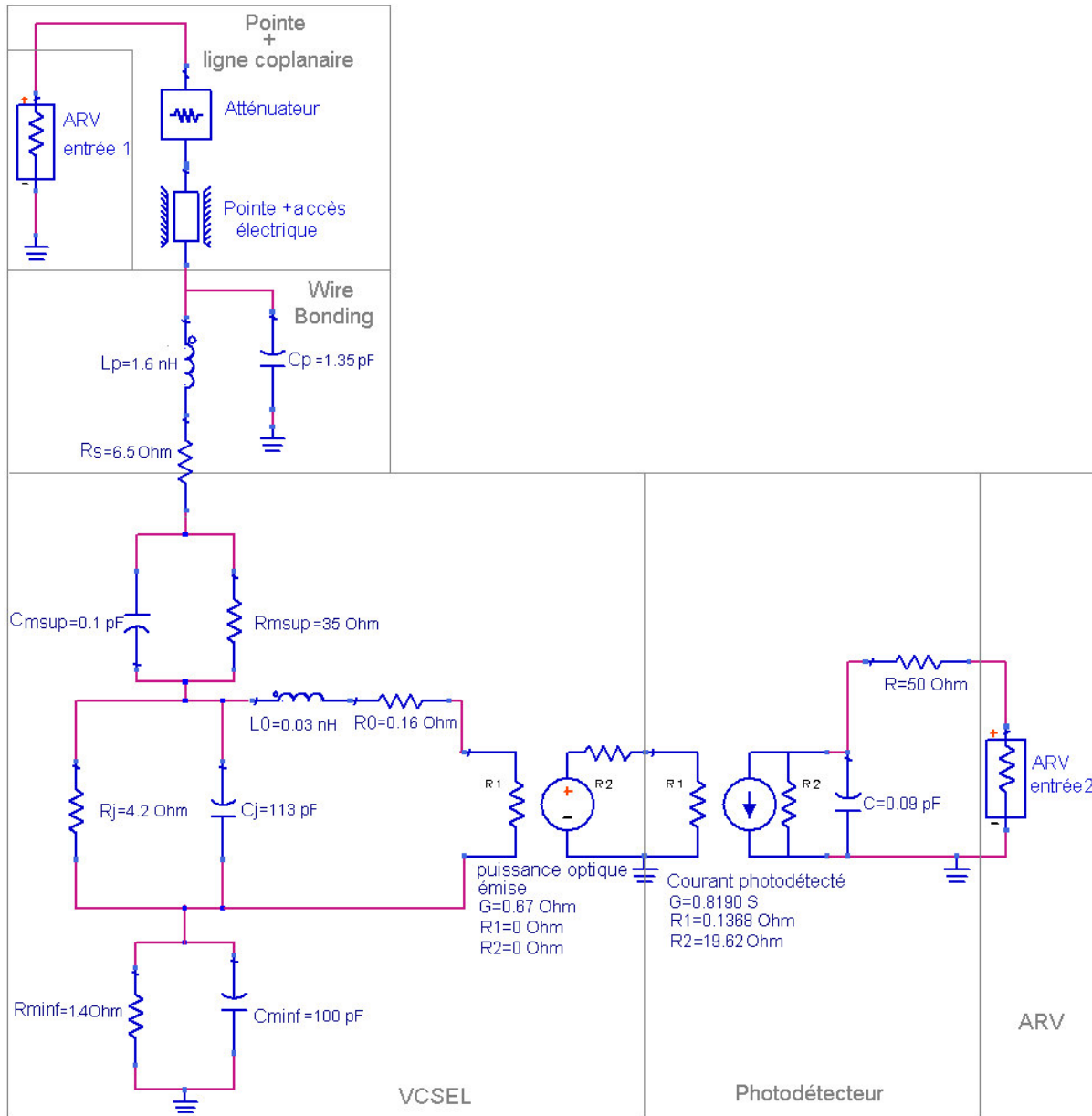
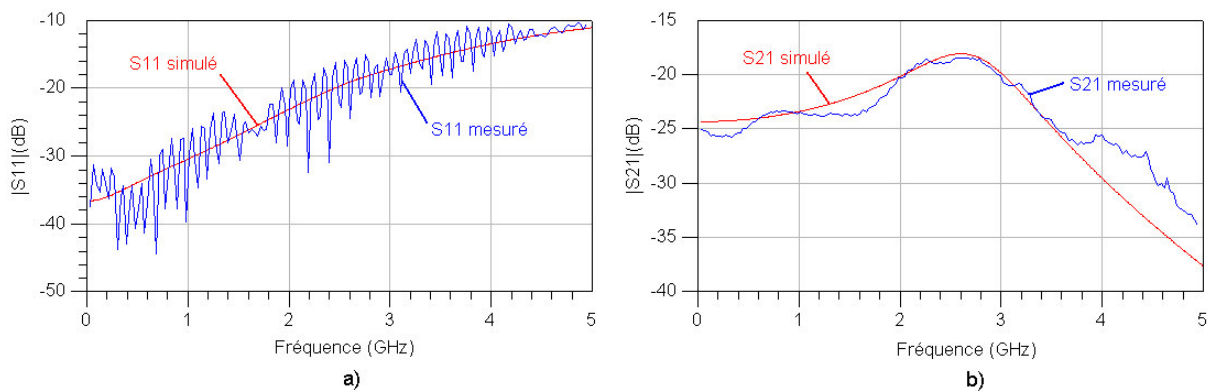


Figure V. 14 : Schéma électrique équivalent de VCSEL AVALON Photonics

En partant des intervalles de valeurs des paramètres intrinsèques du VCSEL, nous avons estimé des valeurs de départ de  $R_j$ ,  $C_j$ ,  $R_0$  et  $L_0$ . Les valeurs des inductances et les ordres de grandeurs des capacités et inductances parasites sont estimées par rapport aux données classiquement utilisées en hyperfréquence. La résistance série et la résistance du miroir de Bragg supérieur sont estimées par rapport à la pente de la caractéristique  $V(I)$ . La résistance et capacité du miroir de Bragg inférieur incluant la contribution du substrat sont obtenues par optimisation. Sachant que le circuit d'entrée influence principalement le paramètre  $S_{11}$  et que la partie active de la diode détermine le module du  $S_{21}$ , l'optimisation a pu être réalisée en deux étapes.

- La première a consisté à valider le modèle de la zone active. En effet, les valeurs de  $C_j$  et  $L_0$  ont été fixées pour coïncider avec la fréquence de résonance du circuit. Les résistances  $R_j$  et  $R_0$  permettent, quant à elles, de déterminer le coefficient d'amortissement. En implémentant le schéma électrique équivalent de la zone active dans le logiciel ADS et en injectant des valeurs de  $R_j$ ,  $C_j$ ,  $L_0$ ,  $R_0$ , nous avons obtenu l'allure de la courbe  $S_{21}$  à un gain près. Pour améliorer l'optimisation faite sous ADS, nous avons utilisé la méthode des moindres carrés dans Matlab, en définissant  $S_{21}(f)$  comme le polynôme de Tchébychev donné dans le Chapitre 4 §VII. Les valeurs obtenues ont ensuite été réinjectées dans le logiciel ADS.
- Les autres paramètres ont été optimisés par rapport à la courbe mesurée du  $S_{11}$ . Ainsi, en simulant le  $S_{11}$  et le  $S_{21}$  du schéma électrique de la Figure V. 14, nous sommes en accord avec les valeurs mesurées comme l'indique la Figure V. 15.



**Figure V. 15 : résultats de simulation et comparaison avec la mesure : la courbe a) représente le module du paramètre  $S_{11}$  et la courbe b) correspond au module du paramètre  $S_{21}$ .**

La courbe  $S_{11}$  mesurée, quoique fortement perturbée par de nombreuses oscillations, suit globalement la courbe simulée. Pour le  $|S_{21}|$ , l'adéquation est plus évidente, mais il reste tout de même un écart en haute fréquence.

Compte tenu de ces perturbations, nous nous sommes intéressés à l'éventualité de couplage électrique entre canaux voisins.



## **V. Mise en évidence et modélisation de la diaphonie**

Au cours de la caractérisation sous pointes des barrettes Avalon Photonics, nous avons observé un effet de couplage entre deux VCSELS adjacents d'une barrette : en modulant un VCSEL, les VCSELS voisins pouvaient émettre. Ce phénomène correspond à la diaphonie couramment appelée «crosstalk». En effet, la diminution des dimensions des composants optoélectroniques pour une utilisation en WDM accentue certains couplages pouvant générer un dysfonctionnement de la liaison : les signaux hautes fréquences peuvent par couplages capacitifs ou inductifs se propager d'un circuit au circuit voisin, même via un contact ouvert [7]. Dans les barrettes de VCSELS, des sources électriques, optiques et thermiques sont à l'origine d'un tel phénomène et donnent naissance à un crosstalk électrique, optique et thermique.

Le **crosstalk électrique** apparaît dans les barrettes ou matrices de VCSELS avant que le signal électrique ne soit transformé en signal optique. Les chemins d'accès électriques générant ce couplage sont donc les lignes coplanaires ou microrubans permettant l'alimentation électrique des diodes lasers, et les « wire bonding »<sup>[8]</sup>. Or, en ce qui concerne ceux-ci, le souci de réduire les dimensions du fil de liaison a limité les risques de crosstalk. De ce fait, l'influence du couplage entre lignes d'accès est désormais plus importante que celle du « wire bonding ». Le crosstalk électrique se limite donc au couplage entre les lignes et se réduit à leurs inductances et capacités mutuelles associées.

Le **crosstalk optique** est lié à une mauvaise isolation optique entre deux VCSELS adjacents. Dans certains cas, les composants sont très proches et le film polyimide les séparant est transparent à l'émission de lumière<sup>[9]</sup>. Les photons s'échappant par les côtés du VCSEL modulé, vont générer, par pompage optique, de la lumière dans les VCSELS voisins. Ces photons vont s'ajouter à l'émission spontanée ce qui aura pour effet de diminuer le seuil d'émission.

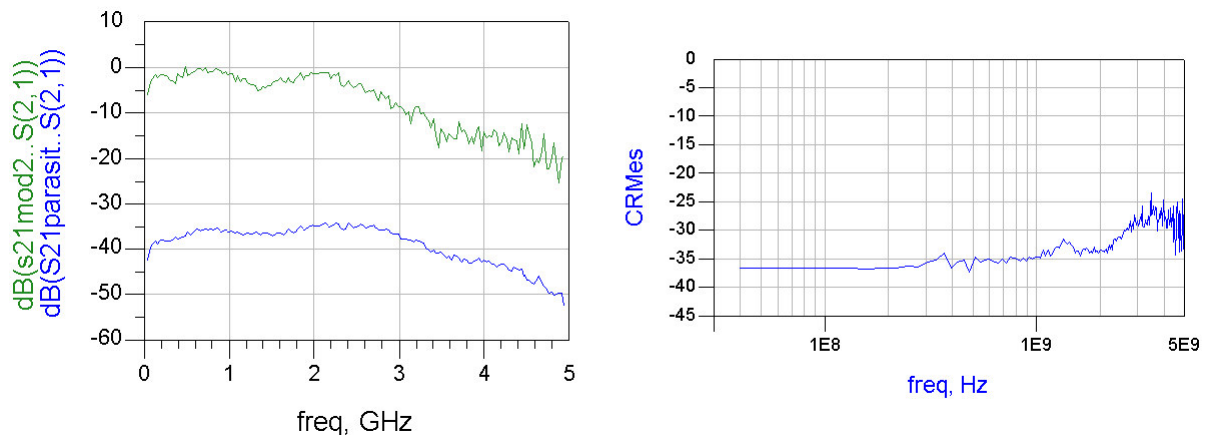
Le **crosstalk thermique** est dû à une mauvaise dissipation de chaleur. Au lieu de rayonner vers l'extérieur, la chaleur est diffusée entre chaque composant adjacent. Bien souvent la technologie de report du composant est à l'origine de ce phénomène. L'utilisation d'un montage flip-chip est une bonne méthode pour remédier aux effets de crosstalk thermique.

En utilisant le montage de la Figure V. 7, le crosstalk d'un VCSEL monté sur barrette a été mis en évidence. L'expérience n'a pas permis d'isoler les différentes formes de crosstalk. Mais d'après la littérature, le crosstalk électrique semble être prépondérant. La technologie de report n'étant pas en flip-chip mais la barrette de VCSELS étant reportée par brasure, « face-up », le crosstalk thermique n'est pas négligeable.

Le crosstalk mesuré a été obtenu à partir du  $|S_{21}|$  d'un VCSEL alimenté par la perturbation d'un VCSEL adjacent en fonctionnement ( $|S_{21}_{parasit}|$ ) et du  $|S_{21}|$  du VCSEL modulé ( $|S_{21}_{mod}|$ )<sup>[10]</sup>. On obtient la variation du crosstalk en dB en fonction de la fréquence à partir de la relation suivante :

$$Crosstalk_{dB}(f) = |S_{21}_{parasit}(f)|_{dB} - |S_{21}_{mod}(f)|_{dB} \quad (5. 1)$$

Les mesures présentées sur la Figure V. 16 indiquent que le crosstalk est assez faible pour une fréquence inférieure à 1GHz puis augmente brutalement au-dessus de cette fréquence.



**Figure V. 16 : sur le graphique de gauche, la courbe verte correspond à la réponse du VCSEL modulé autour d'un courant de polarisation de 3,4mA (juste au-dessus du courant de seuil), et la courbe bleue correspond à la réponse du même VCSEL lorsque l'un des VCSELS voisins est alimenté. Le graphique de droite représente la diaphonie obtenue à partir du rapport des deux S21 précédents.**

En se basant sur les études de la diaphonie dans les réseaux téléphoniques<sup>[11]</sup> et dans les diodes laser en barrette<sup>[12], [13]</sup>, nous avons modélisé sous forme de schéma électrique équivalent l'ensemble de deux VCSELS, avec la contribution de leur accès électrique (Figure V. 17). Ainsi, le couplage entre les lignes coplanaires est représenté par une inductance mutuelle et le couplage au niveau des « wire bonding », est modélisé par une capacité et une résistance reliant les deux canaux.

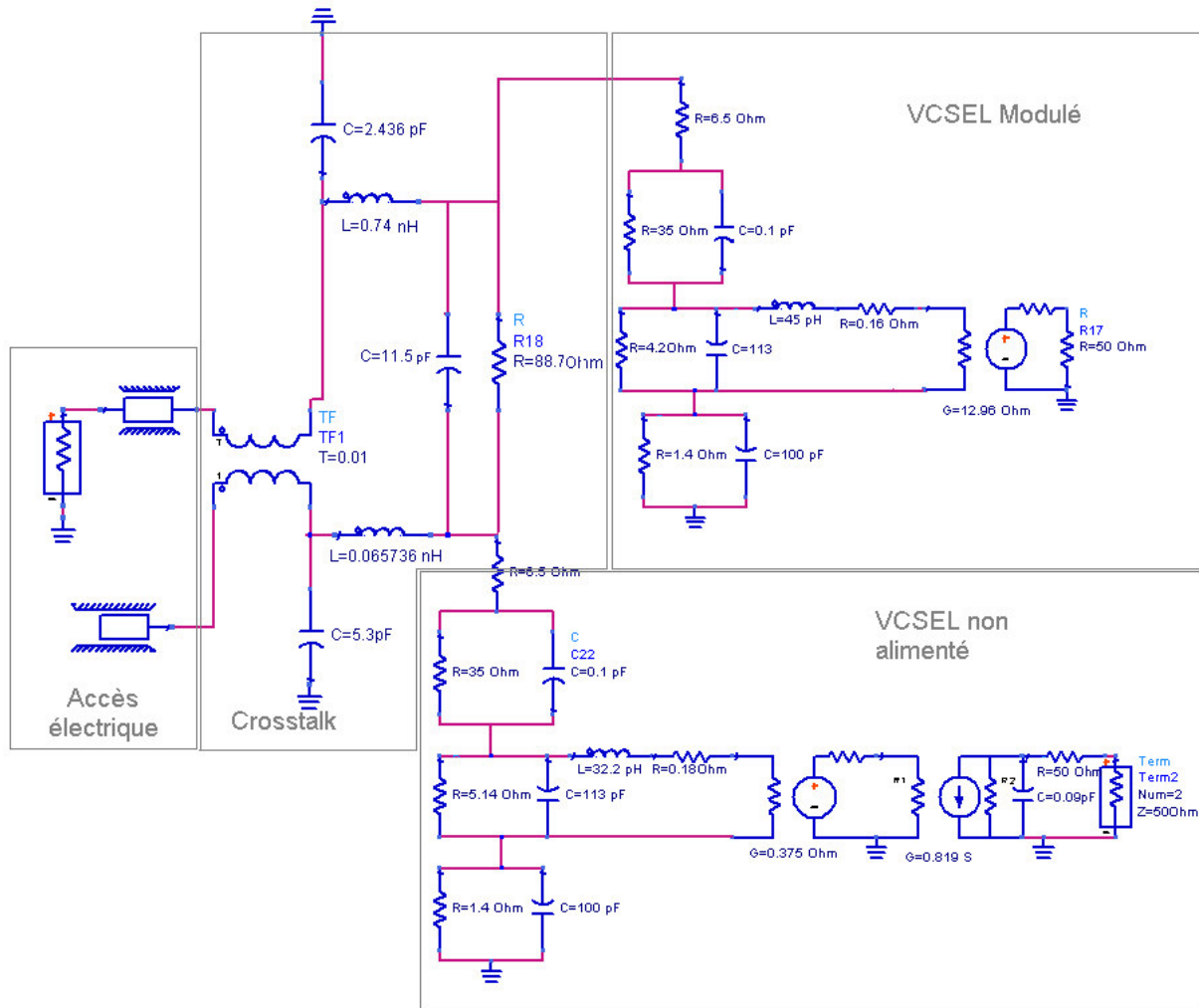


Figure V. 17 : schéma équivalent de deux VCSELs adjacents avec inclusion de la diaphonie

En optimisant les paramètres S21 sur les deux canaux, nous avons pu en déduire le crosstalk. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure V. 18.

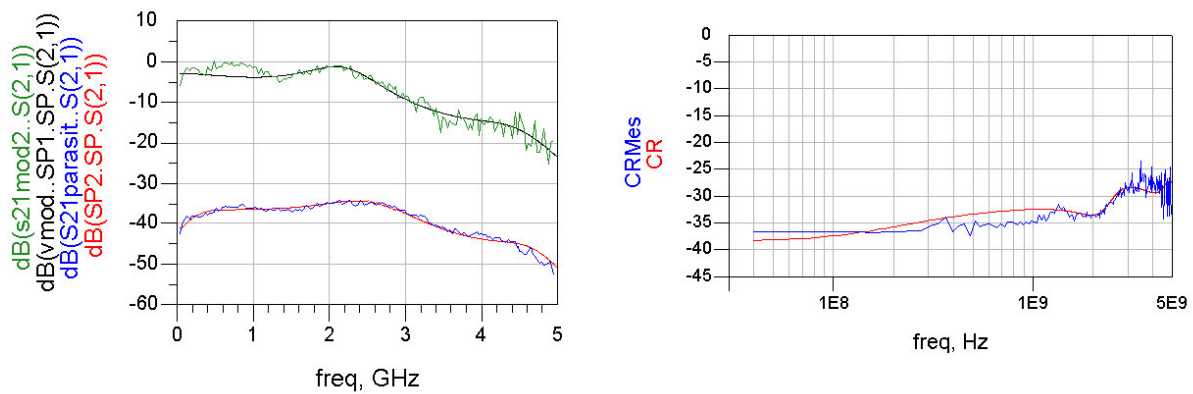


Figure V. 18 : Validation du modèle sur les courbes de S21(f) parasite et modulé ( à gauche) et en comparant le crosstalk simulé et mesuré (à droite)

Nous remarquons bien qu'il y a augmentation du phénomène au-dessus de 1 GHz. Mais encore une fois, rappelons que la limitation en fréquence due à la photodiode ne permet pas de valider le modèle pour des fréquences plus élevées.

## VI. Barrette à accès coplanaire direct.

Contrairement aux barrettes caractérisées auparavant, le constructeur Ulm Photonics propose des composants à accès coplanaire dont le contact central est intégré sur l'électrode supérieure du VCSEL qui est l'anode. La masse est remontée sur un pad de la face supérieure par la technique «via-hole». Ainsi à chaque VCSEL est associé un contact d'anode et un contact de cathode comme l'indique la Figure V. 19.

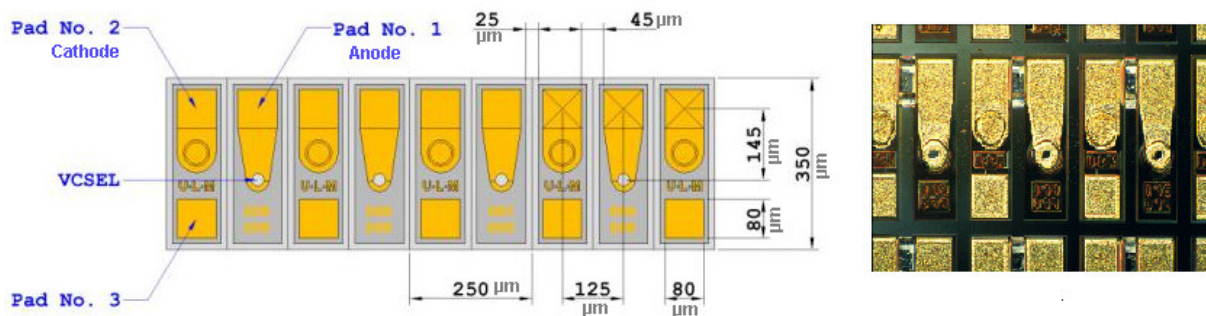


Figure V. 19: layout et photographie d'une barrette de 4 VCSELS Ulm Photonics <sup>[14]</sup>

L'accès est donc direct, ce qui évite le report de la barrette sur céramique et réduit considérablement les risques de perturbations du signal dues aux longueurs électriques.

Pour caractériser les barrettes avec des pointes RF, il est nécessaire de disposer l'un des contacts sur la masse d'un VCSEL adjacent, ce qui revient à travailler en cathode commune.

Hormis cette différence de technologie de report, la structure du VCSEL elle-même n'est pas identique à celle des VCSELS que nous avons testés auparavant. En effet, dans ce cas, le confinement des porteurs vers la cavité est réalisé par un diaphragme d'oxyde <sup>[15],[16]</sup>. On peut donc s'attendre à avoir des valeurs différentes de résistance série, des résistances et capacités du miroir de Bragg supérieur ; par contre les paramètres de la zone active devraient être semblables.

Disposant d'un testeur sous pointe et d'une photodiode plus rapide pour réaliser le montage de la Figure V. 7, nous avons pu mesurer les coefficients de réflexion et de

transmission du système sur une gamme de fréquence allant de 45 MHz à 10 GHz. Les courbes de la Figure V. 20 ont ainsi été obtenues.

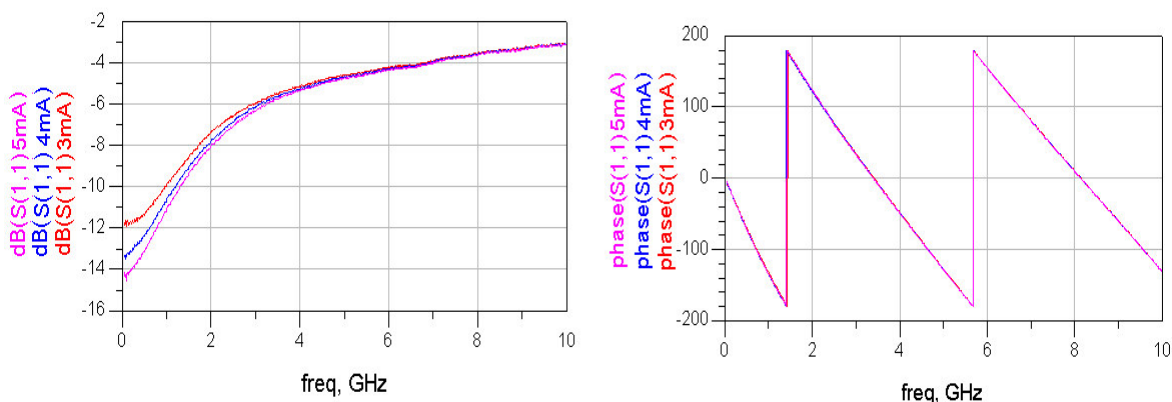


Figure V. 20 : mesure du S11 en phase et en amplitude pour trois courants de polarisation différents (5mA, courbe en magenta, 4mA, en bleu, et 3mA, en rouge)

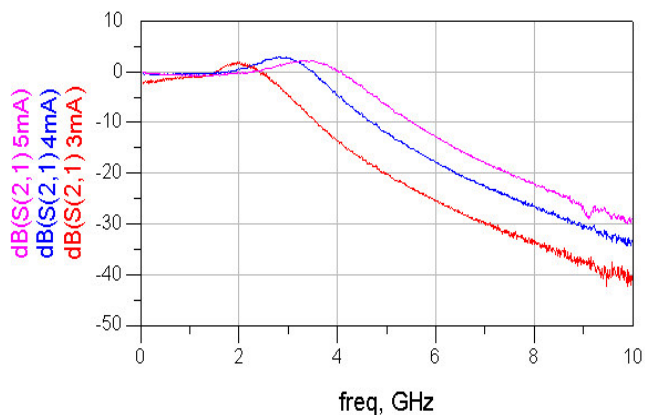


Figure V. 21 : mesure du module du S21 pour différents courants de polarisation (5mA, courbe en magenta, 4mA, en bleu, et 3mA, en rouge)

On constate qu'avec ces barrettes de VCSELS, il est possible de réaliser des mesures non bruitées permettant d'exploiter le paramètre S11 en module et en phase ainsi que le paramètre S21 en module (la phase du S21 ne pouvant pas être exploitée étant donné le comportement hybride du composant).

En implémentant dans le logiciel ADS le schéma électrique équivalent comportemental de VCSEL à confinement par oxyde (défini dans le Chapitre 4) en cascade avec le modèle de pointe, et en représentant les pads de la barrette par un accès coplanaire (Figure V. 22), il est possible de simuler les paramètres S11 et S21 avec précision.

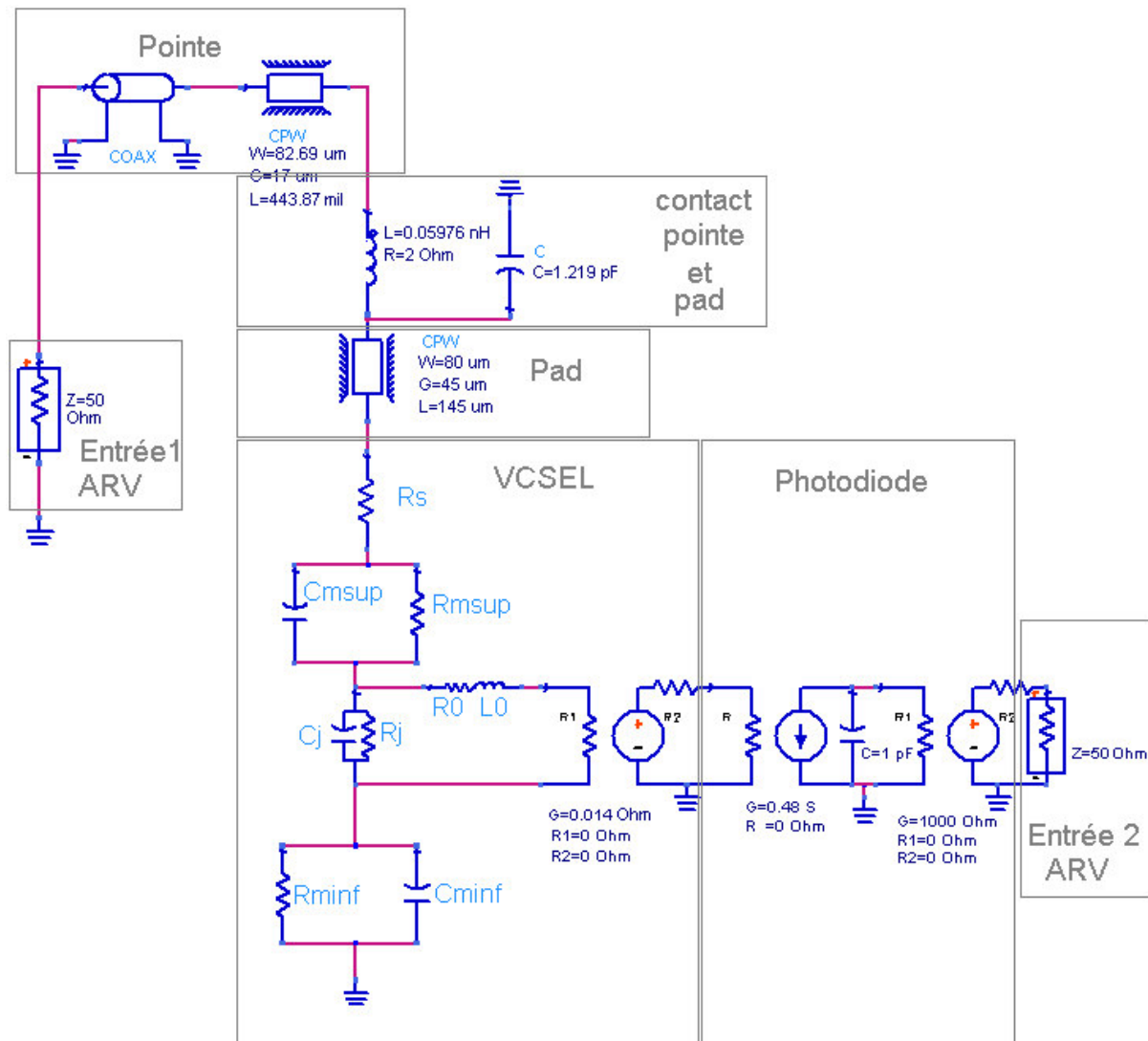


Figure V. 22: Schéma électrique équivalent de VCSEL à confinement par diaphragme d'oxyde.

Les valeurs initiales des paramètres injectées dans le modèle ont été fixées à l'aide du Tableau 1 du Chapitre 4. La simulation de la réponse en fréquence du S21 du circuit équivalent donne une courbe très proche de la courbe mesurée et, après optimisation des valeurs des paramètres du schéma équivalent, nous arrivons à une concordance quasi parfaite entre les courbes simulées et les courbes mesurées. Nous avons encore une fois vérifié que le paramètre S11 dépend principalement des pointes et de l'étage d'entrée de la barrette, et le paramètre S21, de la zone active du VCSEL.

Nous avons testé plusieurs VCSELs de structures identiques mais avec un diamètre de diaphragme d'oxyde différent et pour des courants de polarisation différents, ce qui nous permet de valider des valeurs de paramètres communes à chaque VCSEL notamment la

capacité des miroirs de Bragg. Le Tableau 2 synthétise les valeurs des paramètres du circuit équivalent des différents composants mesurés.

$\varnothing$ ( $\mu\text{m}$ )	I (mA)	R <sub>j</sub> (ohm)	C <sub>j</sub> (pF)	R <sub>o</sub> (ohm)	L <sub>o</sub> (pH)	R <sub>s</sub> (ohm)	R <sub>msup</sub> (ohm)	C <sub>msup</sub> (pF)	R <sub>minf</sub> (ohm)	C <sub>minf</sub> (pF)
<b>25</b>	20	2,24	97	0,18	9,4	10,55	7,9	7,77	2,18	101
	10	3,76	97	0,19	21,50	7,5	11,39	4,285	1,4	101
<b>20</b>	10	3,93	86,76	0,24	14,87	12,522	14,92	4,35	1,37	101
<b>14</b>	10	4,30	70,20	0,26	8,08	25,13	13,38	4,263	4,52	101
	5	4,42	70,20	0,30	16,74	31,18	14,11	2,93	4	101
<b>12</b>	5	4,76	70,13	0,29	12,86	29,14	20,8	3	4,96	101
	2	5,09	70,13	0,319	41,35	31,12	33,86	2,236	13,45	101
	1*	8,54	70,13	1,899	124,78	34,1	33,6	2,1	86,652	20,806
<b>10</b>	5	5	70	0,29	9,34	23,4	36	1,43	5,1	101
	2	5,2	70	0,38	26	32,01	47,8	12,6	1,39	101

**Tableau 2 : paramètres du schéma électrique équivalent**

### **Commentaires du Tableau 2 :**

Si l'on compare l'évolution des paramètres du schéma équivalent de la zone active du VCSEL à celle obtenue théoriquement dans le paragraphe V du Chapitre 4 :

- R<sub>j</sub> diminue bien quand le volume de la zone active et le courant de polarisation augmentent.
- Les différentes valeurs C<sub>j</sub> vérifient bien l'augmentation avec le volume de la zone active et le courant de seuil.

Concernant la résistance R<sub>o</sub>, elle augmente quand le courant de polarisation diminue et quand le volume augmente.

\* I au voisinage du courant de seuil

L'inductance  $L_0$  augmente également quand  $I$  diminue, par contre elle est plus faible pour des volumes plus élevés.

On peut également remarquer que pour des VCSELS d'ouverture  $12\mu\text{m}$  à une polarisation de  $1\text{mA}$  (valeur très proche du courant de seuil),  $R_j$ ,  $R_0$  et  $L_0$  augmente fortement.

L'utilisation de ces paramètres dans le schéma équivalent donne un bon accord avec la simulation comme l'attestent la Figure V. 23 et la Figure V. 24 relatives à un VCSEL polarisé à  $10\text{mA}$  et dont le diaphragme d'oxyde a une ouverture de  $20\mu\text{m}$ .

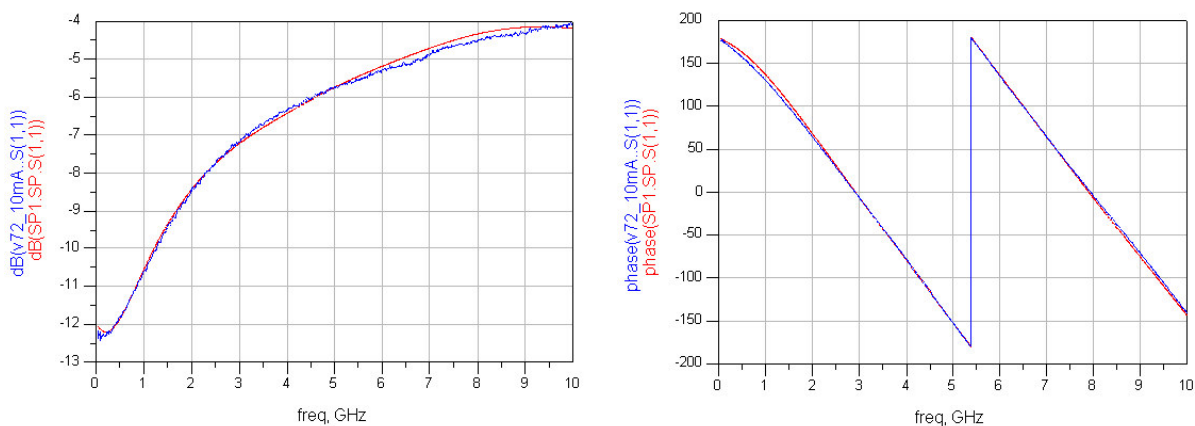


Figure V. 23 : module (graphique de gauche) et phase (graphique de droite) du S11 simulé en rouge et mesuré en bleu

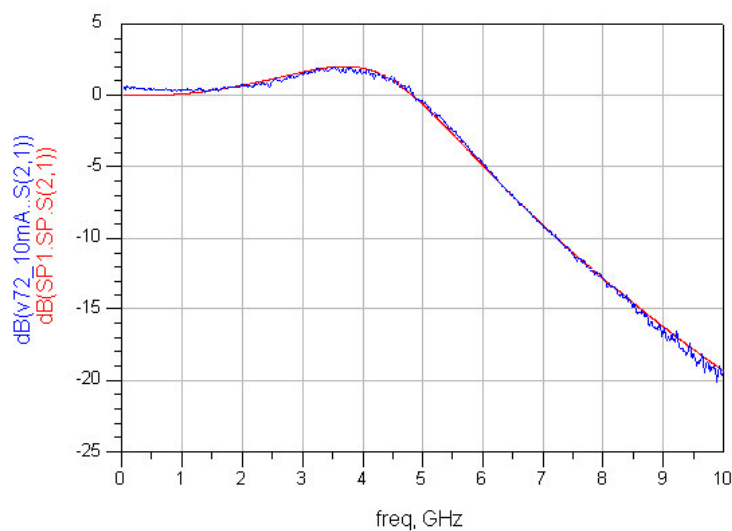


Figure V. 24 : module du S21 simulé en rouge et mesuré en bleu



Ce que l'on peut dire c'est que l'évolution des paramètres du schéma équivalent de la zone active en fonction du courant de polarisation et du volume de la zone active suit bien celle prédite par la théorie. Pour tous les autres VCSELS, la modélisation est reproductible.

Par ailleurs, il est possible de remonter à des valeurs intrinsèques du VCSEL en utilisant les expressions de  $R_j$ ,  $C_j$ ,  $R_0$  et  $L_0$  déterminées dans le Chapitre 4.

## **VII. Extraction des paramètres intrinsèques du VCSEL.**

Reprenons les expressions du Chapitre 4 :

$$C_j = \frac{N_o \cdot q \cdot N_w}{V_T \cdot \eta_i} \quad (5.2)$$

$$R_j = \frac{V_T}{N_o} \frac{1}{\left( \frac{I_o - I_s}{N_o - N_{tr}} + \frac{q \cdot N_w}{\eta_i} \cdot (A + 2BN_o) \right)} \quad (5.3)$$

$$L_0 = \frac{V_T}{N_o} \cdot \frac{q}{\eta_i} \cdot \frac{P_o^2 \cdot g_o \cdot (N_o - N_{tr})}{(I_o - I_s)^2} \cdot \frac{1}{\Gamma \cdot 2 \cdot \beta \cdot B \cdot N_o + \frac{\eta_i}{q \cdot N_w} \frac{I_o - I_s}{N_o - N_{tr}}} \quad (5.4)$$

$$R_0 = L_0 \cdot \left( \gamma_p - \frac{\eta_i^2 \cdot (I_o - I_s)^2}{q^2 \cdot N_w \cdot P_o^2 \cdot g_o \cdot (N_o - N_{tr})} \right) \quad (5.5)$$

D'après les équations (5.1), (5.2), (5.3) et (5.4), on peut voir que  $C_j$  dépend de  $V_T$ ,  $A$ ,  $B$ ,  $\eta_i$ ;  $R_j$  dépend des mêmes paramètres avec la contribution de  $N_{tr}$ . En ce qui concerne  $L_0$  et  $R_0$ , ils dépendent de  $a$ ,  $\beta$ ,  $\Gamma$ ,  $\tau_p$ ,  $v_{gr}$ . Sachant que chaque paramètre a un poids différent sur la valeur de  $R_j$ ,  $C_j$ ,  $R_0$ ,  $L_0$ , que certaines valeurs sont quasiment fixées et que d'autres varient en fonction du courant de polarisation, il est possible d'estimer les valeurs pour chaque VCSEL.

Ainsi pour un VCSEL à diaphragme d'oxyde de 25 $\mu$ m, on obtient les valeurs suivantes :

$$V_T = 0,063V$$

$$A = 1,02 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$$

$$B = 20,40 \text{ s}^{-1}$$

$$\eta_i = 0,86$$

$$N_{tr} = 2,85 \cdot 10^6$$

$$a = 1,01 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$$

$$v_{gr} = 8,5 \cdot 10^{-7} \text{ m/s}$$

$$\beta = 1 \cdot 10^{-5}$$

$$\Gamma = 0,05$$

$$\tau_p = 3,5 \cdot 10^{-12} \text{ s}$$

Toutes ces valeurs ont été optimisées dans les intervalles proposés dans le Tableau 1 du Chapitre 4 avec des incertitudes assez faibles sur les valeurs de  $R_j$ ,  $C_j$ ,  $L_0$ ,  $R_0$ .

On peut alors en déduire le nombre de porteurs dans un puits quantique  $N_s$ , le nombre de photons dans la cavité  $P$ , le gain modal  $G$  et le facteur de compression  $\varepsilon$  tels que :

$$N_s = \frac{1}{2} \cdot \left( -\frac{A}{B} + \sqrt{\left(\frac{A}{B}\right)^2 + \frac{4 \cdot \eta_i \cdot I_s}{B \cdot q \cdot N_w}} \right) = 1,1 \cdot 10^7 \quad (5.6)$$

$$P = \tau_p \cdot \left( N_w \cdot \Gamma \cdot \beta \cdot B \cdot N_s^2 + N_w \cdot \frac{\eta_i \cdot (I - I_s)}{q \cdot N_w} \right) = 3,38 \cdot 10^5 \quad (5.7)$$

$$g_o = v_{gr} \cdot \Gamma \cdot \frac{a}{v_{act}} = 1,2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1} \quad (5.8)$$

$$G = \frac{\eta_i \cdot (I - I_s)}{q \cdot N_w \cdot P} = 9,52 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1} \quad (5.9)$$

$$\varepsilon = \frac{1}{P} \left( g_o \cdot \frac{N_0 - N_{tr}}{G_0} - 1 \right) = 1 \cdot 10^{-7} \quad (5.10)$$

**A partir de la mesure des paramètres S11 et S21 du VCSEL, il est donc possible d'accéder à un certain nombre de paramètres internes de ce composant avec un minimum de données constructeurs.**

## **VIII. Références**

[1] J. Perchoux, “*Modélisation en Signal et en Bruit d’une Diode Laser à Cavité Verticale*”, Rapport de Stage de DEA MicroOndes et Télécoms Optiques, Supaero, juin 2002.

[2] Site internet Süss Microtech, <http://www.suss.com/>

[3] Notice d’utilisation picoprobe <http://www.ggb.com/50a.html>

[4] Site internet du constructeur Avalon Photonics, <http://www.avap.ch/avalon.html>

[5] P. Jacquet, “*Caractérisation De Diode Laser A Cavité Verticale Emettant par La Surface*”, rapport de stage DESS en Electronique et Optélectronique, Thomson LCR, Orsay, Septembre 2000.

[6] L. David, “*Modélisation du Comportement et du Couplage de Lasers à Cavité Verticale et Émission par la Surface (VCSELS), pour la simulation d’Interconnexions Optiques*”, rapport de Stage de Fin d’études de Supélec, Thales, Septembre 2002.

[7] T. C. Banwell, Ann C. Von Lehmen, and R. R. Cordell, “*VCSE Laser Transmitters for Parallel Data Links*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 29, No. 2, Fevrier 1993.

[8] M. W. Maeda, C. Chang-Hasnain, A. Von Lehmen, H. Izadpanah, Chinlon Lin, M.Z. Iqba, L. Florez, and J. Harbison, “*Multigigabit/S Operation of 16-Wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Array*”, IEEE Photonics Technology Letters, Vol.. 3, No. 10, Octobre 1991.

[9] G. Kim, X. Han, and R. T. Chen, “*Crosstalk and Interconnection Distance Considerations for Board-to-Board Optical Interconnects Using 2-D VCSEL and Microlens Array*”, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 12, No. 6, Juin 2000.

[10] S-Y. Hu, J. Ko, O. Sjolund and L.A. Coldren, “*Optical Crosstalk in monolithically-integrated multiple-wavelength vertical-cavity surface emitting lasers arrays for multimode WDM Local-area networks*”, Electronics Letters, Vol.34, No. 7, Avril 1998.

- [11] [Marc Van Droogenbroeck](http://www.ulg.ac.be/telecom/teaching/notes/total2/elen017/node136_ct.html), [http://www.ulg.ac.be/telecom/teaching/notes/total2/elen017/node136\\_ct.html](http://www.ulg.ac.be/telecom/teaching/notes/total2/elen017/node136_ct.html), novembre 2002.
- [12] G. Heise, “*Crosstalk Investigation Of Laser-Diode Pairs*”, IEEE Photonics Technology Letters, VOL. 2, NO. 2, February 1990.
- [13] Tsuyoshi Hayashi, Mitsuo Usui, MasaKaze Hosoya, Kenji Stao, And Satoshi Sekine, “*Reducing Electrical Crosstalk in Laser-Diode Array Modules by Using a Film-Carrier Interconnection*”, Journal of Lightwave technology , Vol. 13, No. 9, Septembre 1995.
- [14] Site Internet du constructeur Ulm Photonics, <http://www.ulm-photonics.de/>
- [15] C. Carlsson, H. Martinsson, R. Schatz, J. Halonen, A. Larsson, “*Analog Modulation Properties of Oxide Confined VCSELs at Microwave Frequencies*”, Journal of Lightwave technology, Vol.20, No. 9, September 2002.
- [16] R. Michalzik, K.J. Ebeling, “*Modeling and Design of Proton-Implanted Ultralow-Threshold Vertical-Cavity Laser Diodes*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.29, No.6, June 1993



# Conclusion

Le travail réalisé au cours de cette thèse reposait sur la caractérisation et la modélisation de Diodes Laser à Cavity Verticale Émettant par la Surface en fonctionnement statique et dynamique. En se basant sur les travaux réalisés sur les diodes lasers conventionnelles, nous avons cherché à élaborer un modèle théorique permettant de faire le lien entre certains paramètres physiques et des paramètres accessibles expérimentalement, et ce, en tenant compte de la géométrie du composant et de l'émission verticale. L'étude s'est donc attachée aussi bien à un aspect théorique par l'adaptation des équations d'évolution au VCSEL qu'expérimental par la mesure de caractéristiques statiques et dynamiques.

Après avoir situé le contexte en présentant les propriétés du VCSEL et son état de l'art, en insistant sur son comportement électrique, nous avons abordé la modélisation optoélectronique du composant. Dans une première approche, nous avons démontré que, dans le cas du VCSEL, il était impossible d'utiliser les équations d'évolution telles qu'elles étaient données dans les ouvrages sur les diodes laser conventionnelles mais qu'il était nécessaire de les adapter au VCSEL en incluant le nombre de puits quantiques, la pénétration de l'onde dans les miroirs de Bragg par l'intermédiaire du facteur de confinement et les pertes dans la cavité. Nous avons remarqué d'autre part une différence considérable entre certaines valeurs des paramètres intrinsèques du VCSEL et celles des diodes laser conventionnelles : par exemple, le facteur de confinement, de l'ordre de 0,05 pour le VCSEL (que l'on peut multiplier par 10 dans les émetteurs par la tranche) ce qui est tout à fait normal compte tenu de sa dépendance avec l'épaisseur de la zone active, sans compter l'ambiguïté dans la détermination du facteur de compression du gain ( $\varepsilon$ ). La difficulté nous est apparue en chiffrant le nombre de porteurs et de photons en régime permanent car les incertitudes sur les valeurs des paramètres étaient trop importantes malgré une étude bibliographique approfondie en vue d'établir des fourchettes de valeurs. Ainsi les expressions des principaux termes ont été réduites de façon à faire intervenir un maximum de paramètres mesurables (statiques et dynamiques).

Parallèlement, la mesure de certaines caractéristiques statiques a donné lieu à une étude de l'influence thermique sur le VCSEL qui est l'une des contraintes les plus importantes dans les diodes laser. Ceci nous a permis de constater que la variation du courant de seuil par rapport à la température était très faible comparée à celle des autres diodes laser et que l'évolution de la longueur d'onde était linéaire. Ces mesures ont été utilisées pour déterminer le nombre de porteurs et le nombre de photons dans le VCSEL en régime permanent.

Nous avons ensuite traité le comportement dynamique des porteurs et des photons sous forme de schéma électrique équivalent. Après avoir adapté les équations d'évolution au fonctionnement petit signal, nous avons établi un lien entre le schéma électrique équivalent et certains paramètres internes du composant. En exploitant les fourchettes de valeurs théoriques établies d'après la littérature, nous sommes parvenus à chiffrer les paramètres du schéma électrique équivalent.

La validation du modèle a été effectuée en implémentant le schéma équivalent du VCSEL dans le logiciel de simulation hyperfréquence ADS et en optimisant les valeurs par rapport à la mesure du coefficient de réflexion S11 et du coefficient de transmission S21. Or, la délicatesse de la mesure, nous a permis d'étudier l'importance de la méthode de report du composant sur boîtier ou barrette. Ainsi nous avons effectué des mesures sur trois catégories de VCSELS émettant à 850nm, les premières sur boîtier et les autres sur deux modèles de barrettes.

Pour les VCSELS en boîtier de structure à implantation de protons, le modèle ne pouvait pas être fiable compte tenu d'une influence trop importante des phénomènes parasites. La validation s'est alors limitée au paramètre S11.

Les deuxièmes séries de mesures, qui ont été faites sur la même structure de VCSEL montée en barrette de 8, ont permis de valider le modèle en réflexion et en transmission mais des oscillations perturbaient fortement le signal. La structure de la barrette était telle qu'il y avait une diaphonie très importante entre chaque canal. Nous l'avons modélisée sous forme de schéma équivalent et, en suivant la même démarche que pour un VCSEL seul, nous avons optimisé les valeurs de paramètres donnant un bon accord entre le modèle et la mesure.

La dernière validation a été effectuée sur des barrettes de VCSELS à confinement par diaphragme d'oxyde parfaitement adaptées à l'accès coplanaire. Les mesures étant non bruitées, les paramètres du schéma électrique équivalent ont pu être optimisés en donnant un parfait accord entre la mesure et la théorie.

Nous sommes ainsi remontés aux valeurs de certains paramètres internes tels que le coefficient de recombinaisons non-radiatives (A), le coefficient de recombinaisons bimoléculaires (B), le rendement quantique interne ( $\eta_i$ ), le nombre d'électrons à la transparence ( $N_{tr}$ ), le coefficient de gain différentiel (a), la durée de vie des photons, le nombre de photons (P) et le nombre de porteurs ( $N_s$ ) en régime permanent, le gain (G) et le facteur de compression ( $\varepsilon$ ).

Ainsi ce modèle peut être utilisé pour adapter le composant sur son circuit électronique d'entrée en représentant l'étage d'entrée par un circuit équivalent. Si l'on connaît les paramètres du schéma équivalent du photorécepteur, il est alors possible de modéliser toute liaison optoélectronique sous forme de circuit électrique équivalent, y compris la transmission dans la fibre. Ce qui permet de simuler les paramètres de transmission de cette liaison dans un logiciel de simulation opto-hyper.

D'autre part, à l'aide des équations d'évolution linéarisées en fonctionnement petit signal, nous pouvons alors remonter jusqu'aux valeurs de certains paramètres intrinsèques de la diode. Ces valeurs que nous nous sommes attachés à déterminer, peuvent être utilisées par les concepteurs de modules d'interconnexion optique parallèle, par des utilisateurs n'ayant pas accès aux données constructeur ou encore être implantées dans des logiciels de simulation. Elles peuvent également être exploitées pour le calcul de certaines caractéristiques du VCSEL : tels que le bruit relatif d'intensité (RIN : relative intensity noise), le comportement dynamique analogique et numérique.

La perspective de ce travail est dans un avenir très proche d'inclure au schéma électrique équivalent la contribution du bruit d'intensité et de remonter au RIN du VCSEL. Il serait également intéressant d'adapter le modèle aux composants émettant dans les longueurs d'onde des télécoms (1,3 et 1,55 $\mu$ m).





# Table des Figures

Figure I. 1: principe du laser.....	15
Figure I. 2: diagramme de bande d'un laser à semiconducteur .....	16
Figure I. 3 : transitions électroniques entre la bande de conduction et la bande de valence ....	17
Figure I. 4 : amplificateur électrique à rétroaction distribuée .....	18
Figure I. 5: cavité laser .....	18
Figure I. 6 : répartition des modes.....	20
Figure I. 7 : schéma d'une double hétérostructure : a) diagramme de bande sous une polarisation directe, b) variation de l'indice de réfraction entre la zone de confinement ( $n_c$ ) et la zone active ( $n_a$ ), c) carré de l'amplitude du champ optique où le facteur de confinement $\Gamma$ est la fraction de puissance optique guidée dans la couche active. ....	22
Figure I. 8 : structure des lasers à guidage par le gain : diaphragme d'oxyde à gauche et implantation de protons à droite. ....	23
Figure I. 9 : structure à guidage fort par l'indice (zone active en noir) : a) BH (Buried heterostructure), b) DCPBH ( Double Channel Planar Buried heterostructure) , c) BC ( Buried Crescent). ....	24
Figure I. 10 : laser à guidage faible par l'indice, ridge waveguide (à gauche) et rib waveguide (à droite).....	24
Figure I. 11 : structure de laser à contre-réaction distribuée , a) diode laser DFB, b) diode laser DBR .....	25
Figure I. 12 : description des réflexions de Bragg.....	26
Figure I. 13: zone active d'une diode laser à puits quantiques.....	27
Figure I. 14: niveaux d'énergie des électrons et des trous dans une zone active en AlGaAs/GaAs. ....	28
Figure I. 15 : laser à émission surfacique à couplage par réseau.....	30
Figure I. 16 : laser à émission surfacique à miroir à 45° .....	30
Figure I. 17 : laser à émission surfacique à cavité repliée.....	31
Figure I. 18 : structure d'une diode laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL).31	
Figure I. 19 : comparaison du VCSEL avec une diode laser émettant par la tranche. ....	33
Figure I. 20: emplacement des puits quantiques dans la cavité : a) structure à zone active centrale, b) structure à gain périodique résonant. ....	35
Figure I. 21 : structure sans confinement des porteurs .....	35
Figure I. 22 : a) VCSEL à implantation de protons ; b) VCSEL à miroir de Bragg oxydé.....	36
Figure I. 23 : VCSELs mesa.....	37
Figure I. 24 : VCSEL à diaphragme d'oxyde.....	37
Figure I. 25 : barrette de 8 VCSELs TRT et report sur Céramique.....	39
Figure I. 26 : barrette de 4 VCSELs Ulm Photonics avec accès coplanaire direct. <sup>[14]</sup> .....	39
Figure I. 27 : l'environnement Télécom / Datacom <sup>[17]</sup> .....	40
Figure I. 28 : module optoélectronique parallèle.....	41
Figure I. 29 : réflectivité des miroirs de Bragg en fonction du nombre de Bicoches pour différents matériaux <sup>[19]</sup> .....	43
Figure I. 30 : résistance thermique en $\Omega/K$ du réflecteur de Bragg de réflectivité 99% constitué par différents substrats <sup>[18]</sup> .....	44
Figure I. 31 : caractéristique puissance optique émise en fonction du courant de polarisation pour des températures de 10°C, 50°C et 90°C ( d'après la référence <sup>[21]</sup> ).....	45

Figure I. 32 : a) structure ,b) courbe de P(I) de 0 à 60°C de VCSELs conçus par Emcore (d'après la référence <sup>[23]</sup> ) .....	45
Figure I. 33 : a) spectre à 5mA, 7mA et 10mA, b) diagramme de l'œil d'une liaison à base de VCSEL émettant à 1,3µm et 2,5 Gbps de débit sur fibre optique monomode (d'après la référence <sup>[23]</sup> ).....	46
Figure I. 34 : a) coupe de la structure du VCSEL à points quantiques b) caractéristique L-I-V , d'après la référence <sup>[24]</sup> .....	46
Figure I. 35 : structure des VCSELs émettant autour de 1300nm conçus par Infineon, figure tirée de la référence <sup>[26]</sup> .....	47
Figure I. 36 : coupe de la structure présentée par NTT Photonics, d'après la référence <sup>[27]</sup> ....	48
Figure I. 37 (a) caractéristique L-I-V des VCSELs de Ø 7µm et 10µm à 25°C, (b) dépendance du courant de seuil et du rendement différentiel en fonction de la température, d'après la référence <sup>[27]</sup> .....	48
Figure I. 38 : a) puissance optique émise en fonction de la puissance de pompe pour le VCSEL pompé optiquement , b) Puissance optique émise et tension en fonction du courant de polarisation pour le VCSEL pompé électriquement. ....	49
Figure II. 1 : variation de la fraction molaire à chaque interface des miroirs de Bragg .....	57
Figure II. 2 :diagrammes de bandes a) de l'AlGaAs et de l'AlAs avant la réalisation de la jonction, b) de l'hétérojonction, c) du miroir de Bragg dopé n. ....	59
Figure II. 3: répartition des charges dans la zone de charge d'espace.....	60
Figure II. 4: déplacement des électrons et des trous au niveau des jonctions. ....	62
Figure II. 5 : hétérojonction polarisée 1) polarisation directe, 2) polarisation inverse.....	62
Figure II. 6 : marche de potentiel .....	63
Figure II. 7 : barrière de potentiel.....	65
Figure II. 8 : largeur de la zone de déplétion $x_d$ et de la zone tunnel $x_t$ .....	66
Figure II. 9 :pénétration de l'onde optique dans la cavité. ....	68
Figure II. 10 :longueur effective de la cavité.....	69
Figure II. 11 : représentation des mécanismes de génération-recombinaison des porteurs. ....	70
Figure II. 12 : modèle de la zone active du VCSEL.....	76
Figure II. 13 : evolution du nombre d'électrons et du nombre de photons en fonction du courant de polarisation.....	81
Figure III. 1 : a) représentation schématique du VCSEL avec cavité vide .....	91
Figure III. 2 : evolution de la densité de courant de seuil avec la température. ....	93
Figure III. 3 : allure de la puissance optique émise en fonction du courant de polarisation : P(I) .....	94
Figure III. 4 : allure de la variation de la caractéristique P(I) avec $T_{-2} < T_{-1} < T_0 < T_{+1} < T_{+2}$ .....	95
Figure III. 5 : allure de l'évolution de la caractéristique courant tension en fonction de la température .....	96
Figure III. 6 : banc de mesure de la puissance optique émise en fonction de la longueur d'onde .....	97
Figure III. 7 : asservissement en température du VCSEL .....	97
Figure III. 8 : evolution du spectre en fonction de la température .....	98
Figure III. 9 : evolution de la longueur d'onde d'émission en fonction de la température .....	99

Figure III. 10 : a) allure des densités de porteurs et de photons en réponse à un échelon de courant, b) comportement de la densité de porteurs et de photons dans le cas d'une impulsion de courant superposée à une prépolarisation. ....	101
Figure III. 11 : banc de mesure.....	102
Figure III. 12 : face avant du programme Labview .....	103
Figure III. 13 : caractéristique $P_e(I)(-)$ , tangentes inférieure (-) et supérieure (-) au seuil dont l'intersection donne la valeur exacte du courant de seuil. ....	104
Figure III. 14 : comparaison de la mesure en pulsé et en continu .....	105
Figure III. 15 : evolution de la puissance optique en fonction de la température.....	105
Figure III. 16 : variation du courant de seuil en fonction de la température .....	106
Figure III. 17 : approximation de la courbe $I_{th}(T)$ par un polynôme du second ordre.....	107
Figure III. 18 : excursion en tension en fonction de l'excursion en courant. ....	108
Figure III. 19 : banc de mesure de la caractéristique $V(I)$ .....	109
Figure III. 20 : mesure de la caractéristique $V(I)$ .....	109
Figure III. 21 : test simultané sous pointe DC sur 4 VCSELS, d'après la référence <sup>[14]</sup> .....	110
Figure III. 22 : caractéristique LIV mesurée avec le banc de test Infineon d'après la référence <sup>[14]</sup> .....	111
Figure IV. 1: schéma équivalent du VCSEL .....	117
Figure IV. 2 : diagramme de bande du VCSEL .....	118
Figure IV. 3 : schéma équivalent d'un empilement d'hétérojonctions.....	120
Figure IV. 4 : schéma équivalent comportemental d'un VCSEL à diaphragme d'oxyde .....	121
Figure IV. 5 : schéma électrique équivalent comportemental de VCSELS mésas .....	121
Figure IV. 6 : VCSEL monté en boîtier.....	122
Figure IV. 7 : barrettes de VCSELS.....	123
Figure IV. 8 : schéma équivalent du composant complet :VCSEL + boîtier .....	124
Figure IV. 9 : circuit équivalent de la cavité du VCSEL.....	127
Figure IV. 10 : courbe $V_D(I)$ .....	128
Figure IV. 11 : évolution de la valeur de la capacité $C_j$ en fonction du courant de seuil (a) et du volume d'un puits quantique (b) à un courant de polarisation de 5 mA.....	134
Figure IV. 12 : évolution de la résistance $R_j$ a) en fonction du volume de zone active pour un courant de polarisation constant à 5mA b) en fonction du courant de polarisation pour un VCSEL avec un volume de puits quantique de $2.10^{-19}m^3$ et un courant de seuil de 0,3mA. ....	135
Figure IV. 13 :quadripôle VCSEL.....	136
Figure IV. 14 : quadripôle modélisant la zone active du VCSEL. ....	137
Figure IV. 15 : filtre passe-bas de Tchebycheff d'ordre 2.....	139
Figure V. 1 : protocole expérimental.....	147
Figure V. 2 : a) support de test de VCSEL en boîtier <sup>[1]</sup> et b) méthode de fixation du composant. ....	149
Figure V. 3 :modèle électrique d'un VCSEL monté en boîtier (TO-46).....	150
Figure V. 4 : comparaison des valeurs mesurées (courbes en bleue) et simulées (courbes en rouge) de l'amplitude (à gauche) et de la phase (à droite) du paramètre $S_{11}$ du VCSEL en boîtier TO-46. ....	151
Figure V. 5 : photographie des pointes utilisées <sup>[3]</sup> . ....	152
Figure V. 6 : dispositif de mesure sous pointe RF relié à l'analyseur de réseau vectoriel.....	152

Figure V. 7 : banc de mesure sous pointes des paramètres S11 et S21 de VCSELS montés en barrette .....	153
Figure V. 8 : modèle équivalent de pointes .....	154
Figure V. 9 : barrette de VCSELS Avalon Photonics <sup>[4]</sup> .....	154
Figure V. 10 : barrette de VCSELS TRT <sup>[5]</sup> .....	155
Figure V. 11 : barrette de VCSELS LASERMATE <sup>[6]</sup> .....	155
Figure V. 12 : report de barrettes de VCSELS TRT et Avalon Photonics sur céramique .....	156
Figure V. 13 : valeurs mesurées pour un VCSEL Avalon Photonics polarisé à 4mA, en fonctionnement petit signal ; la courbe a) représente le module du paramètre S21, la courbe b), le module du paramètre S11 et la courbe c), la phase du paramètre S11. ....	157
Figure V. 14 : schéma électrique équivalent de VCSEL AVALON Photonics .....	158
Figure V. 15 : résultats de simulation et comparaison avec la mesure : la courbe a) représente le module du paramètre S11 et la courbe b) correspond au module du paramètre S21...	159
Figure V. 16 : sur le graphique de gauche, la courbe verte correspond à la réponse du VCSEL modulé autour d'un courant de polarisation de 3,4mA (juste au-dessus du courant de seuil), et la courbe bleue correspond à la réponse du même VCSEL lorsque l'un des VCSELS voisins est alimenté. Le graphique de droite représente la diaphonie obtenue à partir du rapport des deux S21 précédents. ....	161
Figure V. 17 : schéma équivalent de deux VCSELS adjacents avec inclusion de la diaphonie .....	162
Figure V. 18 : validation du modèle sur les courbes de S21(f) parasite et modulé ( à gauche) et en comparant le crosstalk simulé et mesuré (à droite).....	162
Figure V. 19: layout et photographie d'une barrette de 4 VCSELS Ulm Photonics <sup>[14]</sup> .....	163
Figure V. 20 : mesure du S11 en phase et en amplitude pour trois courants de polarisation différents (5mA, courbe en magenta, 4mA, en bleu, et 3mA, en rouge).....	164
Figure V. 21 : mesure du module du S21 pour différents courants de polarisation (5mA, courbe en magenta, 4mA, en bleu, et 3mA, en rouge).....	164
Figure V. 22:Schéma électrique équivalent de VCSEL à confinement par diaphragme d'oxyde. ....	165
Figure V. 23 : module (graphique de gauche) et phase (graphique de droite) du S11 simulé en rouge et mesuré en bleu .....	167
Figure V. 24 : module du S21 simulé en rouge et mesuré en bleu .....	167

---

# Liste des Communications

Y. Boucher, A. Rissons, J-C Mollier, “*Temperature dependence of the near threshold emission wavelength and linewidth in Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser*”, Ben Thomas Price award, SIOE’2001, Cardiff (UK), 9-11 avril 2001

A. Rissons, J-C Mollier, “*Modélisation électrique d’une diode VCSEL*”, JNOG 2002, Dijon, 23-25 septembre 2002

A. Rissons, J-C Mollier, Z. Toffano, A. Destrez, M. Pez, “*Thermal and Optoelectronic Model of VCSEL Arrays for Short Range Communications*”, VERTICAL CAVITY SURFACE EMITTING LASER VII, Photonics West, SPIE proceeding, Vol.4994, San Jose (USA), 25-31 janvier 2003.

S. Constant, A. Rissons, J-C. Mollier, “*Modélisation électro-optique de modules datacoms à base de lasers à cavité verticale émettant par la surface à 850 nm*”, 17ème colloque international, Optique Hertzienne et Diélectriques, Calais (France), Septembre 2003.

A. Rissons, J. Perchoux, J-C.Mollier, “*Small Signal And Noise Circuit Model Of Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser (Vcsel) Arrays For Short Range Optomicrowave Links*”, Microwave Photonics 2003, Budapest (Hongrie), Septembre 2003.

Zeno Toffano, Mathias Pez, Christine Le brun, Patricia Desgreys, Yannick Hervé, Jean-Claude Mollier, Gaëlle Brabary, Jean-Jacques Charlot, Stéphanie Constant, Alain Destrez, Mohammed Karray, Morgane Marec, Angélique Rissons, Sébastien Snaidero, “*Multilevel Behavioral Simulation of VCSEL based Optoelectronic Modules*”, IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS, reviewed for December 2003.

# Caractérisation et modélisation optoélectronique de diodes Laser à Cavité Verticale Émettant par la surface (VCSEL)

## Résumé :

Ce travail a consisté à étudier le comportement de VCSELs en régime statique et dynamique. Après avoir présenté la structure du VCSEL, nous avons établi un système d'équations d'évolution du nombre de porteurs et de photons incluant la contribution de l'émission verticale et des puits quantiques. Ces équations ont été résolues pour obtenir le nombre de photons et de porteurs en fonction d'un minimum de paramètres intrinsèques. La première étape expérimentale a porté sur la caractérisation statique de la diode laser afin de déterminer sa zone de fonctionnement. Nous nous sommes ensuite intéressés à la modélisation dynamique du VCSEL. Inspirés du schéma électrique équivalent petit signal d'une diode laser conventionnelle, nous avons établi celui d'un VCSEL en représentant ses particularités telles que la contribution des miroirs de Bragg et des puits quantiques sous forme de cellules RC parallèles. Le modèle a été élaboré en comparant les équations du circuit électrique équivalent et les équations d'évolution linéarisées. Les éléments parasites dus à la connectique et au support de test ont été ajoutés à ce modèle intrinsèque de puce laser. Finalement, la validation a été effectuée grâce aux mesures du paramètre S11 et du paramètre S21. Après avoir cherché à valider le modèle sur des VCSELs en boîtier, des résultats concluants ont été obtenus grâce à des mesures sous pointes sur des barrettes de VCSELs en structure implantée ou à diaphragme d'oxyde, ce qui nous a permis d'extraire des valeurs convenables pour les paramètres intrinsèques.

**Mots Clés :** VCSEL, schéma électrique équivalent, paramètres S, modélisation, Datacom, Télécom.

## Characterisation and modeling of Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser diode (VCSEL)

### Abstract :

This thesis describes the investigation of the static and dynamic VCSEL behaviour. After having described the VCSEL structure, the VCSEL rate equations of the photon and carrier numbers are developed by adapting the rate equations of an edge emitter to a quantum well and vertical emitting laser. These equations are solved to obtain the photon and carrier number according to a minimum of intrinsic parameters. Our first experimental study is related to the VCSEL static characteristics to determine the ideal region of this component. We are then interested in the dynamic modeling of the VCSEL by adapting the small signal rate equations of an edge emitter to the VCSEL. The specificity of this model is the representation of Bragg reflector and quantum well contribution by RC-parallel elements. The equations of the active region circuit are identified with the linearized rate equations, so that the small signal equivalent circuit parameters are determined versus the intrinsic parameters. Parasitic elements due to the package or the test fixture are added to this model. Finally, the different stages of the model validation are developed. After having measured S11 and S21 parameters of several TO packaged VCSELs, good results are obtained by the test with RF probes of oxide confined VCSEL arrays allowing us to extract realistic values of intrinsic parameters.

**Keywords :** VCSEL, electrical equivalent circuit, S parameters, modeling, Datacom, Telecom

