



**HAL**  
open science

**Dual Electroabsorption Modulated Laser: étude et caractérisation d'une nouvelle source optique laser-modulateur intégrés pour les transmissions numériques haut-débit et les applications Radio-sur-Fibre.**

Juan Mauricio Petit Ferrufino

► **To cite this version:**

Juan Mauricio Petit Ferrufino. Dual Electroabsorption Modulated Laser: étude et caractérisation d'une nouvelle source optique laser-modulateur intégrés pour les transmissions numériques haut-débit et les applications Radio-sur-Fibre.. Optique / photonique. Télécom ParisTech, 2010. Français. NNT: . pastel-00579997

**HAL Id: pastel-00579997**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00579997>**

Submitted on 25 Mar 2011

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

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



# Thèse de Doctorat

Présentée par

**Juan Mauricio PETIT FERRUFINO**

Pour l'obtention du grade de docteur de  
l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications  
Spécialité Electronique et Communications

Sujet de la thèse :

« Dual Electroabsorption Modulated Laser »  
Etude et caractérisation d'une nouvelle source optique  
laser-modulateur intégrés pour les transmissions numériques  
à haut-débit et les applications Radio-sur-Fibre

Soutenance le 29 septembre 2010 devant le jury composé de :

Rapporteurs	Christelle Aupetit-Berthelemot, Professeur à l'Université de Limoges (ENSIL, Xlim) Zeno Toffano, Professeur à SUPELEC (Campus de Gif-sur-Yvette)
Examineurs	Badr-Eddine Benkelfat, Professeur à TELECOM-ParisSud (INT) Christophe Minot, Directeur d'études à TELECOM-ParisTech (ENST) Frédérique Deshours, Maître de Conférences à l'Université Pierre et Marie Curie (L2E)
Directeur de thèse	Didier Erasme, Professeur à TELECOM-ParisTech (ENST)
Invités	Christophe Kazmierski, Directeur d'études au III-V Lab Alcatel-Thales (Alcatel-Lucent) Guy Aubin, Ingénieur de recherche au Lab. de Photonique et Nanostructures (CNRS)



A ma très chère maman..



## Abstract

This thesis is related to the physical layer of a classical model of terrestrial optical transmission system for a metropolitan network. Our first investigation deals with an optical device, the Electroabsorption Modulated Laser (EML) which is generally considered as a good candidate to constitute the optical source of medium span optical transmission thanks to its low price, low consumption and small foot print. The work is done in collaboration with an industrial optoelectronic components maker, the GIE Alcatel-Thales III-V Lab, We propose an original technique of pre-distortion or pre-chirping obtained by modulating the laser in addition to the electro-absorption modulator (MEA). In such systems transmission distances are limited by chromatic dispersion. The purpose of this thesis is to develop a novel modulation scheme of the EML in order to overcome the limits set by the chromatic dispersion and nonlinear effects in the transmission fibre. The principle has been demonstrated in the literature with a separate laser and a modulator but never with an integrated device.

The technique is based on a pre-compensation of the chromatic dispersion by applying a modulation to the laser of the EML, which is traditionally dedicated to the generation of the optical carrier and then modulated by the MEA. For this reason we named this new component : Dual Electroabsorption Modulated Laser or D-EML module. Within the scope of this research work, we have demonstrated experimentally an increment of the usual transmission distances from around 80 km upto 160 km. This is the first demonstration of such reach obtained with a monolithic component and no dispersion compensating element. The frequency-time measurements of the dual modulated signal using an unbalanced optical interferometer Mach-Zehnder based on, allows for relation between the chirp's slope of the D-EML and the opposite variation of the instantaneous frequency of the signal injected in the fiber due to chromatic dispersion.

Radio-over-Fiber application for optical access networks has also been explored, it is also based on an analogue dual modulation, this time tuned so as suppress one modulation sideband. This modulation format can carry very high-speed IQ signals over 100 km excluding the periodic degradation of the data signal induced by chromatic dispersion obtained with double-sideband modulation.

## Résumé

Cette étude se situe au niveau de la couche physique d'un modèle classique du système de transmission optique terrestre d'un réseau métropolitain. Notre souci est en premier lieu d'y intégrer un composant, le laser modulateur intégré (Electroabsorption Modulated Laser) du III-V Lab Alcatel-Thales, un laboratoire industriel de composants optoélectroniques. Et ceci dans l'optique d'en diminuer la complexité par l'utilisation d'une technique de pré-distorsion apportée par la modulation du laser de ce composant. Les distances de transmission étant limitées par des phénomènes physiques intrinsèques aux fibres optiques, le but de ce travail de thèse est de développer un schéma de fonctionnement des EML pouvant dépasser les limites fixées par la dispersion chromatique des fibres optiques et ses effets non-linéaires, principe qui a été démontré dans la littérature avec un laser et un modulateur discret mais jamais avec un composant intégré offrant la possibilité d'être facilement inséré dans les transpondeurs optiques.

La technique est basée sur une pré-compensation de la dispersion chromatique en appliquant une modulation sur le laser de l'EML, laser qui est dédié traditionnellement à la génération de la porteuse optique qui est ensuite modulée par le modulateur à électro-absorption. Pour cette raison nous avons nommé ce nouveau composant, le Dual Electroabsorption Modulated Laser ou D-EML, car on module à la fois le modulateur et la laser. C'est l'axe majeur de recherche de cette thèse car il met en évidence le principe de la compensation de dispersion utilisé pour incrémenter les distances de transmission usuelles de 100 km à 160 km avec cette technique établissant la première démonstration de telles distances de liaison avec un composant monolithique.

Une application Radio-sur-Fibre pour les réseaux d'accès a également été explorée, elle est basée également sur une modulation duale, cette fois-ci analogique, permettant l'extinction d'une raie de modulation optique après avoir été excité par un signal CW et générant ainsi un signal à bande latérale unique Single Side Band. Ce format de modulation permet de transporter des signaux I-Q très haut-débit sur des distances de plus de 100 km sans rencontrer les dégradations périodiques du signal de données induites par la dispersion chromatique.





# Table des matières

<b>Introduction générale .....</b>	<b>15</b>
<b>Chapitre I : Signaux et systèmes des communications optiques haut-débit .....</b>	<b>17</b>
<b>1. Introduction du chapitre.....</b>	<b>17</b>
<b>2. Synoptique d'une transmission optique .....</b>	<b>17</b>
2.1. Mise en forme et émission du signal optique.....	18
a) <i>Modulation d'une onde porteuse optique.....</i>	18
b) <i>Application au laser-modulateur intégré à électro-absorption.....</i>	19
2.2. Caractéristiques d'une propagation sur fibre optique.....	22
a) <i>Propriétés physiques d'une propagation sur fibre.....</i>	23
b) <i>Equations de propagation et chirp d'une impulsion.....</i>	34
c) <i>Méthode de résolution numérique d'une propagation sur fibre optique.....</i>	39
2.3. Techniques de réception.....	40
a) <i>Principe de fonctionnement d'un récepteur optique.....</i>	40
b) <i>Caractérisation d'un signal optique par dégradation de l'OSNR.....</i>	42
<b>3. Définitions des critères d'évaluation d'une transmission.....</b>	<b>44</b>
3.1. Diagramme de l'œil .....	45
a) <i>Constitution du diagramme.....</i>	45
b) <i>Critères d'évaluation du diagramme de l'œil.....</i>	45
3.2. Taux d'erreur binaire : BER .....	46
a) <i>Définitions.....</i>	46
b) <i>Seuil et temps de décision.....</i>	46
c) <i>Relation entre le facteur de qualité Q et le BER.....</i>	46
3.3. Intérêt des codes correcteurs d'erreurs : FEC .....	47
<b>4. Conclusions du chapitre.....</b>	<b>48</b>
<b>Chapitre II : Description statique et dynamique du laser DFB et du modulateur à électro-absorption de l'EML à modulation duale .....</b>	<b>49</b>
<b>1. Introduction du chapitre.....</b>	<b>49</b>
<b>2. Les lasers semi-conducteurs DFB à puits quantiques.....</b>	<b>50</b>
2.1. Introduction .....	50
2.2. Caractéristiques statiques.....	53
a) <i>Equations d'évolution.....</i>	53
b) <i>Courant de seuil et puissance d'émission.....</i>	54
c) <i>Réponse en phase et couplage phase-amplitude.....</i>	57
d) <i>Largeur spectrale du mode émis et effets non-linéaires.....</i>	57
2.3. Caractéristiques dynamiques .....	60
a) <i>Equations d'évolution en régime petit-signal.....</i>	60
b) <i>Modulation d'intensité et bande passante du laser MQW.....</i>	62
c) <i>Modulation de fréquence du laser MQW.....</i>	64

2.4. Filtrage des modes dans un DFB.....	65
a) Principe du réseau intégré.....	65
b) Equations des modes couplés.....	66
c) Sélectivité et expression du mode spectral.....	68
d) Caractéristique du mode longitudinal.....	69
2.5. Modèle électrique du laser.....	71
<b>3. Le modulateur à électro-absorption.....</b>	<b>72</b>
3.1. Introduction.....	72
3.2. L'effet Stark confiné quantiquement.....	73
3.3. Paramètres caractéristiques.....	75
a) Facteur de confinement et taux d'extinction.....	75
b) Pertes internes d'atténuation.....	75
c) Rapidité de modulation.....	76
d) Tension de commande.....	78
e) Puissance de saturation.....	78
f) Temps d'échappement des porteurs.....	79
3.4. Propagation en onde guidée.....	80
a) Modes de propagation.....	80
b) Méthode de l'indice effectif.....	80
c) Sensibilité à la polarisation.....	81
3.5. Coefficient d'absorption.....	83
3.6. Dynamique du modulateur.....	83
a) Relation entre l'absorption et l'indice de réfraction.....	83
b) Evolution de la phase et de l'amplitude.....	84
3.7. Intégration monolithique avec un laser DFB.....	84
a) Technologie de fabrication.....	84
b) Effets de couplage entre le laser et le modulateur.....	85
c) Caractéristiques du signal en sortie de l'EML.....	86
<b>4. Conclusions du chapitre.....</b>	<b>86</b>
<b>Chapitre III : Caractérisation sous pointes du D-EML en régime petit-signal.....</b>	<b>87</b>
<b>1. Introduction du chapitre.....</b>	<b>87</b>
<b>2. Conception et réalisation d'une monture optoélectronique de test à trois accès dans la bande DC-40 GHz.....</b>	<b>87</b>
2.1. Description de la structure à deux accès haute-fréquence et un accès optique en espace libre..	88
2.2. Injection du signal optique en espace libre.....	91
<b>3. Mesures statiques du composant.....</b>	<b>92</b>
3.1. Mesure de la caractéristique statique du laser.....	92
3.2. Mesure de la caractéristique statique d'absorption du modulateur.....	92
<b>4. Caractérisation du composant en régime dynamique.....</b>	<b>94</b>
4.1. Mesures de la bande passante du laser.....	94
a) Principe de mesure des paramètres S à l'analyseur de réseau vectoriel.....	94
b) Réponse électro-optique du laser via le modulateur.....	96
c) Résultats de mesure de la bande passante du laser.....	97
4.2. Mesure de la bande passante du modulateur.....	100
4.3. Mesures du couplage électrique parasite entre électrodes : diaphonie.....	102

a) Principe de la mesure de diaphonie ou 'crosstalk' électrique.....	102
b) Effet de la polarisation statique de l'EML sur la mesure de diaphonie .....	102
c) Effet de la polarisation statique sur la mesure de diaphonie .....	105
d) Polarisation statique optimale de l'EML pour la mesure de diaphonie .....	106
e) Conclusions.....	107
<b>5. Mesures du paramètre de 'chirp' de l'EML sous modulation duale.....</b>	<b>108</b>
5.1. Principe de mesure : effet de la dispersion chromatique d'une fibre optique.....	108
5.2. Mesures du facteur de chirp du laser .....	112
5.3. Mesures du facteur de chirp du modulateur .....	113
5.4. Mesures du facteur de chirp conjoint du laser et du modulateur .....	115
<b>6. Conclusions du chapitre .....</b>	<b>116</b>
<b>Chapitre IV : Modulation duale et performances de l'EML pour les transmissions numériques NRZ au débit de 10 Gbit/s .....</b>	<b>117</b>
<b>1. Introduction .....</b>	<b>117</b>
<b>2. Pré-compensation de la dispersion chromatique par modulation duale du laser-modulateur intégrés .....</b>	<b>118</b>
2.1. Technique de mesure de la déviation en fréquence instantanée.....	118
2.2. Principe de mesure utilisant un interféromètre de Mach-Zehnder .....	118
2.3. Protocole expérimental de mesure sous modulation duale.....	121
2.4. Caractérisation expérimentale du chirp grand signal à 10 Gbit/s.....	123
2.5. Chirp grand-signal du modulateur à électro-absorption de l'EML.....	124
a) Mesures de chirp à 10 Gbit/s, soit une impulsion de 100 ps.....	124
b) Mesures de chirp à 1 Gbit/s, soit une impulsion de 1 ns.....	126
2.6. Chirp grand-signal du laser DFB à multi-puits quantiques de l'EML .....	127
a) Mesures de chirp à 10 Gbit/s, soit une impulsion de 100 ps.....	128
b) Mesures de chirp à 1 Gbit/s, soit une impulsion de 1 ns.....	133
2.7. Chirp grand-signal de l'EML sous modulation duale du laser et du modulateur .....	138
a) Mesures de chirp à 10 Gbit/s.....	138
b) Mesures de chirp à 1 Gbit/s.....	147
2.8. Modulation duale optimale de l'EML à 10 Gbit/s .....	154
<b>3. Transmissions expérimentales NRZ à 10 Gbit/s du D-EML .....</b>	<b>156</b>
3.1. Protocole expérimental des mesures de BER en transmissions .....	156
3.2. Modulation duale à séquence binaire identique : push-push .....	160
3.3. Modulation duale à séquence binaire opposée : push-pull .....	161
3.4. Résultats de mesures de taux d'erreurs binaires.....	168
a) Pénalités.....	168
b) Taux d'erreurs binaires .....	168
3.5. Corrélation entre la technique de modulation duale et le BER.....	170
<b>4. Transmissions expérimentales NRZ à 40 Gbit/s de l'EML.....</b>	<b>172</b>
4.1. Introduction .....	172
4.2. Protocole expérimental .....	172
4.3. Résultats des transmissions à 40 Gbit/s.....	173
<b>5. Conclusions du chapitre .....</b>	<b>175</b>

<b>Chapitre V : Génération de signaux à bande latérale unique par modulation duale de l'EML pour transmissions radio sur fibre de signaux I-Q haut-débit .....</b>	<b>177</b>
<b>1. Introduction .....</b>	<b>177</b>
<b>2. Transmission Radio-sur-Fibre et nouveaux réseaux optiques .....</b>	<b>177</b>
2.1. Problématique.....	177
2.2. Compromis entre capacité et complexité pour les réseaux d'accès optiques et sans fil.....	178
2.3. Atouts du transport sur fibre optique de signaux SSB pour les réseaux d'accès sans-fil large bande.....	178
<b>3. D-EML et modulation à bande latérale unique .....</b>	<b>179</b>
3.1. Caractéristiques technologiques du composant.....	180
3.2. Principe de la génération SSB par modulation duale de l'EML.....	181
<b>4. Transmissions RoF expérimentales de signaux Single Side Band .....</b>	<b>181</b>
4.1. Protocole expérimental .....	181
4.2. Performances en transmission de signaux I-Q portée par la modulation Single Side Band.....	182
<b>5. Conclusions du chapitre .....</b>	<b>184</b>
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>185</b>
<b>Bibliographie.....</b>	<b>187</b>
<b>Publications.....</b>	<b>195</b>
<b>Table des illustrations.....</b>	<b>196</b>
Chapitre d'introduction .....	196
Chapitre I.....	196
Chapitre II.....	196
Chapitre III .....	197
Chapitre IV .....	198
Chapitre V .....	203





## Introduction générale

Le travail de thèse effectué au sein du laboratoire de Traitement de l'Information et des Communication a bénéficié d'un financement régional dans le cadre du projet CARRIOCAS (CALcul Réparti sur Réseau Internet Optique à CAPacité Surmultipliée) du pôle de compétitivité d'Île-de-France System@tic.

Le but du réseau CARRIOCAS est de relier les utilisateurs de logiciels de simulation de grande capacité, avec les centres de calculs et les lieux de stockage des données. Pour cela, des liaisons optiques de 10 Gbit/s et 40 Gbit/s ont été dédiées lors de la conception du projet en 2005 [1].

Le réseau est déployé sur quatre points de présence POP. Deux liaisons optiques véhiculant chacun une longueur d'onde à 40 Gb/s ont été déployés depuis juin 2008. Le premier entre Clamart dans les Hauts de Seine (centre R&D de EDF) et Saclay en Essonne (Institut de Recherches sur les Lois Fondamentales de l'Univers - l'IRFU - du CEA). Le second entre Saclay et Bruyères-le-Châtel (en Essonne) avec le centre de calcul Ter@tec qui héberge les supercalculateurs du CEA. Le site d'Orsay (91) avec le Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL) de l'Université Paris-Sud / CNRS est de son côté relié à Clamart et à Bruyères le Châtel via 4 longueurs d'onde à 10 Gb/s.

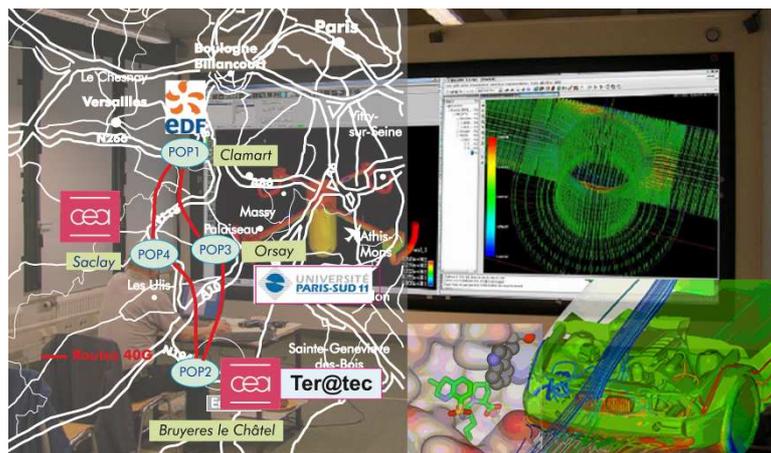


Figure 1. Plan de déploiement du projet CARRIOCAS (gauche), exemple de murs de simulation (droite).

La figure 1 ci-dessus illustre la topologie d'interconnexion du réseau et un exemple de véritable mur de simulation est également présenté. Dans un cadre internationale de plusieurs projets de grille d'informations constitués de calculs réparties sur des très grands volumes de données, notre travail s'inscrit au niveau de la couche physique des liaisons optiques. Le haut-débit de 40 Gbit/s étant nécessaire pour supporter les volumes de données consommées par les supercalculateurs du CEA et pour palier aux contraintes de temps réel de certaines applications, peut être déployée en multiplexant en longueur d'onde de 4 canaux modulés à 10 Gbit/s mais en introduisant des temps de latence néfaste justement au traitement temps réel. Pour cela Alcatel-Lucent a développé des équipements permettant de transmettre des canaux modulés à 40 Gbit/s en suivant la même stratégie des autres équipementiers qui doit répondre à l'augmentation mondiale du besoin en débit.

Les systèmes de communications sont constitués, pour des transmissions optiques point-à-point de 10 Gb/s et 40 Gb/s, d'un ensemble de composants émetteurs/récepteurs basés suivant certains protocoles de codage de l'information, de répéteurs en ligne, et du media de propagation des signaux.

Notre étude se situe au niveau de la couche physique d'un modèle classique du système de transmission optique terrestre d'un réseau métropolitain. Notre souci est en premier lieu d'intégrer un composant, le laser modulateur intégré (Electroabsorption Modulated Laser) du laboratoire industriel de composants optoélectroniques, le III-V Lab d'Alcatel-Lucent, dans le système brièvement décrit ci-dessus. Et ceci dans l'optique d'en diminuer la complexité par l'utilisation d'une technique de pré-distorsion apportée par la modulation du laser de ce composant.

L'arrivée dans le marché des télécoms de nouvelles sources optiques telles que les lasers à modulation directe a permis de réaliser des records en distance transmission à 10 Gbit/s et 40 Gbit/s, mais ces composants sont complexes à fabriquer et très sensibles à la température. Le III-V Lab se place alors dans un objectif de réaliser des composants bas-coût et simple de fabrication pour d'une part répondre aux besoins en débit du projet CARRIOCAS, mais aussi dans une stratégie de réseaux d'accès. Les EML fabriqués au III-V Lab sont donc de très bons candidats puisqu'ils offrent de larges bandes passantes et sont peu sensibles à la température.

Les distances de transmission étant limitées par des phénomènes physiques intrinsèques aux fibres optiques, le but de ce travail de thèse est de développer un schéma de fonctionnement des EML pouvant dépasser les limites fixées par la dispersion chromatique des fibres optiques et ses effets non-linéaires, principe qui a été démontré dans la littérature avec un laser et un modulateur discret [2] mais jamais avec un composant intégré offrant la possibilité d'être facilement inséré dans les transpondeurs optiques. Pour cela nous débutons ce manuscrit par une introduction des contraintes des systèmes de transmission sur fibres optiques. Nous présentons en effet, dans ce chapitre d'introduction, le fonctionnement classique d'une liaison sur fibre optique lorsque l'émetteur est utilisé de manière conventionnelle avec la description des éléments constituant une telle liaison ainsi que les phénomènes physiques liés à une transmissions sur fibre optique standard. Nous utiliserons pour cela les critères d'évaluations de performances dédiés aux transmissions optiques, ceux-ci seront également définis au préalable.

Ensuite nous étudions le composant pour comprendre au mieux son fonctionnement non seulement fonctionnel mais aussi physique pour pouvoir revenir vers les concepteurs et optimiser les composants de prochaines générations. Le chapitre suivant constitue le travail en amont d'une intégration du composant dans un système haut-débit car il faut qualifier les performances statiques et dynamiques du composant avant de l'utiliser dans des liaisons expérimentales. Le quatrième chapitre constitue l'axe majeur de recherche de cette thèse car il met en évidence le principe de la compensation de dispersion utilisé pour incrémenter les distances de transmission usuelles de 100 km à 160 km avec cette technique. La technique est basée sur une pré-compensation de la dispersion chromatique en appliquant une modulation sur le laser de l'EML, laser qui est dédié traditionnellement à la génération de la porteuse optique qui est ensuite modulée par le modulateur à électro-absorption. Pour cette raison nous avons nommé ce nouveau composant, le Dual-Electroabsorption Modulated Laser ou D-EML, car on module à la fois le modulateur et la laser. Enfin le dernier chapitre est dédiée à une autre application de la modulation duale pour les transmissions radio-sur-fibre RoF qui repose sur l'extinction d'une raie de modulation optique après avoir été excité par un signal CW et générant ainsi un signal à bande latérale unique Single Side Band. Ce format de modulation permet de transporter des signaux I-Q très haut-débit et sur des distances de plus de 100 km.

# Chapitre I : Signaux et systèmes des communications optiques haut-débit

## 1. Introduction du chapitre

Les composants étudiés et caractérisés dans cette thèse sont dédiés à des moyennes et courtes distances comme pour le projet CARRIOCAS décrit en introduction. L'objectif également est de pouvoir utiliser ces composants sur un maximum de distance sans utiliser de remise en forme du signal qui est très coûteuse dans un système. Dans ce contexte, les caractéristiques de la fibre optique qui sera le support de transmission seront de grande importance car les interactions avec les signaux issus des EML à modulation duale seront la base du principe de compensation de dispersion par le composant lui-même.

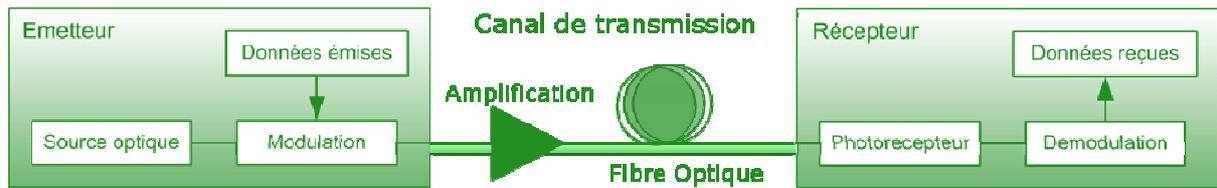
Les signaux se propageant dans les fibres optiques et subissant des déformations seront exposés. Les éléments constituant un lien de transmission sont présentés en évaluant leur impact sur le procédé de modulation du laser et du modulateur simultanément.

Enfin les critères d'évaluation de la qualité de transmission qui permettront surtout de caractériser l'amélioration apportée par les D-EML sur des liaisons classiques de type NRZ à 10 Gbit/s sont présentés pour une meilleure compréhension des expériences réalisées en laboratoire.

## 2. Synoptique d'une transmission optique

Dans le réseau de télécommunication mondial basé sur des liaisons optiques terrestres et sous marines de plusieurs milliers de kilomètres de distances et interconnectés par des nœuds de grande capacité sur chaque continent, on utilise une technique de multiplexage en longueur d'onde (Wavelength Division Multiplexing). Les réseaux métropolitains forment un maillage au niveau continental en se basant également sur une transmission de plusieurs canaux de données multiplexés en longueur d'onde et se propageant dans une même fibre optique, en général entre 1530 nm et 1560 nm pour des systèmes WDM.

Intéressons-nous aux liaisons point-à-point de moyennes et courtes distances pour lesquelles sont dédiés les EML de par le format de modulation utilisé ainsi que par leurs spécificités de fonctionnement. Le schéma ci-dessous (figure I.1) illustre les éléments essentiels d'un lien optique ne transmettant l'information que sur une seule longueur d'onde, c'est-à-dire monocanal. En effet, d'un point de vue global, les réseaux sont constitués de mécanismes complexes de routage, d'insertion et d'extraction de longueurs d'onde et de gestion du trafic, ce qui concerne les traitements de l'information en amont de la modulation de notre composant et en aval de la démodulation du signal transmis sur fibre. La qualité du signal reçu est donc étroitement liée aux performances du modulateur optoélectronique, à celles de la réception et surtout aux dégradations subies par le signal lors de sa propagation sur fibre.



**Figure I. 1 Schéma de principe d'un lien de transmission optique**

Dans le cadre de cette étude, le récepteur est constitué d'une photodiode rapide qui retranscrit, par une détection quadratique, l'évolution temporelle de l'enveloppe du signal optique modulé en intensité. Mis à part quelques phénomènes de bruit que peut apporter la démodulation, nous nous concentrerons sur les phénomènes physiques altérant le signal dans une fibre optique et le lien avec le point de fonctionnement du transmetteur basé sur un laser-modulateur intégré sur semi-conducteur.

## 2.1. Mise en forme et émission du signal optique

### a) Modulation d'une onde porteuse optique

L'onde porteuse optique véhicule l'information numérisée sous forme de séquences binaires. La modulation relie donc le contenu de l'information à son support de transmission qui peut altérer, de part ses propres caractéristiques physiques, la qualité du signal à transmettre. Il est donc primordial pour l'émetteur de retranscrire le signal de données (signal modulant) sur le signal optique (onde porteuse) de la meilleure manière pour que la réception du signal se propageant dans la fibre optique (signal modulé) restitue le message d'information envoyé. Le canal de transmission, principalement, et le récepteur sont des sources de dégradation du signal, il faut donc que l'émetteur délivre un signal modulé de bonne qualité.

On définit un débit de transmission de données par le nombre de bits transmis par unité de temps, soit dans le cadre de notre étude de 10 Gbit/s et 40 Gbit/s. Ceci implique des temps bit très courts (de 100 ps à 25 ps) pour un format NRZ (non retour à zéro). L'onde lumineuse (avec une fréquence de l'ordre de 190 THz) peut être modifiée au moyen de dispositifs optoélectroniques spécifiquement liés au type de modulation que l'on souhaite appliquer. Il existe quatre paramètres sur lesquelles une onde lumineuse peut être modulée en fonction du temps (durant chaque temps bit) :

- son amplitude (enveloppe)
- sa fréquence
- sa phase
- sa polarisation

Les composants utilisés dans le cadre de cette thèse étant des EMLs constitués d'un laser et d'un modulateur intégré à électro-absorption (EA), le type de modulation classique d'un EML repose sur une variation d'amplitude du signal généré préalablement par le laser, soit donc une variation de l'intensité lumineuse émise en sortie de l'EML par unité de temps. Ainsi on peut inscrire les suites de bits 0 et 1 comme étant un état d'intensité lumineuse élevée pour les 1s et un état de moindre intensité lumineuse pour les 0s (correspondant à l'absorption de la lumière par le modulateur EA). Le signal lumineux, ou onde porteuse, générée par le laser DFB, est caractérisé par sa longueur d'onde, sa

largeur spectrale, sa puissance, et l'extinction des modes secondaires (VSWR). La modulation duale ayant pour particularité de moduler à la fois le laser et le modulateur de l'EML, il est alors nécessaire de définir l'évolution du signal optique soumis tout d'abord à la modulation du courant de polarisation du laser, puis à la modulation d'amplitude par électro-absorption.

On définit tout d'abord l'évolution du champ électrique du signal lumineux d'après [3] :

$$E(t) = Env(t). e^{-i\omega_0 t} + cc.$$

**Equation I.1**

$Env(t)$  est la fonction d'enveloppe et  $\omega_0=2\pi f_0$  est la pulsation de l'onde porteuse optique.  $cc.$  est le complexe conjugué.

On peut de même exprimer le champ électrique suivant une décomposition des composantes spectrales du signal établis dans le domaine fréquentiel par la transformée de Fourier du champ  $\tilde{E}$  et de son enveloppe  $\tilde{Env}$  :

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(\omega). e^{i\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{Env}(\omega). e^{i(\omega-\omega_0)t} d\omega$$

**Equation I.2**

Ces expressions permettent de définir le champ du signal optique modulé à chaque instant  $t$  mais également, implicitement, en fonction de la position dans l'espace de l'onde.

## **b) Application au laser-modulateur intégré à électro-absorption**

### **i. Modulation grand-signal d'un laser à semi-conducteur**

Dans le cas d'une modulation numérique NRZ, i.e. un signal de forte amplitude nommé communément grand-signal, le champ électrique issu du laser qui est soumis à un tel signal de modulation peut s'exprimer d'après [4] par :

$$E(t) = \sqrt{P(t)}. e^{j2\pi \int_0^t \Delta f(t) dt}$$

**Equation I.3**

L'évolution du champ électrique du signal optique modulé décrit les variations de puissances  $P(t)$  et de fréquence  $\Delta f(t)$  à la sortie du composant. La modulation de fréquence inhérente aux lasers, est due à une modulation de l'indice de réfraction du laser provoquant une modulation de phase qui est relié à la modulation d'intensité du courant de polarisation par un coefficient de couplage phase-amplitude. Celui-ci dépend des propriétés dynamiques de la région active du laser ainsi que de sa structure géométrique, ces aspects seront approfondis au chapitre II. On peut résumer cet effet de chirp par une contribution transitoire due aux fronts montants et descendants du signal modulant le laser, et une contribution dite adiabatique due à la différence d'amplitude entre deux états stables de l'intensité du courant de modulation. De nombreux travaux ont été réalisés depuis les années 80s évaluant ainsi les potentialités d'une modulation des lasers DFB pour les transmissions optiques haut-débit [5], [6]. Les effets liés au couplage phase-amplitude ainsi que les non-linéarités propres aux lasers semi-conducteur ont donné lieu à différentes techniques de modulation combinant pour la plus part modulation d'amplitude (ASK) et modulation de fréquence (FSK) publiées par ordre chronologique dans [7][8][9][2][10][11][12]. La mise en œuvre d'émetteurs-récepteurs basés sur une modulation de fréquence due à la modulation directe du laser exigeant un filtre optique supplémentaire, il n'y a pas eu de vrai déploiement de ces composants dans les systèmes de communication optiques. Par contre, des études continuent à être menées pour des débits atteignant

jusqu'à 40 Gbit/s avec des résultats très performant mais nécessitant toujours un dispositif de contrôle sensible et couteux [13][14][15][16][17][18], ou bien une conception d'intégration technologique particulière [19], ou nécessitant à la fois une intégration et un dispositif particulier [20]. Les publications concernant les CMLs (Chirp Managed Laser) sont synthétisés dans un article paru cette année 2010 [21].

## ii. Modulation grand-signal par électro-absorption

A l'instar des lasers à semi-conducteurs, les modulateurs à électro-absorption sont également soumis au phénomène de couplage phase-amplitude. Son origine physique est peu différente car elle concerne l'effet couplé d'une variation d'absorption (ou de gain) sur les parties réelles et imaginaires de l'indice de réfraction et donc sur la phase du signal traversant la zone active du modulateur. De manière générale, l'amplitude du champ en sortie du modulateur EA excité par un signal d'amplitude  $E_{in}$  constant ainsi que la variation de phase relative sont données par [22] :

$$|E_{out}(t)| = |E_{in}|e^{-k_0 n''(t)L}$$

Equation I.4

$$\phi(t) = -k_0 n'(t)L$$

Equation I.5

où  $L$  est la longueur du modulateur,  $k_0$  la constante de propagation dans le vide correspondant à la pulsation  $\omega_0$  de l'onde optique, et  $n'$  et  $n''$  les parties réelles et imaginaires de l'indice de réfraction dans la région active du composant. Ce dernier permet de relier la phase, due à  $n'$ , et l'amplitude, due à  $n''$  (pertes par absorption) :

$$\alpha = \Delta n' / \Delta n''$$

Equation I.6

On retrouve alors notre coefficient de couplage phase-amplitude introduit précédemment dans le paragraphe consacré à la modulation des lasers semi-conducteurs. En combinant les équations I.4 et I.5, la variation de phase est décrite en fonction de l'intensité du signal en sortie par rapport au temps :

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\alpha}{2I} \frac{dI}{dt}$$

Equation I.7

$$I = |E_{out}(t)|^2$$

Equation I.8

Maintenant, la dépendance du signal traversant le modulateur, i.e. sa fonction de transfert noté  $T(V)$ , par rapport au signal modulant, qui est caractérisé par une variation de tension, peut être défini d'après [23] par :

$$A_{out}(t) = A_{in}(t) \cdot T(V(t)) \cdot \exp \left[ j \int_0^{V(t)} \frac{\alpha(V)}{T(V)} \frac{dT(V)}{dV} dV \right]$$

Equation I.9

$A_{out}(t)$  est l'amplitude complexe du signal émis par le modulateur en réponse du signal  $A_{in}(t)$  à son entrée. L'évolution du signal traversant le composant étant gouverné par la variation de tension à ses bornes, le coefficient de couplage phase-amplitude est directement relié aux variations de tension.

Les modulateurs à électro-absorption sont de manière générale dépendant à la longueur d'onde du fait de différences dans la fonction de transfert [24][25]. Le model représenté par l'équation I.9 peut être enrichi, toujours d'après [23], par la prise en compte de cette dépendance à la longueur d'onde, qui dans un EML est fortement dépendant du courant de polarisation statique du laser. Soit donc l'expression du signal en sortie du modulateur prenant en considération la réponse spectrale du matériau :

$$A_{out}(t) = \int \tilde{A}_{in}(f) e^{2j\pi f t} \cdot T(V(t), f) \cdot \exp \left[ j \int_0^{V(t)} \frac{\alpha(V, f)}{T(V, f)} \frac{dT(V, f)}{dV} dV \right] df$$

**Equation I.10**

Un paragraphe est consacré aux modulateurs à électro-absorption, les origines physiques liées aux semi-conducteurs provoquant ce type de comportement y seront notamment décrites.

### *iii. Cas particulier d'une modulation sinusoïdale d'un EML*

Après avoir établi les équations qui gouvernent de manière générale un laser et un modulateur d'un EML soumis à une modulation d'intensité de signaux numériques, l'utilisation d'un formalisme basé sur une modulation sinusoïdale petit-signal permet d'analyser le comportement du composant de manière linéaire et d'introduire également la une modulation simultanée des deux fonctions de l'EML.

Pour cela on définit tout d'abord l'onde optique de fréquence  $f_0$  en sortie du composant pour ensuite appliquer les modulations de phase et d'amplitude [A. Lestra, 'Contribution à l'étude de composants intégrés de type laser/modulateur pour transmissions optiques a haut débit' chap. F, thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble – Alcatel Alsthom Recherche, 1996]:

$$S(t) = A(t) e^{2j\pi f_0 t} e^{j\phi(t)}$$

**Equation I.11**

Ici  $A(t)$  et  $\phi(t)$  sont l'amplitude et la phase du signal.

En appliquant maintenant une modulation de ce signal à la pulsation  $\omega$ , la puissance du signal émis par l'EML s'exprime en fonction du taux de modulation, ou profondeur de modulation (Modulation Depth)  $m$  :

$$P(t) = |A(t)|^2 = P_s \left( 1 + |m| \cos(\omega t + \text{Arg}(m)) \right)$$

**Equation I.12**

Dans le domaine complexe, cela revient à exprimer la modulation de puissance par :

$$P(t) = P_s + \Delta P e^{j\omega t}$$

**Equation I.13**

Avec  $\Delta P$  la variation de puissance liée au taux de modulation défini par  $\Delta P = P_s m$ , dont la contribution principale est due à une extinction du signal lumineux par le modulateur (modulation AM).

La phase  $\phi(t)$  quant à elle s'exprime en fonction de l'indice de modulation de fréquence  $\beta$  qui a pour contribution majeure la modulation du courant de polarisation laser (modulation FM):

$$\phi(t) = \phi_0 + |\beta| \sin(\omega t + \text{Arg}(\beta))$$

**Equation I.14**

La fréquence instantanée du signal optique, en fonction du temps, est soumise à une modulation AM et FM simultanément, et dépend donc des taux et indices de modulations respectifs  $m$  et  $\beta$  :

$$f(t) = f_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi}{\partial t} = f_0 + \frac{|\beta| \omega}{2\pi} \cos(\omega t + \text{Arg}(\beta))$$

Equation I.15

Si  $\Delta f = \beta \omega / 2\pi$ , la variation de la fréquence instantanée à la pulsation  $\omega$  peut s'écrire sous la forme :

$$f(t) = f_0 + \Delta f e^{j\omega t}$$

Equation I.16

D'après [26], il est intéressant de quantifier le rapport des modulations AM et FM considérant une modulation du laser par réflexion du signal sur la facette de sortie du modulateur. Dans le cas d'une modulation simultanée du laser et du modulateur, la modulation parasite due à la réflexion sur la facette du modulateur est considérée négligeable devant celle directe du laser. Néanmoins, le rapport des modulations AM et FM peut être défini de la même manière. Pour cela il suffit de calculer le rapport des expressions de  $\Delta f$  et  $\Delta P$  :

$$\frac{2\beta}{m} = 2 \frac{\frac{2\pi}{\omega} \Delta f}{\frac{1}{P_s} \Delta P}$$

Equation I.17

Le rapport  $2\beta/m$  correspondrait, dans le cas d'un EML idéal, à  $j\alpha_H$  où  $\alpha_H$  est le coefficient de couplage phase-amplitude (paramètre de Henry) du modulateur soumis à une modulation d'amplitude à la pulsation  $\omega$ . Cette notion sera approfondie au chapitre II en considérant les propriétés physiques du laser et donc une dépendance non seulement par rapport à  $\alpha_H$  du modulateur, mais aussi par rapport à  $\alpha_H$  du laser et surtout d'une combinaison des deux.

A noter ici, que l'on considère une variation des grandeurs  $f$  et  $P$  par rapport à une variation en tension car le modulateur est sensible aux variations de la tension appliquée, et de plus le signal délivré par le générateur décrit une excursion de la tension par unité de temps. Par la suite, le courant réellement consommé par le laser est relié à cette tension par une simple relation d'impédance qui dépend de l'impédance du laser, très faible, mais surtout de l'impédance du circuit d'accès hyperfréquences (voir chapitre III).

Un montage expérimental basé sur la conversion AM / FM d'un interféromètre de Mach-Zehnder soumis à un signal d'excitation dans une bande de fréquence de 20 GHz au moyen d'un analyseur de réseau, permet de mesurer les réponses AM et FM du composant [27][28].

Les travaux présentés dans les prochains chapitres ont été dédiés à la caractérisation de la déviation fréquentielle des signaux émis par l'EML en fonction du temps, mais il est néanmoins intéressant de connaître l'approche ci-dessus citée.

## 2.2. Caractéristiques d'une propagation sur fibre optique

La propagation sur fibre optique a pour particularité de guider la lumière suivant différentes techniques utilisant les propriétés d'indice de la silice, matériau d'excellence pour la fabrication des fibres depuis le début des années 80s [29] compte tenu de leurs faibles pertes à 1550 nm [30] et de leur dispersion associée [31]. On utilise le formalisme équivalent à celui des guides d'onde

diélectriques pour décrire le champ électromagnétique propagé dans ce milieu considéré comme local et non magnétique.

## a) Propriétés physiques d'une propagation sur fibre

### i. Atténuation

Lors de la propagation dans une fibre optique, la puissance moyenne du signal lumineux est atténuée en fonction de la longueur d'onde comme cela est illustré sur la figure I.2. Cette courbe permet de plus, de distinguer plusieurs zones d'atténuation minimale. Les minimas sont classés en deux grandes catégories :

- 1300 nm (bande O)
- 1550 nm (bande S-C-L)

Pour chacune de ces bandes spectrales il existe des matériaux spécifiques utilisant la longueur d'onde correspondante. Pour les deux bandes on peut citer comme matériau le InGaAsP [29] qui offre des propriétés optiques très adaptées pour les télécommunications optiques (sources laser et modulateurs). Les propriétés d'atténuation ont pour origine les limites imposées par la diffusion Rayleigh dans la bande 0.7  $\mu\text{m}$  à 1,6  $\mu\text{m}$  [32], ensuite c'est l'absorption de la silice dans l'infrarouge qui est prépondérant. Il existe des pics d'absorption aux environs de 1.25  $\mu\text{m}$  (faible) et de 1.39  $\mu\text{m}$  (voir figure I.2) qui sont dus à la présence d'ions  $\text{OH}^-$  dans la fibre et qui absorbent la lumière car ils sont particulièrement sensibles aux longueurs d'onde citées.

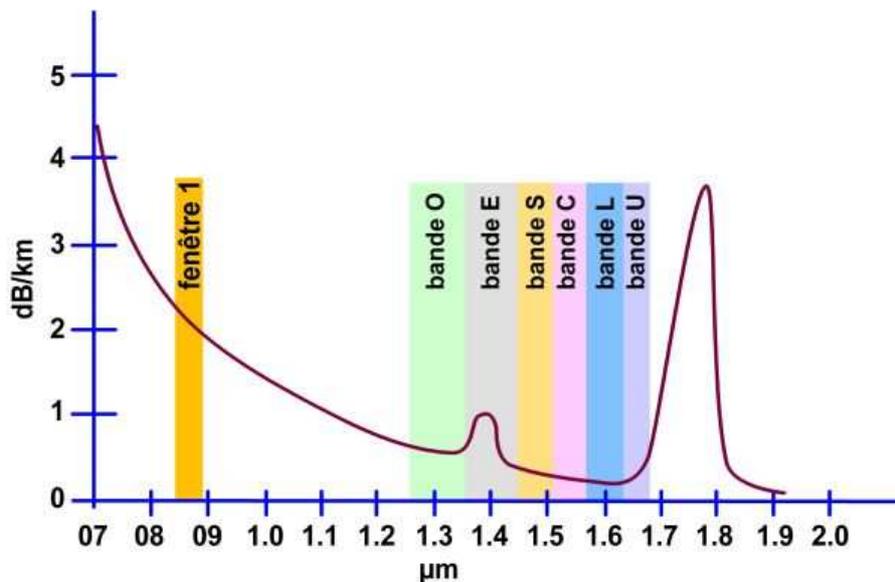


Figure I.2 Courbe schématique des pertes par atténuation en fonction de la longueur d'onde dans une fibre optique standard en dB/km.

De manière générale l'atténuation noté  $\alpha$  se calcule en dB/km par la différence des puissances mesurées en entrée de fibre et en sortie :

$$\alpha = P_{\text{sortie}}(\text{dBm}) - P_{\text{entrée}}(\text{dBm})$$

Equation I.18

En ce qui concerne le coefficient d'atténuation linéaire, il suit une loi exponentielle en fonction de la longueur de fibre traversée tel que :

$$P_{out} = P_{in} e^{-\alpha L}$$

Equation I.19

## ii. Dispersion chromatique

Le champ électromagnétique d'une onde optique se propageant dans une fibre optique a une vitesse de propagation différente en fonction de sa longueur d'onde, ou inversement à sa fréquence [33]. Ce phénomène est lié à la dispersion chromatique du matériau qui est directement relié à son indice de réfraction ( $n=n(\omega)$ ) qui varie avec la fréquence  $f$  ( $\omega=2\pi f$ ) :

$$D(\lambda) = \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n(\omega)}{d\lambda^2}$$

Equation I.20

Ici  $c$  est la célérité de la lumière dans le vide, et  $D$  la dispersion, est donc dépendante de la longueur d'onde et s'exprime en ps/nm/km, ce paramètre correspond en fait à la dérivée du temps de propagation (exprimé en ps) par rapport à la longueur d'onde et à la distance. Si deux signaux dont les longueurs d'onde sont séparées de 1 nm, se propagent sur 1 km,  $D$  sera le temps séparant ces deux signaux après propagation. En considérant que la dispersion est localement linéaire autour de 1550 nm, on peut donc déduire assez simplement la différence de propagation  $\Delta t$  liée à la vitesse de groupe après avoir parcourue une longueur de fibre  $L$  :

$$\Delta t = L \cdot D(\lambda) \cdot \Delta \lambda$$

Equation I.21

Cet effet dispersif propre aux milieux diélectriques, se caractérise également par la pente de la dispersion notée ici  $D'$  telle que :

$$D' = \frac{dD}{d\lambda}$$

Equation I.22

On peut également introduire une relation entre la constante de propagation  $\beta$  et l'indice de réfraction définie par :

$$\beta(\omega) = \frac{n \cdot \omega}{c}$$

Equation I.23

La constante de propagation peut être reliée à la vitesse de groupe de l'onde via un développement en série de Taylor de  $\beta$  [34] :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots$$

Equation I.24

Avec  $\beta_0 = \beta(\omega_0)$  et  $\beta_m = \left. \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right|_{\omega=\omega_0}$  ( $m = 1, 2, \dots$ )

$\beta_1$  est l'inverse de la vitesse de groupe de l'onde  $v_g$  :

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{v_g}$$

Equation I.25

$n$  et  $n_g$  sont respectivement l'indice effectif de la fibre et l'indice de groupe.

$\beta_2$  correspond à la dispersion de la vitesse de groupe (GVD) traduisant la différence de vitesse de groupe de deux ondes évoluant avec des fréquences voisines :

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{dn^2}{d\omega^2} \right)$$

Equation I.26

On peut également relier  $\beta_2$  et  $\beta_3$  à  $D$  et  $D'$  par :

$$\beta_2 = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D \quad \text{ou} \quad D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2$$

Equation I.27

$$\beta_3 = 1000 \left( \frac{\lambda^2}{2\pi c} \right) \left( D' + \frac{2}{\lambda} D \right)$$

Equation I.28

On relie donc  $\beta_3$  à la pente  $D'$  de la dispersion qui même si  $D'$  est nulle, n'implique pas que  $\beta_3$  soit nul. La pente de la dispersion n'étant pas constante,  $\beta_4$  est également pris en compte dans le cadre de multiplexage de type WDM lorsque l'écart de dispersion chromatique entre les canaux multiplexés dans une large bande optique doit être pris en compte [35][3].

Une fibre dont le  $\beta_2$  est positif, correspondant à une dispersion négative, est dite fibre à dispersion normale, et inversement lorsque le  $\beta_2$  est négatif, soit une dispersion positive, la fibre est à dispersion anormale. Pour la fibre monomode standard (SSMF) répondant à la norme internationale (ITU) G652, également nommée 'fibre noir' du fait de son omniprésence dans le réseau optique mondial, la valeur de la dispersion chromatique est de 17 ps/nm/km à la longueur d'onde de 1,55  $\mu\text{m}$ , elle s'annule à 1,27  $\mu\text{m}$  comme le montre la figure I.3, et la dérivée de la dispersion a pour valeur  $D'=0,06$  ps/km/nm<sup>2</sup> comme la plupart des fibres en silice [36].

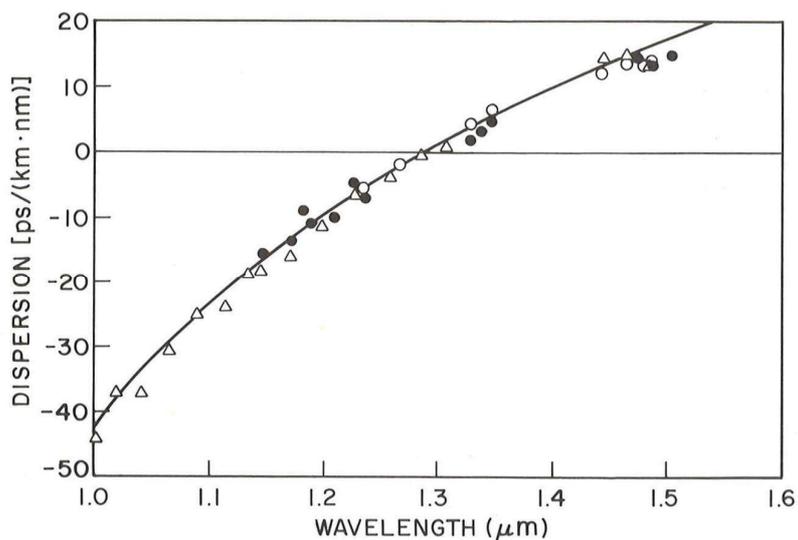
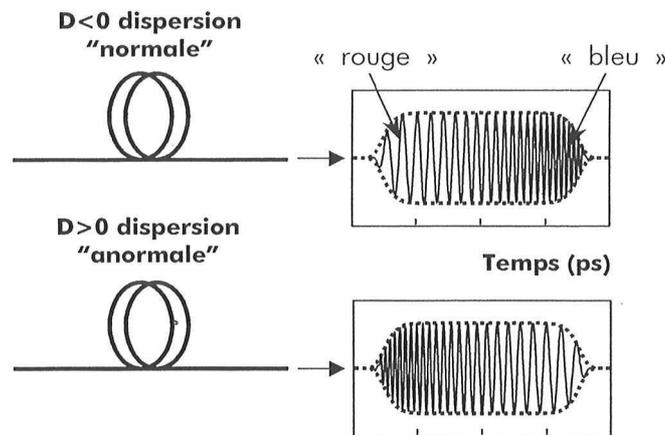


Figure I. 3 Courbe de mesure de la dispersion chromatique de la fibre monomode SMF en fonction de la longueur d'onde [37].

La dispersion chromatique se cumule tout au long de la propagation dans la fibre, et a pour effet l'élargissement temporel des signaux s'y propageant du fait d'une nouvelle répartition des fréquences durant une impulsion. Ce phénomène est dû à la variation de la vitesse de groupe des différentes

composantes spectrales formant le spectre du signal modulé que l'on peut assimiler à une variation de la fréquence instantanée au cours d'une impulsion (voir figure I.4).



**Figure I.4 Effet de la dispersion chromatique sur la variation de fréquence de la porteuse optique en fonction du signe de la dispersion de la fibre optique.**

On comprend alors pourquoi la dispersion a un impact croissant avec la montée en débit, en effet les impulsions étant de plus en plus courtes, alors leurs élargissements est d'autant plus propice à provoquer des interférences entre symboles (ISI).

### iii. Dispersion modale de polarisation

Dans le cadre de notre étude, les composants EML sont destinés à des fibres SMF standards bas coût et surtout déjà déployées sur le territoire. De plus le chirp de ces composants n'est pas directement relié à la dispersion modale de polarisation (PMD). Par contre La contribution de la PMD à l'élargissement temporel des impulsions du fait d'une biréfringence des modes de polarisations, doit d'autant plus être prise en considération pour les transmissions haut-débit.

On associe à ce phénomène, l'existence de deux axes propres de propagation, un lent, et un rapide avec pour chacun un indice de réfraction associé. Lorsque le signal incident n'est pas polarisé suivant ces axes propres, la polarisation du signal varie tout au long de la propagation, et les composantes du signal réparties sur chacun des axes ne se propagent pas à la même vitesse. Si l'on considère une onde ayant une certaine largeur spectrale, différente du cas d'une onde monochromatique, on peut développer la différence de constante de propagation sur les deux axes de manière similaire à la dispersion chromatique telle que :

$$\Delta\beta(\omega) = \beta_s(\omega) - \beta_f(\omega) = \Delta\beta_0 + \Delta\beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\Delta\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + ..$$

**Equation I.29**

$\beta_s$  et  $\beta_f$  sont les constante lente et rapide de propagation. Le terme qui va le plus nous intéressé ici est  $\Delta\beta_1$  car il induit en fonction de la longueur d'onde, et après une certaine longueur de fibre, un retard entre les composantes (ou groupe d'ondes) propagées sur chacun des axes propres. Ce retard  $\tau$  associé à une certaine distance  $L$ , tel que «  $\tau = \Delta\beta_1 \cdot L$  », et connu sous le nom de Differential Group Delay (DGD), est exprimé en ps.

Il existe des procédés technologiques permettant de minimiser ces effets de polarisation, et on peut également contrôler la dissymétrie transverse du guide pour annihiler ces perturbations et procurant

ainsi des fibres à maintien de polarisation (PMF). Pour ces fibres la PMD correspond directement à la DGD, sinon elle est définie à partir de la valeur moyenne de DGD, car hormis les fibres PMF, la dissymétrie du guide est aléatoire tout au long de la fibre. Pour les fibres SMF la DGD suit une loi statistique Maxwellienne, ces notions peuvent être approfondies dans cet ouvrage [38].

#### iv. Non-linéarité des fibres optiques

Lorsqu'une onde lumineuse traverse une fibre optique, et que cette onde a une puissance élevée, on assiste à l'apparition de non-linéarités qui se manifestent par une distorsion du signal tout au long de la propagation. Ces effets ont pour origine l'effet Kerr, Il existe également d'autres effets non-linéaires ayant d'autres origines physiques telles que l'électrostriction pour l'effet Brillouin et l'interaction entre le signal et les phonons de la branche optique du matériau, ces effets ne sont pas détaillés dans ce manuscrit car ils n'interviennent qu'à partir d'un certain niveau assez élevé de puissance d'entrée dans la fibre ( $\approx 13$  dBm), ces références peuvent être consultées pour approfondir le sujet [34][39].

Après avoir vu les effets de dispersion chromatique dues à la dépendance de l'indice de réfraction des fibres optiques avec la fréquence, l'effet Kerr amène une dépendance de l'indice de réfraction par rapport à l'intensité du signal. Ce phénomène est relié à l'induction, par le champ électrique de l'onde injectée dans la fibre, d'un déplacement de charges et d'une polarisation qui à forte puissance font intervenir plusieurs harmoniques du spectre de l'onde incidente dans la réponse du matériau.

Si l'on note  $P$  la polarisation au sein du matériau due à la présence du champ électrique  $E$ , on peut exprimer celle-ci comme la somme d'une contribution linéaire  $P_L$  proportionnelle au champ électrique, et d'une contribution non-linéaire  $P_{NL}$  correspondant aux ordres supérieurs de  $E$  tels que :

$$P = P_L + P_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E + \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} |E|^2 E + \dots$$

Equation I.30

$\chi^{(1)}$  et  $\chi^{(3)}$  sont les susceptibilités d'ordre 1 et 3 de la silice. La silice amorphe étant un matériau centrosymétrique, la susceptibilité d'ordre 2 n'intervient dans le développement de l'équation I.30. De plus l'influence de la partie imaginaire de  $\chi^{(3)}$  sur les variations d'absorption est négligeable devant les pertes linéaires de la fibre, ce qui permet de considérer que la partie de l'indice de réfraction qui est défini par la suite.

On retrouve usuellement l'équation I.30 mise sous la forme :

$$P = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} + \varepsilon_{NL}] E$$

Equation I.31

avec  $\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} |E|^2$

En posant  $n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}$  et en considérant la relation entre l'indice de réfraction et la polarisation issue de la relation de Maxwell  $D = n^2 E = \varepsilon_0 E + P$ , on obtient l'expression de l'indice de réfraction réel:

$$n^2 = 1 + \chi^{(1)} + \varepsilon_{NL} = (n_0 + \Delta n_{NL})^2 \cong n_0^2 + 2 n_0 \Delta n_{NL}$$

Equation I.32

Soit l'expression de l'indice de réfraction en fonction de  $\omega$  et du champ électrique  $E$  :

$$n(\omega, |E|^2) = n_0(\omega) + n_{NL} |E|^2$$

Equation I.33

avec l'indice de réfraction non-linéaire  $n_{NL}$  ayant pour expression :

$$n_{NL} = \frac{3}{8 n_0} \chi^{(3)}$$

**Equation I.33**

La silice n'a pas un indice non-linéaire très élevé, par contre les confinements que l'on peut retrouver dans les fibres classiques sont très élevés du fait de l'aire effective  $A_{eff}$  qui est de l'ordre de  $20 \mu\text{m}^2$  à  $80 \mu\text{m}^2$  (SMF). De plus les liaisons pouvant atteindre plusieurs milliers de kilomètres, l'interaction cumulée entre l'onde et la fibre est très grande. On relie l'aire effective à l'indice non-linéaire par le coefficient non-linéaire  $\gamma$  tel que :

$$\gamma = \frac{2 n_{NL}}{\varepsilon_0 c^2 n_0} \frac{\omega_0}{A_{eff}}$$

**Equation I.34**

Un autre coefficient usuel caractérisant la réponse non-linéaire de la fibre et que l'on retrouve dans la littérature et les logiciels de simulations, est le coefficient d'indice non-linéaire  $n_2$  que l'on relie à  $n_{NL}$  par :

$$n_2 = \frac{2 n_{NL}}{\varepsilon_0 c n}$$

**Equation I.35**

Ce dernier s'exprime en  $\text{m}^2/\text{W}$  et a été mesuré sous différentes méthodes, une valeur typique de  $2,2 \text{m}^2/\text{W}$  est utilisée dans les fibres standards pour les longueurs d'onde nous concernant. On peut alors exprimer le coefficient non-linéaire  $\gamma$  sous une forme différente :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}$$

**Equation I.36**

L'aire effective d'une fibre permet de quantifier la concentration du champ électrique dans le cœur du guide et régule, en fonction de l'intensité du champ  $E$ , l'influence des effets non-linéaires sur l'enveloppe du signal. Il est possible de contrôler lors de la fabrication, l'aire effective d'une fibre en concevant un profil d'indice propice à une augmentation de  $A_{eff}$ , par contre un compromis vis à vis de la dispersion chromatique est nécessaire pour ne pas changer sa valeur ainsi que celle de la pente de la dispersion. Pour conclure sur l'origine de la non-linéarité, voici une expression communément utilisé dans les transmissions sur fibre optique :

$$n = n_0 + n_2 \frac{P(t)}{A_{eff}}$$

**Equation I.37**

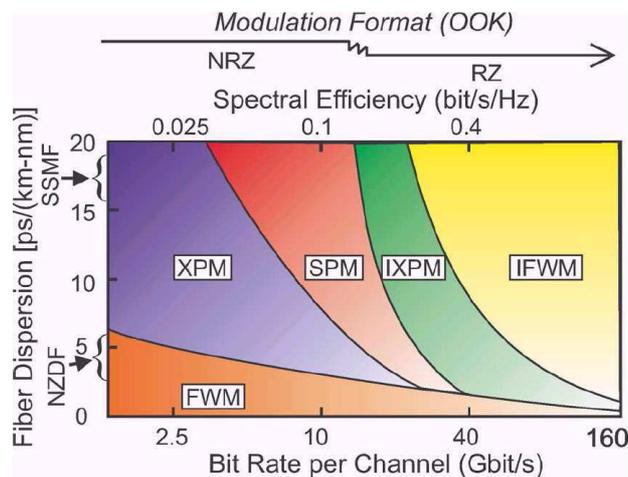
Cette expression fait apparaître la dépendance de l'indice de réfraction à la puissance  $P(t)$  du signal, à  $n_2$  le coefficient d'indice non-linéaire et à l'aire effective. Cette expression traduit la modification, par l'onde lumineuse, des propriétés caractéristiques du support de propagation.

L'ensemble des effets non-linéaires ayant pour origine l'effet Kerr et dégradant les transmissions haut-débit ont très bien été détaillés dans [3], tous ces effets ne s'appliquent pas dans le cadre des transmissions réalisées avec les D-EML car nous n'utilisons qu'un seul canal sans régénération du signal (Short Reach, Very Short Reach), et non un ensemble de canaux WDM sur des longues distances (Long-haul).

### v. Effets non-linéaires corrélés aux signaux D-EML

L'effet Kerr optique a été présenté de manière générale et la relation entre indice de réfraction et puissance a été définie dans l'équation I.37. Il est possible de s'affranchir des effets non-linéaires en utilisant une puissance optique de quelques dBm en entrée de fibre. Cependant nous verrons au chapitre IV que l'on peut améliorer les performances de transmission grâce à une utilisation adéquate de ces effets non-linéaires à l'instar des transmissions par solitons. Maintenant intéressons-nous aux effets non-linéaires intervenant sur les signaux générés par les EML soumis à une modulation duale.

De nombreux effets non-linéaires engendrés à forte puissance sont connus sous le nom d'auto-modulation de phase (SPM), modulation de phase croisée inter-canal (XPM) et intra-canal (i-XPM), mélanges à quatre ondes (FWM) et mélanges à quatre ondes intra-canal (i-FWM), ainsi que d'instabilité de modulation (IM). La figure I.5, issue de [40] montre la contribution majeure en terme de pénalités de chacun de ces effets, pour différentes valeurs de dispersion chromatique, et en fonction du débit binaire et du format de modulation d'intensité (RZ ou NRZ).



**Figure 1.5 Contribution des effets non-linéaires inter-canaux (XPM, FWM) et intra-canaux (SPM, i-XPM, i-FWM) pour différents types de fibres optiques (NZDF, SSMF) et différents débits de modulation de signaux WDM transmis sur 2000 km[40].**

L'interaction entre le signal et le bruit est ici négligée, et les résultats sont donnés pour un taux d'erreurs optimal. Les notions de pénalités et taux d'erreurs seront approfondies dans la partie 3 de ce même chapitre. Au regard de ce graphe (figure I.5), les effets non-linéaires inter-canaux sont prédominant pour les transmissions à des débits binaires allant jusqu'à 10 Gbit/s. Par contre pour des débits au-delà de 10 Gbit/s, se sont les effets intra-canaux qui auront le plus d'effets sur la qualité de chacun des canaux d'une transmission WDM.

Compte tenu de ces résultats de simulation, et du fait que notre étude a été réalisée au débit de 10 Gbit/s (i-XPM et i-FWM non-prédominants), nous pouvons restreindre la prise en compte des effets non-linéaires à la SPM puisque nous utilisons une transmission monocanal (XPM=0) et des fibres SMF (FWM négligeable). Toutefois une explication des effets intra-canaux paraît nécessaire car les D-EML sont destinés à des transmissions WDM dans un premier temps et par la suite à des débits supérieurs à 10 Gbit/s tels que 25 Gbit/s et 40 Gbit/s. Il est donc nécessaire d'introduire auparavant les effets de XPM et de FWM pour comprendre les effets intra-canaux de type i-XPM et i-FWM.

### **Auto-modulation de phase (SPM)**

Le premier effet non-linéaire qui paraît être significatif dans le cas d'une transmission monocanal, est la SPM qui induit une modulation de phase du signal, en fonction de sa puissance, du fait de sa présence dans la fibre. Cet effet, corrélé avec la dispersion chromatique, perturbe l'intensité du signal en diminuant le niveau des 1 et augmentant celui des 0 par exemple. L'auto-modulation de phase est quantifiée par l'expression suivante :

$$\Phi_{SPM}(z, \tau) = |U(0, \tau)|^2 \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^z \frac{n_2}{A_{eff}} P_{pic} e^{-\alpha z} . dz$$

**Equation I.38**

La fonction  $U(z, \tau)$  est défini dans [34][39] comme l'amplitude normalisée de l'impulsion telle que :

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_{pic}} e^{-\alpha z/2} U(z, \tau)$$

**Equation I.39**

Un changement de variable temporelle est opéré tel que  $\tau = t - z/v_g$  ou  $\tau = t - z\beta_1$ , pour s'affranchir de l'effet de la propagation de l'enveloppe, considérée comme lentement variable, et ainsi ne prendre en compte que les pertes, la dispersion chromatique et la pente de la dispersion. Il s'agit en quelque sorte de glisser une fenêtre temporelle d'observation sur l'impulsion au cours de la propagation.  $P_{pic}$  est la puissance pic de l'impulsion.

La puissance intégrée jusqu'à la distance de propagation  $z$  est nommée la longueur effective et s'exprime par :

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha z}}{\alpha}$$

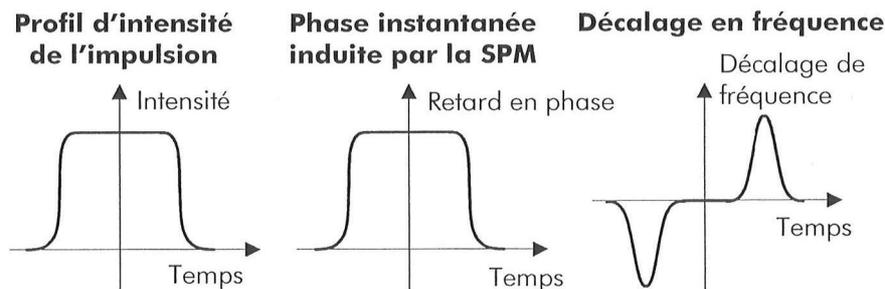
**Equation I.40**

De manière analogue à l'effet de la dispersion, l'auto-modulation de phase induit une variation de la pulsation instantanée de la porteuse optique telle que :

$$\partial\omega_{SPM} = -\frac{\partial\Phi_{SPM}}{\partial t}$$

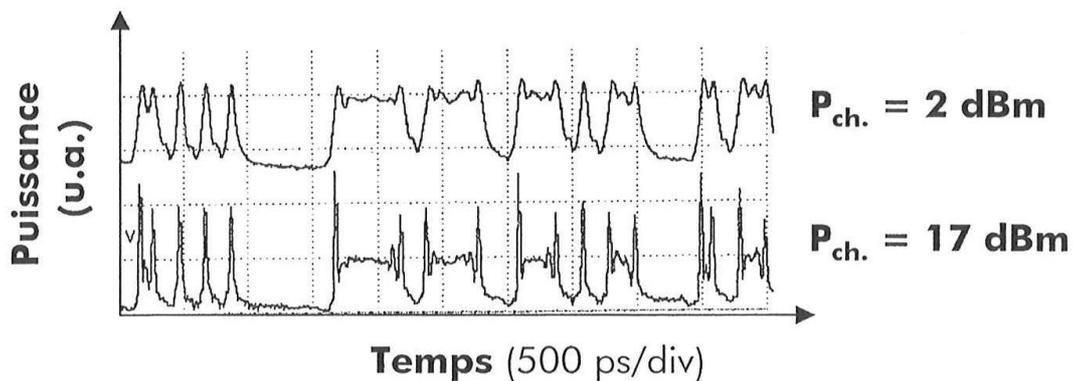
**Equation I.41**

Cet effet va particulièrement nous intéresser car il va contribuer de manière analogue à la technique de modulation duale, l'impact de cet effet sera pris en compte dans le cadre des expériences à 10 Gbit/s présentées au chapitre IV. Par contre le décalage en fréquence du à la SPM n'est pas linéaire par rapport à  $\tau$  mais il est lié à l'enveloppe de l'impulsion. De plus si on compare ces variations de fréquence à celles des fibres à dispersion anormales, soient dans notre cas les fibres SMF, il en résulte une variation opposée et donc une compensation des effets de la dispersion par ceux de la SPM. Le schéma de la figure I.6 en illustre le principe sur une impulsion créneau.



**Figure I.6 Schéma de principe de l'effet d'auto-modulation de phase sur une impulsion créneau [3].**

C'est ce principe qui est utilisé par les ondes solitons qui, ayant une forme particulière avec une largeur temporelle et une puissance adéquate, se propagent dans une fibre sans subir de déformation si l'on ne considère pas les pertes bien entendu. Par contre les signaux de type NRZ, correspondant à notre étude, sont bien dégradés par la SPM. On peut remarquer le facteur aggravant de la puissance du signal sur l'illustration de la figure I.7, la dégradation du signal après propagation est visiblement accentuée sur les fronts montant et descendant des impulsions. Lorsque plusieurs bits consécutifs sont à 1 (>3bits), on peut distinguer leurs valeurs, par contre pour trois bits à 0 et deux bits à 1 cela devient plus critique car il y a une sorte de partition de l'impulsion et l'on peut facilement interpréter cette déformation comme l'apparition d'un zéro entre deux bits à 1. La restitution de la séquence sera alors complètement biaisée après détection.



**Figure I.7 Effet de la dégradation d'une séquence temporelle d'un signal NRZ modulé à 10Gbit/s après 2x100 km de propagation sur fibre SMF [3].**

Dans cet exemple, la dispersion chromatique a été compensée, mais l'interaction avec la SPM au cours de la propagation ne peut être dissociée, par contre lorsque l'on étudie ces phénomènes numériquement, il est courant de n'appliquer qu'un effet à la fois pour bien distinguer son impact sur la qualité du signal propagé.

### **Modulation de phase croisée (XPM)**

Avant de nous intéresser aux effets intra-canaux, il est judicieux de définir les effets similaires de type XPM et FWM pour une meilleure compréhension. Au même titre que la SPM, la XPM induit une modulation de phase du signal, cette fois-ci on ne considère pas cet effet du fait de la présence du signal lui-même mais on considère l'origine de la perturbation du fait de la présence dans la fibre de signaux à d'autres longueurs d'onde comme dans le cas d'une transmission WDM. C'est pour cette raison que l'impact de cet effet n'est pas traité dans les prochains chapitres, mais il devra l'être à posteriori en continuité de cette thèse dans de prochains travaux dédiés à une intégration des composants D-EML dans un système WDM.

En plus de cette modulation de phase induite par les signaux des canaux adjacents, il existe également un phénomène de glissement temporel (walk off) entre les séquences de chaque canal propagé à des vitesses différentes du fait de la dispersion chromatique.

En considérant deux ondes de pulsation différentes  $\omega_1$  et  $\omega_2$  ayant  $E_1$  et  $E_2$  pour champ électrique, et le champ électrique  $E$  résultant de la somme de ces deux ondes, on peut développer le produit  $EE^*E$ , soit  $(E_1+E_2)(E_1+E_2)^*(E_1+E_2)$ , et isoler les termes de battement à chaque pulsation. Le détail de ces calculs

peut être consulté dans [3]. Il en résulte l'expression de la phase non-linéaire pour l'onde à la pulsation  $\omega_1$  induite par l'onde à la pulsation  $\omega_2$ :

$$\Phi_{XPM}(L, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L \frac{2n_2}{A_{eff}} P_2(t - d_{21}z) e^{-\alpha z} . dz$$

**Equation I.42**

On remarque l'apparition d'un terme  $d_{12}$  qui relie l'influence d'un canal sur l'autre sur la constante de propagation telle que  $d_{12} = \beta_{1,1} - \beta_{1,2}$ .  $L$  étant la longueur de la fibre.

Au même titre que la SPM, la XPM provoque un élargissement spectral ainsi qu'un décalage de l'instant d'arrivée des impulsions en fonction des données du canal perturbateur. Certaines combinaisons binaires auront alors plus ou moins d'influence car les bits à 1 sont ceux qui provoquent cette phase non-linéaire.

### **Mélange à quatre ondes (FWM)**

Dans le cas du mélange à quatre ondes on considère trois canaux chacun centré sur une longueur d'onde tels que la nouvelle onde engendrée par la présence des trois ondes initiales a pour pulsation :

$$\omega_{ijk} = \omega_i + \omega_j - \omega_k$$

**Equation I.43**

La puissance du signal engendré à la pulsation  $\omega_{ijk}$  est déterminée de la même manière que pour la XPM, que l'on peut également définir comme la puissance du produit d'intermodulation donné par [41][42] :

$$P(L, \omega_{ijk}) = \left(\frac{D_{ijk}}{3}\right)^2 \cdot \eta (\gamma P_0 L_{eff})^2 \cdot (P_0 e^{-\alpha L})$$

**Equation I.44**

$P_0$  est la puissance moyenne pour chaque canal en considérant celle-ci identique pour chacun d'eux,  $\gamma$  est le coefficient non-linéaire défini précédemment par l'équation I.34,  $L_{eff}$  est la longueur effective définie par l'équation I.40, et  $\eta$  correspond à l'efficacité du mélange et dépend essentiellement des constantes de propagation des ondes intervenant dans le FWM. Le facteur  $D_{ijk}$  est un entier caractérisant la dégénérescence liée au fait que les canaux intervenant dans le FWM peuvent ne pas avoir la même puissance.

Outre le niveau de puissance des ondes à l'origine de cet effet, l'accord de phase est une condition importante nécessaire à une interaction constructive de ce produit d'intermodulation. Il est rigoureusement nécessaire de prendre en considération l'impact de la SPM et de la XPM sur le désaccord de phase qu'ils engendrent du fait des variations d'indices. Pour cette raison le choix des longueurs d'onde d'un signal WDM ainsi que leurs espacements et la manière de compenser la dispersion chromatique est primordiale pour éviter de multiples produits d'intermodulation qui provoqueront l'apparition d'ondes entre les canaux WDM au détriment des signaux utiles qui verront leur niveau de puissance diminuer. De plus un aspect statistique doit être pris en compte car il faut que les trois signaux générateurs aient un niveau haut de puissance correspondant à un 1.

L'existence de FWM est conditionnée par un ensemble de paramètres plus ou moins favorable à une dégradation des canaux WDM. L'instabilité de modulation (IM), pouvant amplifier certaines composantes spectrales du bruit d'amplification spontanée, n'est pas pris en compte dans cette étude car nous utilisons systématiquement des filtres pour justement couper l'ASE. On considère le plus

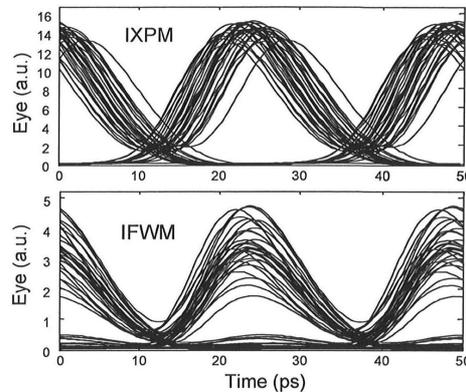
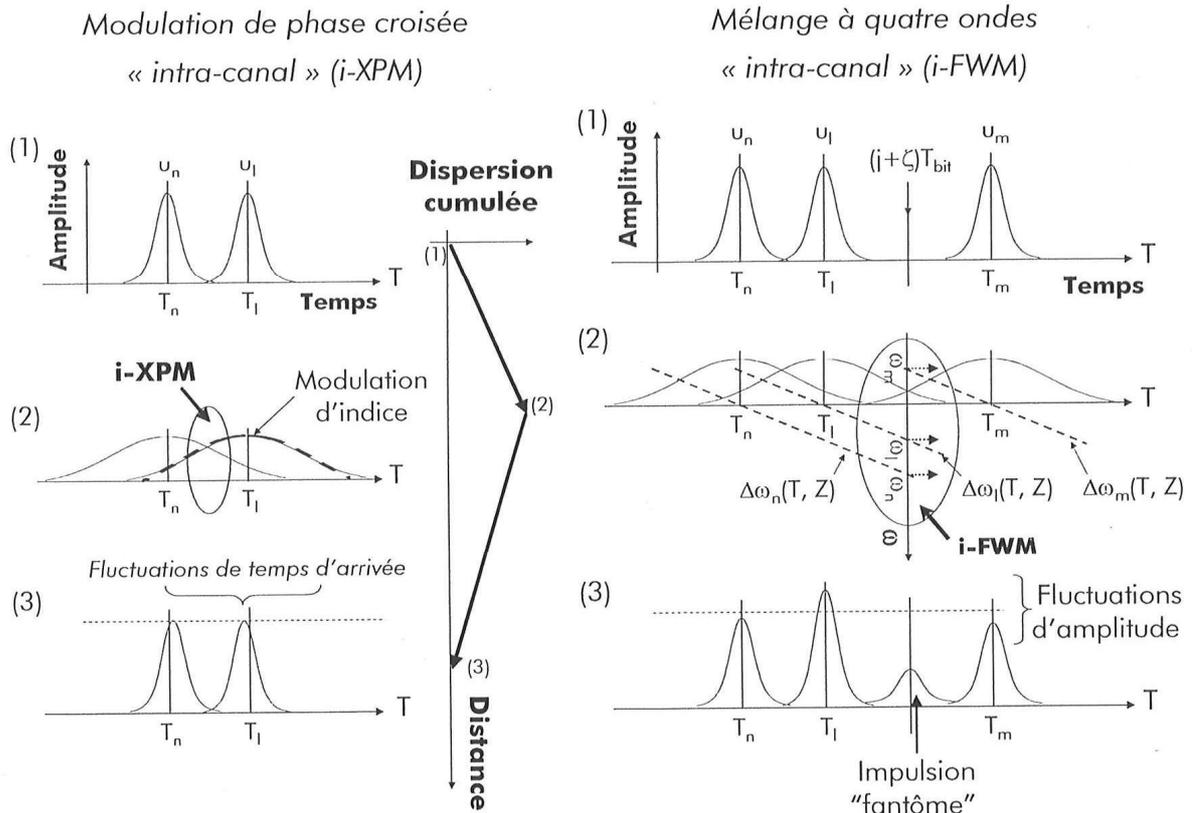
souvent en simulation un bruit scalaire que l'on ajoute en fin de liaison pour le prendre en compte à la réception mais pour les débits supérieurs à 10 Gbit/s la bande de modulation peut recouvrir le bruit amplifié par IM et dégrader le rapport signal sur bruit (OSNR).

### **Modulation de phase croisée (i-XPM) et mélange à quatre onde (i-FWM) intra-canaux**

Les effets de i-XPM et i-FWM mis en évidence en 1998 [43], ont les mêmes conséquences sur un canal que les effets de XPM et FWM décrit précédemment, mais leurs origines, bien qu'étant basés sur l'effet Kerr et la dispersion chromatique, sont dus à la présence de leur propre signal. En fonction des séquences binaires transmises, dans le cas de la i-XPM chaque bit interagit avec ses bits voisins et lorsque la dispersion chromatique induit un élargissement des impulsions alors il y a un recouvrement et une augmentation des effets de la modulation d'indice à cause d'un bit voisin. Ce processus résulte en une différence de temps d'arrivée des impulsions, c'est en quelque sorte une gigue temporelle.

En ce qui concerne l'effet d'i-FWM, il est assez simple de concevoir que la variation de fréquence pendant chaque impulsion due à la dispersion chromatique qui a été détaillée au paragraphe 2.2, induit un mélange à quatre ondes lorsque la fréquence optique est différente entre les impulsions lorsque celles-ci sont à leur maximum, i.e. en leur milieu. Le schéma de la figure I.8 illustre ce principe ainsi que celui de l'i-XPM à trois instants typiques d'une transmission : en entrée de fibre (1), à une certaine longueur de fibre où l'effet de la dispersion élargie les impulsions significativement (2) et en fin de liaison après compensation de la dispersion (3). Dans notre cas d'étude on se restreint au cas (1) et (2) puisque la dispersion chromatique est compensée par une modulation de fréquence du laser du D-EML, qui va modifier les conditions initiales en entrée de fibre car lorsqu'une impulsion est à son maximum elle aura une certaine fréquence instantanée différente de celle des autres bits au même instant.

Dans l'article de [40], les conséquences sur un diagramme de l'œil illustrée pour un canal modulé à 40 Gbit/s où l'on peut remarquer l'effet de gigue temporelle (jitter) pour la i-XPM qui correspond à une fermeture verticale de l'œil, et l'effet d'apparition d'impulsions fantômes et conduisant à une fermeture de l'œil horizontalement comme le montre la figure I.9.



**Figure I. 9 Effets non-linéaires intra-canaux sur le diagramme de l'œil d'un signal RZ modulé à 40 Gbit/s.**

Des techniques de gestion de dispersion [44], permettant de supprimer ces effets non-linéaires intra-canaux, pourront être pris en compte dans le cadre d'un développement du D-EML à des débits supérieurs où justement ces effets sont prépondérants.

## b) Equations de propagation et chirp d'une impulsion

### i. Résolution de l'Equation de Schrödinger Non-Linéaire

L'équation de Schrödinger non-linéaire (ESNL) décrit de manière générale l'évolution du champ électrique  $E$  du signal se propageant dans une fibre optique.

$$i \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \gamma |E|^2 E$$

Equation I.43

Cette équation trouve son origine dans les équations de Maxwell dont la démonstration peut être consultée au besoin par le lecteur dans [34]. Cette équation peut être résolue de manière analytique pour certains types d'impulsions aussi bien dans un régime purement dispersif que non-linéaire.

Pour connaître le régime dans lequel une onde est soumise majoritairement, on compare la longueur de dispersion à la longueur non-linéaire qui sont définies par :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$$

Equation I.44

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_{pic}}$$

Equation I.45

$T_0$  et  $P_{pic}$  sont respectivement la largeur temporelle et la puissance pic de l'impulsion considérée. Ces longueurs caractéristiques traduisent la distance pour laquelle l'impact de chacun des effets sera significatif sur la déformation d'une impulsion entraînant une pénalité sur le BER à la réception. Nous verrons que dans le cas d'une impulsion gaussienne la longueur de dispersion équivaut à une augmentation de la largeur temporelle d'un facteur  $\sqrt{2}$ . Pour l'effet de dispersion on comprend pourquoi une augmentation du débit binaire, soit donc la diminution du temps des impulsions, est critique puisque la longueur de dispersion dépend du carré de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion.

### **Régime dispersif**

Lorsque  $L_D \ll L_{NL}$  l'ESNL est restreinte à un régime dispersif où la contribution des non-linéarités peut être négligée. On peut écrire l'ENSL sous la forme :

$$i \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$$

Equation I.46

que l'on peut exprimer dans le domaine spectral par :

$$i \frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} = -\frac{\beta_2}{2} \omega^2 \tilde{E}$$

Equation I.47

et dont la solution en fonction de la distance et de la pulsation est :

$$E(z, \omega) = E(z = 0, \omega) \exp\left(i \frac{\beta_2}{2} \omega^2 z\right)$$

Equation I.48

Cette solution permet de comprendre que la dispersion n'affecte pas le spectre directement, par un enrichissement des composantes spectrales, mais induit un déphasage spectral  $\varphi(\omega)$  parabolique qui correspond après dérivation à un chirp spectral linéaire  $\partial t(\omega)$  tel que  $\partial t(\omega) = \beta_2 \omega z$ .

Dans le domaine temporel, l'obtention de  $\partial \varphi(t)$  nécessite que l'on dérive le développement en série de Taylor à l'ordre 2 de  $\varphi(t)$ . On peut alors relier de manière équivalente que dans le domaine spectral,

une variation de phase  $\partial\varphi(t)$  quadratique de la forme  $\partial\varphi(t) = \varphi_0 - \frac{C}{2} t^2$  à une variation linéaire de la fréquence instantanée de l'onde dans le temps nommé également chirp temporel linéaire tel que :

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial\varphi(t)}{\partial t}$$

**Equation I.48**

La constante C est alors appelée coefficient de chirp dont on retrouve un équivalent dans les matériaux semi-conducteur à gain, avec le couplage phase-amplitude noté  $\alpha$  qui sera détaillé dans le prochain chapitre tel que :

### **Régime non-linéaire**

Dans ce régime de propagation on considère les effets non-linéaires prépondérants devant l'effet de dispersion chromatique et c'est ce qui est le cas lorsque  $L_D \ll L_{NL}$ . L'ESNL se réduit alors à :

$$i \frac{\partial E}{\partial z} = -\gamma |E|^2 E$$

**Equation I.49**

et la solution de cette équation peut s'écrire sous la forme :

$$E(z, \omega) = E(z = 0, \omega) \exp(i \gamma |E(z = 0, \omega)|^2 z)$$

**Equation I.50**

On retrouve alors le déphasage temporel  $\varphi_{NL}(z, t)$  du aux effets non-linéaires qui a été introduit par l'équation I.38 de l'auto-modulation de phase du paragraphe 2.2.a) qui est ici représentée par la quantité  $\gamma |E(z = 0, \omega)|^2 z$ . On peut à partir de ce déphasage temporel établir le chirp temporel  $\partial\omega_{NL}(z, t)$  tel que :

$$\delta\omega_{NL}(z, t) = -\frac{\partial\varphi_{NL}(z, t)}{\partial t} = -\gamma z \frac{\partial |E(z = 0, \omega)|^2}{\partial t}$$

**Equation I.51**

On remarque alors que le chirp temporel va dépendre tout d'abord du coefficient non-linéaire  $\gamma$  et de la distance  $z$ , puis de la forme de l'impulsion qui va déterminer si la variation de fréquence est linéaire durant toute l'impulsion (voir figure I.6). Le cas de l'impulsion gaussienne sera détaillé dans la prochaine partie. En ce qui concerne le spectre, la SPM va provoquer son élargissement [45].

C. Finot montre dans sa thèse [36], par un contre exemple que l'on ne peut dissocier complètement l'interaction entre les non-linéarités et la dispersion chromatique lorsqu'une impulsion se propage dans une fibre optique. L'utilisation d'un outil de simulation numérique basé sur l'ESNL et utilisant la méthode de Fourier itérative à pas séparés (Split Step Fourier Method) devient nécessaire pour prédire l'évolution de signaux quelconques au cours de la propagation et soumis à la fois à la dispersion des fibres et à ses non-linéarités. Le principe de cette méthode sera détaillé par la suite dans ce même chapitre.

### **ii. Cas particulier d'une impulsion gaussienne**

Un exemple de la déformation des signaux soumis à un régime de dispersion de type normal d'une fibre optique est fort bien détaillé dans [36] dont est issue l'illustration de la figure I.10. On considère dans ce cas un régime purement dispersif en négligeant les effets non-linéaires.

Le profil de puissance d'une impulsion gaussienne a pour expression :

$$P(t) = P_{pic} \exp \left[ - \left( \frac{t}{T_0} \right)^2 \right]$$

**Equation I.52**

Si l'on prend  $T_0$  comme largeur temporelle caractéristique de l'impulsion gaussienne qui est reliée à la largeur totale à mi-hauteur de l'impulsion (FWHM) par un paramètre  $K_1 (2\sqrt{\ln(2)})$  tel que  $T_{FWHM} = k_1 T_0$ , l'enveloppe du champ électrique peut s'exprimer en fonction du temps par :

$$E(z, t) = \frac{T_0}{\sqrt{T_0 - i \beta_2 z}} \exp \left( \frac{t^2}{2(T_0 - i \beta_2 z)} \right)$$

**Equation I.53**

Comme le montre le graphe (a) de la figure I.10, la largeur temporelle de l'impulsion s'élargit au fur et à mesure que la distance augmente. On peut déterminer cet élargissement en fonction de la distance par :

$$T = T_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z |\beta_2|}{T_0^2} \right)^2} = T_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z}{L_D} \right)^2}$$

**Equation I.54**

quant à la phase, son évolution est donnée par :

$$\varphi(z, t) = - \frac{\text{sgn}(\beta_2) \left( \frac{z}{L_D} \right) t^2}{1 + \left( \frac{z}{L_D} \right)^2} \frac{1}{T_0^2} + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left( \frac{z}{L_D} \right)$$

**Equation I.55**

on peut alors extraire la variation de la fréquence de l'onde :

$$\delta\omega(z, t) = 2 \frac{\text{sgn}(\beta_2) \left( \frac{z}{L_D} \right) t}{1 + \left( \frac{z}{L_D} \right)^2} \frac{1}{T_0^2}$$

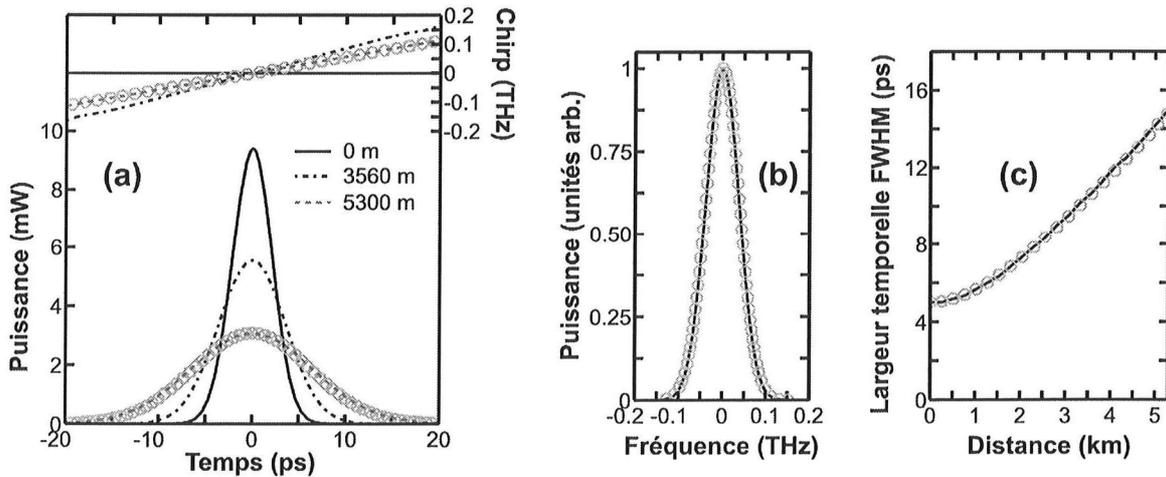
**Equation I.56**

Dans cet exemple appliqué à une impulsion gaussienne, le chirp engendré par la dispersion est linéaire et la pente du chirp dépendra du signe de  $\beta_2$  ( $\text{sgn}(\beta_2)$ ) dans l'équation I.56) et donc du signe de la dispersion chromatique. Pour rappel, une fibre soumise à un régime de dispersion normale, i.e. la dispersion chromatique est négative, correspond aux fibres de compensation de dispersion (DCF) utilisées dans les systèmes télécommunications optiques.

Cette caractéristique des fibres DCF est tout particulièrement intéressante pour notre étude car le rôle de la modulation du laser du D-EML est bien de compenser la dispersion chromatique et donc d'induire un chirp ayant la même pente que celle d'une fibre à dispersion négative dont on peut visualiser la courbe dans l'exemple de la figure I.10. Le chirp est négatif sur le front montant jusqu'au centre de l'impulsion puis il est positif jusqu'au front descendant de l'impulsion inclus. La pente du chirp est donc positive pendant le temps de l'impulsion. On remarque sur le graphe (b) que le spectre n'est pas modifié après propagation mais que l'impulsion est bien élargie dans le domaine temporel comme le montre le graphe (c) de la même figure.

Sur la figure I.10 il y a une comparaison entre les résultats issus de l'expression analytique I.53 (traits pleins et pointillés) et les résultats de simulation numériques (cercles). Pour des impulsions de formes

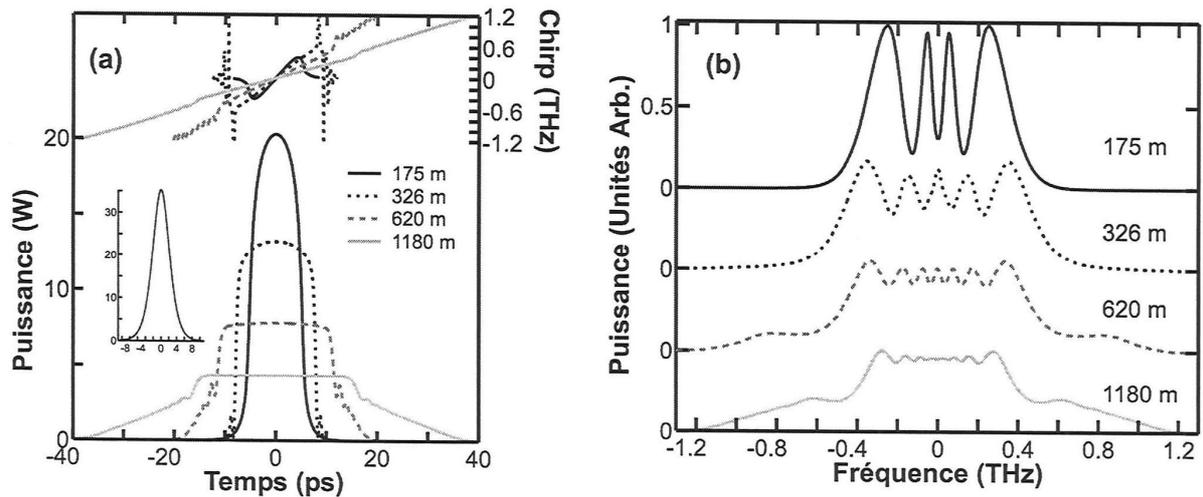
différentes il est difficile d'établir analytiquement l'évolution lors de la propagation et il est nécessaire d'utiliser l'outil de simulation numérique basé sur la méthode appelée split step Fourier.



**Figure I.10** Courbes caractéristique des déformations dues à la dispersion chromatique pour une impulsion gaussienne non chirpée. (a) évolution de l'impulsion dans le domaine temporel et chirp associé pour différentes distances. (b) évolution du spectre de l'impulsion après 5.3 km. (c) largeur temporelle à mi hauteur pour 5.3 km issue de l'équation I.54 (trait plein) et d'une résolution numérique (cercles).

Après avoir analysé les effets de la dispersion chromatique seule, la figure I.11 est un aperçu de l'impact de la non-linéarité du à l'effet Kerr sur ces mêmes effets. Ici l'auteur considère toujours une fibre à dispersion normale pour différentes distances de transmission. On remarque sur la courbe de chirp (courbe (a)) que la courbe n'est plus linéaire pour les distances les plus courtes du fait de la prédominance des effets non-linéaires d'auto-modulation de phase avec un chirp de pente négative sur les fronts montant et descendant. Puis lorsque la distance augmente le chirp redevient une droite de pente positive pour être quasi-linéaire après 1180m de distance car la dispersion devient alors à son tour prédominante. De plus l'exemple cité ici fait intervenir une fibre à dispersion normale, i.e. de dispersion négative, ce qui induit un élargissement temporel encore plus prononcé si l'on ajoute le chirp du aux effets non-linéaires qui a au centre de l'impulsion un chirp linéaire de même pente positive.

L'impulsion perd sa forme gaussienne et son spectre est également déformé. Ces déformations sont dues à un phénomène de wave-breaking du fait de la superposition de fréquences instantanée différentes sur les flans de l'impulsion. Les oscillations temporelles dues à ce phénomène vont générées de nouvelles composantes spectrales par un mélange à quatre ondes. Ce phénomène de wave-breaking, mis en évidence numériquement dans [46] et expérimentalement dans [47] sera donc préjudiciable pour la qualité du signal à transmettre et il sera préférable de s'écarter d'une telle situation dans le cadre de l'utilisation d'un D-EML. Par contre si l'on se réfère au comportement d'une fibre à dispersion anormale, i.e. de dispersion positive comme c'est le cas des fibres SMF sur lesquelles les signaux d-EML seront propagés, on sait maintenant que le chirp linéaire du à la dispersion a une pente négative ce qui sera favorable à une modulation du laser qui va induire une pente opposée, positive, dans certaines configuration de modulation comme nous le verrons au chapitre IV. Quant au chirp du à la SPM correspondant aux flans de l'impulsion, nous verrons également que le chirp du D-EML peut avoir son opposé dans différentes configurations.



**Figure I. 11 Effets conjoints de la dispersion chromatique et des non-linéarités de type Kerr sur une impulsion gaussienne. (a) évolution temporelle de l'impulsion pour différentes distances de propagation et chirp associé. (b) évolution du spectre de l'impulsion pour différentes distances de propagation.**

### c) Méthode de résolution numérique d'une propagation sur fibre optique

#### i. Emergence des outils numériques de simulation

La complexité des signaux et de leurs déformations au cours d'une propagation sur fibre ne peut plus être évaluée correctement de manière analytique et nécessite des résolutions numériques. Cette nécessité de posséder des outils de conception efficaces pour prendre en compte l'ensemble des caractéristiques d'une liaison lors de sa conception, a donné lieu à l'émergence de nombreux logiciels de simulation de plus en plus performants au sein des laboratoires de développement d'une part et sur le plan commercial de l'autre. L'augmentation des capacités de calcul autorisées par les développements informatiques ont amené un accroissement des performances prédictives de ces outils. La conception assistée par ordinateur (CAO) a permis alors la conception des systèmes de communication actuellement déployés. Il s'agit de prévoir l'impact de la présence, de l'emplacement et du comportement de chaque élément d'une chaîne de transmission sur la qualité de celle-ci et ainsi d'évaluer les performances du système conçu. Généralement, des tests expérimentaux sont nécessaires à la validation des résultats de simulation dont la qualité est le reflet des critères d'évaluation propres aux systèmes de transmission tels que le taux d'erreurs binaires (BER), le diagramme de l'œil, et d'autres propres aux signaux optiques comme le facteur de qualité (Q) et les pénalités du rapport signal sur bruit optique (OSNR).

#### ii. Principe de la transformée de Fourier itérative à pas divisés

Cette méthode de résolution numérique de la propagation de signaux quelconques prend en compte aussi bien les effets linéaires que non-linéaires mais de manière séparée sur des portions de fibres très faibles tout au long de la propagation. Un opérateur est défini pour chaque effet prenant en compte d'un côté les effets de dispersion (D) et un autre prenant en compte les effets non-linéaires (N).

On applique tout d'abord l'opérateur linéaire D dont on résout dans le domaine spectral comme vu avec l'équation I.48 l'effet sur l'enveloppe du champ électrique, puis on retrouve cette réponse dans le domaine temporel par transformation de Fourier inverse.

Dans un deuxième temps et pour la même portion de fibre, on considère uniquement la non-linéarité  $N$  que l'on applique dans le domaine temporel au champ électrique soumis préalablement à l'opérateur  $D$ . On peut établir ainsi l'effet de la non-linéarité et celui de la dispersion de manière découplée tout au long de la propagation ce qui demande des temps et des capacités de calculs très élevés pour les systèmes WDM de plusieurs milliers de kilomètres. Cette méthode est fort bien détaillée dans [34].

## 2.3. Techniques de réception

Après avoir défini les caractéristiques du signal émis par un D-EML, et les effets de propagation d'une fibre optique qui y sont corrélés, la réception du signal optique sera détaillée dans ce qui suit. Tout d'abord il sera abordé le principe de la transduction du signal optique en signal électrique, i.e. la conversion optoélectronique, puis la technique d'évaluation de la qualité du signal optique reçu sera détaillée.

### a) Principe de fonctionnement d'un récepteur optique

Ce principe est basé sur une détection directe et quadratique du signal optique, i.e. on détecte l'énergie du champ électrique de l'onde en fonction du temps, la phase optique n'est donc pas récupérée par le signal électrique en sortie. Un photorécepteur est généralement composé d'une photodiode de type PIN, d'un amplificateur à trans-impédance (TIA) avec une capacité de découplage du signal continu, et d'une voie permettant de récupérer le signal d'horloge nécessaire à la synchronisation de la bascule de décision pour mesurer le taux d'erreurs binaires. Souvent la récupération d'horloge est intégrée dans le récepteur mais il est possible d'utiliser un élément externe en sortie du récepteur (PIN+TIA) qui est détaillé ici en séparant le signal en deux voies électriques (signal de données + signal d'horloge). De plus un préamplificateur optique (EDFA) à faible bruit est souvent intégré dans les récepteurs optiques pour fournir à la photodiode une puissance optique constante. Ceci est nécessaire car la réponse d'une photodiode est sensible à la puissance optique moyenne reçue et il faut donc amener un signal à son entrée qui ne va pas perturber sa réponse sinon la mesure en sera faussée car pour une puissance trop élevée la photodiode sera saturée et cela va dégrader la conversion du signal optique en signal électrique. Lorsque ce préamplificateur n'est pas intégré directement dans le récepteur on utilise un EDFA externe en amont de la photodiode. Le procédé de caractérisation de la sensibilité de la photodiode utilisée dans les expériences de transmissions à 10 Gbit/s et 40 Gbit/s est présenté au chapitre IV.

#### i. La photodiode PIN

Le rôle d'une photodiode est de convertir la puissance optique incidente  $P_{opt}$  en courant de photodétection  $i_d$ . Ce courant de photodétection est proportionnel à la puissance optique tel que :

$$i_d = R P_{opt}$$

Equation I.57

où  $R$  est appelé le facteur de conversion. Son expression est donnée par la formule :

$$R = \frac{\eta q}{h\nu}$$

Equation I.58

où  $h\nu$  est l'énergie des photons incidents,  $q$  la charge électrique élémentaire et  $\eta$  l'efficacité quantique de la photodiode.

La structure d'une photodiode PIN est donnée avec la figure I.12. Dans une photodiode PIN, une zone de déplétion ou intrinsèque de longueur  $W$  est entourée par une zone dopée P et une autre dopée N. Cette structure en sandwich donne le nom de la photodiode PIN.

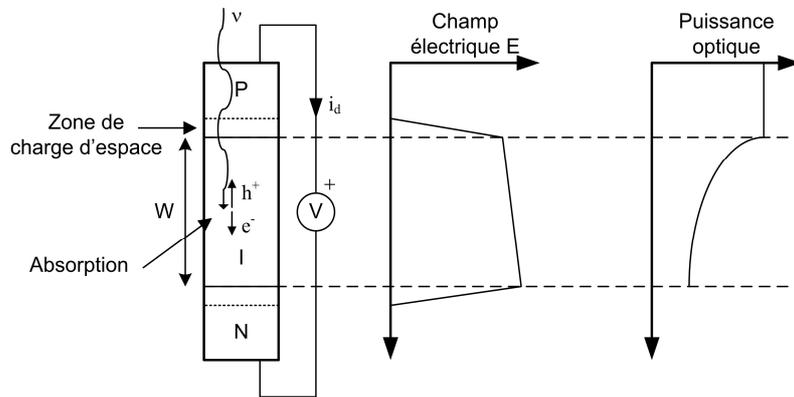


Figure I. 12 Principe de fonctionnement d'une photodiode PIN [48].

Lorsqu'un photon incident arrive par la face P de la photodiode, il la traverse et se fait absorber par les atomes de la zone intrinsèque. Cette absorption va générer une paire d'électron-trou qui, sous l'effet d'un champ électrique créé par la source de tension  $V$ , vont déplacer vers les zones N et P. Ce flux d'électron-trou crée un courant  $i_d$  dans la photodiode. Pour obtenir une photodiode avec une bonne efficacité quantique  $\eta$ , il faut que l'absorption des photons incidents se fasse quasi-exclusivement dans la zone intrinsèque et non pas dans les zones dopées. C'est pourquoi la plupart des photodiodes PIN sont fabriqués à l'aide d'une double hétérostructure.

### ii. L'amplificateur à Trans-impédance :

Un amplificateur électrique de type TIA, convertit le courant de la photodiode en tension. L'association d'une photodiode PIN et d'un TIA permet d'obtenir simultanément une grande bande passante et un bruit faible [49]. La figure I.13 illustre un schéma simplifié et le modèle électrique équivalent d'un TIA.

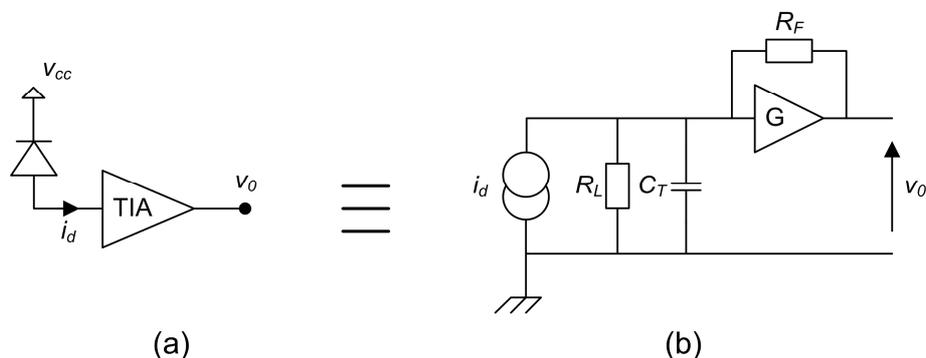


Figure I. 13 Schéma d'un photorécepteur muni d'une photodiode PIN et d'un amplificateur à trans-impédance (a), circuit électrique équivalent (b).

Les paramètres des composants du modèle électrique du TIA de la figure I.13 sont :

$G$  : gain du TIA

$R_L$  : résistance de biais de la photodiode

$C_T$  : capacité totale du photodétecteur et du circuit de biais

$R_F$  : Résistance de retours du TIA

En général  $R_F \gg R_L$  et  $G \gg 1$ , ce qui permet d'exprimer la fonction de transfert de l'amplificateur par :

$$\frac{v_0}{i_d} = \frac{R_F}{1 + j\omega \frac{C_T R_F}{G}}$$

Equation I.59

Ce qui permet d'exprimer la bande passante du TIA par :

$$B_{TIA} = \frac{1}{2\pi \frac{C_T R_F}{G}}$$

Equation I.60

La bande passante du TIA augmente avec le gain de l'amplificateur. Il est donc possible de réaliser un amplificateur avec une grande bande passante. Cette caractéristique est à l'origine de l'utilisation d'un TIA comme amplificateur de sortie de la plupart des photorécepteurs actuels.

L'équation de conversion d'un photorécepteur peut être déterminée en utilisant l'équation I.57 et en appelant  $P_{moy}$  la puissance optique moyenne et  $g$  le gain du TIA et ainsi avoir l'expression de la tension de sortie  $V$  du photorécepteur en fonction de la puissance optique d'entrée  $P_{in}$  :

$$V = R G (P_{in} - P_{moy}) = K (P_{in} - P_{moy})$$

Equation I.61

Le coefficient  $K$  est appelé le gain de conversion du photorécepteur.

Ce type de récepteur génère du bruit issu de la photodiode ainsi que de l'amplificateur électrique. On utilise généralement un filtre électrique passe-bas de Bessel pour éliminer la majorité du bruit. Ces bruits sont de différentes natures, ils ne sont pas traités ici car la caractérisation des signaux optiques sera effectuée en limite de bruit optique en dégradant le signal optique utile et donc le rapport signal à bruit (OSNR), cette technique de caractérisation est présentée dans le prochain paragraphe. Dans ces conditions le bruit optique est prédominant sur le bruit électrique.

## b) Caractérisation d'un signal optique par dégradation de l'OSNR

Lorsque l'on souhaite évaluer la performance d'un signal optique, ou bien comparer comme cela est notre cas, deux signaux optiques reçus, on utilise généralement la chaîne de réception optique illustrée sur la figure I.14. Celle-ci consiste premièrement en l'utilisation d'un atténuateur optique suivi d'un préamplificateur optique (EDFA) dont le bruit d'ASE est éliminé par filtrage pour ensuite faire une détection du signal par le récepteur optique que nous supposons ici munis d'un préamplificateur interne régulant la puissance optique injectée dans la photodiode.

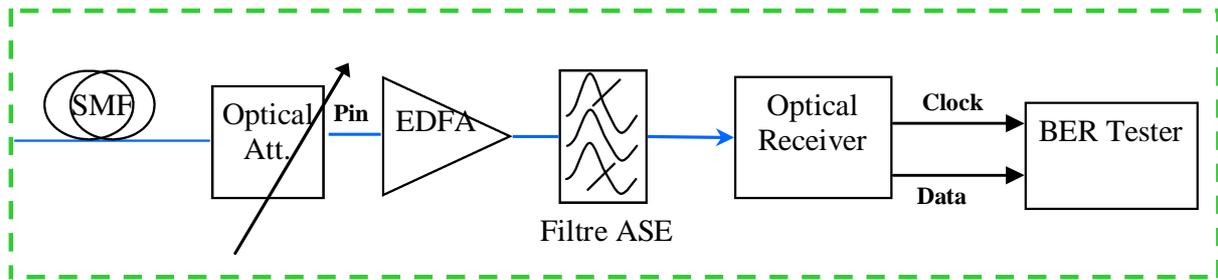


Figure I. 14 Chaîne de réception optique pour caractériser le BER d'un signal en fonction de la puissance optique  $P_{in}$  reçue.

Les résultats de taux d'erreur (BER) sont obtenus en fonction de la puissance optique reçue  $P_{in}$  ajustée à l'aide de l'atténuateur optique variable précédant l'EDFA et dégradant l'OSNR. La dégradation de l'OSNR est appliquée par un ajout de bruit à la sortie de l'EDFA du fait de diminuer le signal utile reçu par l'EDFA qui fonctionne en puissance de saturation d'émission constante.

De cette manière on peut comparer deux signaux se propageant sur la même ligne de transmission mais dont les caractéristiques à l'émission sont différentes. En faisant varier un paramètre on peut établir à la réception une pénalité mesurée en dB qui informe de la différence de qualité d'un signal par rapport à l'autre. Le plus souvent on compare un signal détecté par cet étage de réception mais sans avoir été propagé sur une fibre, mesure appelée back to back, avec le même signal émis mais cette fois-ci en insérant une fibre ou d'un système complet composé d'un ensemble de fibres. On peut ainsi établir la pénalité due à la transmission sur fibre en fonction de plusieurs paramètres tels que la distance, la puissance d'émission, et le type de format de modulation entre autres. Pour avoir la même référence dans le calcul de la pénalité, on fixe une même valeur de BER pour la puissance reçue de chaque signal que l'on désire comparer, puis on fait la différence de ces puissances et on obtient le nombre de dB de pénalité.

Un exemple est présenté sur des mesures de BER, détaillées par la suite, à 10 Gbit/s avec (cercles) et sans (carré) modulation duale d'un EML pour une réception en back to back et une autre après 50 km de fibre SMF. Dans le cadre d'une utilisation classique de l'EML, i.e. sans modulation du laser, en se référant aux puissances reçues entre la courbe en back to back et celle après transmission pour un BER de  $10^{-9}$ , on calcule une pénalité  $\Delta P_{in,1}$  de 2,5 dB. En ce qui concerne le cas d'une modulation duale, i.e. avec une modulation du laser, pour le même BER de  $10^{-9}$ , la pénalité  $\Delta P_{in,2}$  mesurée est de -3dB. Le fait d'avoir une pénalité négative signifie que la qualité du signal a été améliorée, on pourra qualifier cette pénalité de gain. Précisément c'est ce qui ressort de la comparaison des courbes, en transmission à  $10^{-8}$  ( $\Delta P_{in,3} = -7,5$  dB), et en back to back  $10^{-7}$  ( $\Delta P_{in,4} = 0,8$  dB), des signaux issus d'une modulation duale (cercles) ou non (carrés).

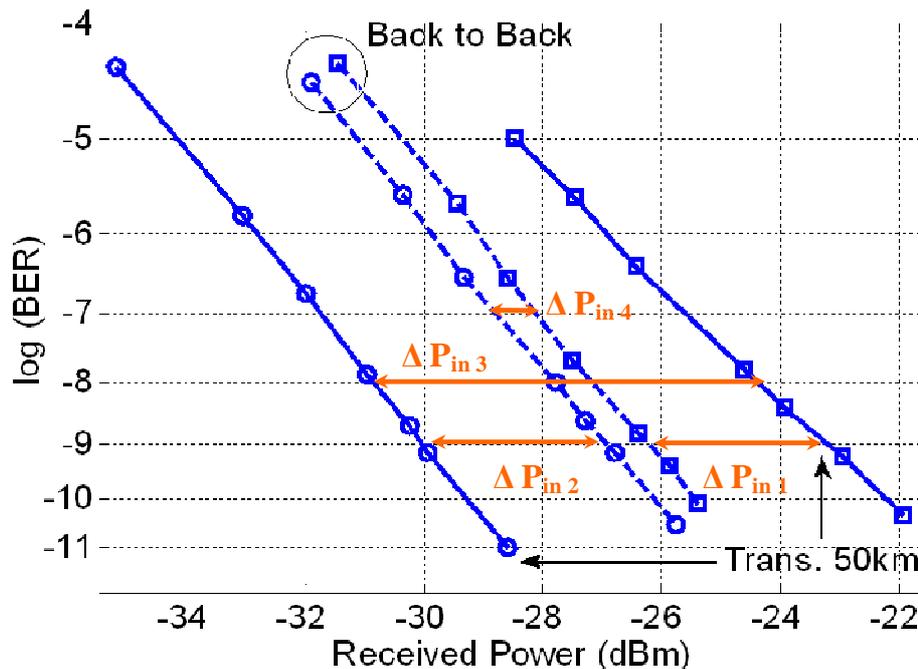


Figure I. 15 Principe de la mesure des pénalités en réception en back to back et après 50 km de transmission sur fibre pour des signaux issues d'un D-EML (cercles) et d'un EML classique (carrés).

Cet exemple permet de comprendre l'intérêt de l'utilisation des D-EML dans les transmissions optiques puisque ces derniers n'ont pas de pénalités à courtes distances par rapport aux EML classiques et surtout ils permettent, dans certaines conditions, d'incrémenter les distances de transmission au-delà des limites fixées par la dispersion chromatique comme nous le verrons dans le chapitre IV.

### 3. Définitions des critères d'évaluation d'une transmission

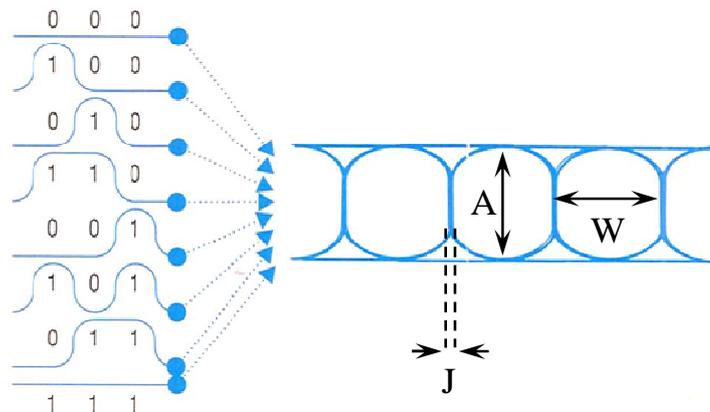
Dans les systèmes de transmission, on utilise certains types de signaux de données bien spécifiques de manière à tester la qualité des éléments constituant ces systèmes suivant certaines configurations telles que le type de séquences binaires, le format de modulation, etc. C'est pour cela qu'il est primordial de fixer un cadre d'étude et les paramètres qui y sont associés pour pouvoir comparer qualitativement et quantitativement les performances des D-EML. Cette étude est dédiée en premier lieu à des liaisons courtes distances point à point de signaux modulés au format NRZ sans compensation de dispersion et donc sans une gestion de la dispersion. Les effets de dégradation liés à la propagation sur fibre optique ont été mis en évidence dans la partie 2.2 en prenant en compte un élargissement temporel des impulsions. Cette approche permet de traiter une impulsion isolée mais lorsque l'on doit tester un émetteur il faut prendre en compte des cas de figures réalistes de fonctionnement dans un système. On utilise pour cela une séquence de bits permettant de tester toutes les combinaisons de  $2^N-1$  bits, cette séquence est appelée PRBS. Cette séquence permet d'évaluer les effets de bits isolés, ou de groupes de bits. Le nombre entier N pouvant prendre une valeur non quelconque entre 7 et 31, ce qui fixera la longueur de ces séquences. Pour tester l'ensemble de ces combinaisons binaires on utilise un outil qui permet de visualiser pendant un temps, la superposition de toutes ces séquences. Ce procédé de caractérisation qualitative nommé

diagramme de l'œil est tout d'abord détaillé dans le paragraphe qui suit, puis ensuite est présenté le procédé d'évaluation quantitative utilisant le comptage des erreurs binaires.

### 3.1. Diagramme de l'œil

#### a) Constitution du diagramme

Le diagramme de l'œil permet de visualiser la qualité d'un signal dans le domaine temporel en superposant un grand nombre de séquences en temps réel au moyen d'un oscilloscope rapide synchronisé sur le signal d'horloge du signal de données. Pour superposer tous les bits il suffit de faire glisser temporellement chaque séquence bit à bit. La figure I.16 illustre schématiquement ce principe.



**Figure I. 16 Principe de constitution d'un diagramme de l'œil et critères d'évaluation de l'ouverture verticale (A) et horizontale (W) de l'œil, et de la gigue de phase (J).**

Ce diagramme permet de voir la dégradation de chaque symbole sur le même graphique avec la possibilité d'identifier les symboles les plus dégradés pour certains oscilloscopes haut de gamme.

#### b) Critères d'évaluation du diagramme de l'œil

Le diagramme de l'œil sera d'autant plus meilleur que le niveau des 1 et des 0 sera distant, on parle alors d'ouverture de l'œil (voir figure I.16, variable A). Lorsque le signal est de mauvaise qualité cette ouverture se ferme soit horizontalement, soit verticalement. Le bruit du signal présent au niveau des 1 ou des 0 est donc très préjudiciable puisque le diagramme de l'œil va sommer toutes les contributions de bruit de tous les bits générant ainsi un nuage de points dont on peut extraire par la suite la distribution de probabilité. Cette distribution de bruit sera différente sur les 1 et sur les 0. L'ouverture verticale de l'œil est caractérisée par le rapport des puissances moyennes des 1 et des 0 que l'on nomme taux d'extinction dynamique (DER) et défini par  $DER = P_1/P_2$ .

On peut également déduire d'un point de vue de la dégradation temporelle, la gigue (voir figure I.16, variable J) des fronts montant et descendant des impulsions. Dans le diagramme de l'œil ce bruit se trouve au niveau des croisements des transitions entre les bits 0 et 1, ce phénomène est accentué par la mesure en elle-même car la synchronisation entre l'horloge et les bits de données dépend de la qualité de traitement de l'oscilloscope qui est alors caractérisé par sa propre gigue appelée jitter. Ce bruit peut aggraver une fermeture horizontale de l'œil (voir figure I.16, variable W) qui correspond en

quelque sorte à la largeur de la superposition de toutes les impulsions. Ce critère se rapproche de l'évaluation de la largeur temporelle qui a été utilisé au paragraphe précédent.

## 3.2. Taux d'erreur binaire : BER

### a) Définitions

Le Taux d'Erreur Binaire d'une liaison est le rapport entre le nombre d'erreurs et le nombre de bits transmis. Statistiquement il s'agit de la somme de la probabilité qu'un bit 1 soit détecté comme un bit 0 et de la probabilité qu'un bit 0 soit détecté comme un bit 1.

En pratique il est courant d'extrapoler la mesure de BER pour la mesure d'un nombre d'erreurs très faibles car si l'on veut un BER de  $10^{-12}$  il faut pouvoir compter une erreur sur un téra-bit transmis, soit une erreur toutes les 100 secondes à 10 Gbit/s. Pour une mesure valable, il est nécessaire de réaliser une moyenne sur un ensemble de plusieurs dizaines de mesures. Pour une quarantaine de mesures cela équivaut à plus d'une heure de mesure, ce qui est excessivement long surtout lorsque l'on cherche à optimiser certains éléments d'une liaison optique comme les polarisations statiques et dynamiques du D-EML dans notre cas. Dans ce cas on préfère travailler à des BER plus faibles pour effectuer des mesures fiables quasi-instantanément et ainsi régler certains paramètres du système de transmission.

### b) Seuil et temps de décision

Dans un processus de décision tel que réalisé par un compteur d'erreurs, le signal en sortie du photorécepteur est échantillonné tout les temps bit. La position temporelle dans le diagramme de l'œil où le signal est mesuré est appelée temps de décision. La valeur de chaque échantillon est comparée à une valeur de seuil, appelée seuil de décision. Si la valeur mesurée est supérieure au seuil alors un 1 est décidé, sinon un 0.

Le BER est donc une fonction à deux variables dépendant d'un seuil de décision en amplitude et d'une position temporelle pendant le temps bit. Le couple temps et seuil de décision est appelé point de décision et peut être représenté dans le diagramme de l'œil par un point à l'intérieur du diagramme. Les équipements sont munis de fonctions de recherches automatisées du point optimal de mesure, cet optimum est basé sur un balayage temporel et en amplitude. La recherche manuelle est effectuée de la même manière.

### c) Relation entre le facteur de qualité Q et le BER

Le facteur de qualité Q permet de faire le parallèle avec le BER de telle sorte qu'il ne soit pas nécessaire de compter les erreurs mais de considérer tout simplement l'amplitude moyenne des bits 1 et 0 ainsi que la valeur de leur écart type. Dans l'hypothèse que le bruit sur les 1 et les 0 suit une loi de probabilité gaussienne, et en considérant que les bits 1 et 0 sont équiprobables, on utilise la fonction erfc pour déterminer la valeur du taux d'erreurs :

$$BER = \frac{1}{4} \left[ \operatorname{erfc} \left( \frac{V_S - V_0}{\sigma_0 \sqrt{2}} \right) + \operatorname{erfc} \left( \frac{V_1 - V_S}{\sigma_1 \sqrt{2}} \right) \right]$$

Equation I.62

$V_S$  est l'amplitude au seuil de décision.

La fonction erfc est définie par :

$$erfc(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{+\infty} e^{-y^2} dy$$

Equation I.63

En prenant  $V_S$  au centre de l'impulsion, soit à la croisée des distributions de probabilité des 1 et des 0 pour un réglage optimal, le facteur Q est défini alors par :

$$Q = \frac{V_1 - V_S}{\sigma_1} = \frac{V_S - V_0}{\sigma_0} = \frac{V_1 - V_0}{\sigma_1 + \sigma_0}$$

Equation I.64

On peut alors déduire le BER à partir du facteur Q :

$$BER = \frac{1}{2} erfc\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{e^{-\frac{Q^2}{2}}}{Q}$$

Equation I.65

Le facteur Q est directement calculé par l'oscilloscope d'acquisition, et il est usuel d'utiliser la courbe de correspondance du facteur Q avec le BER qui est illustré par la figure I.17.

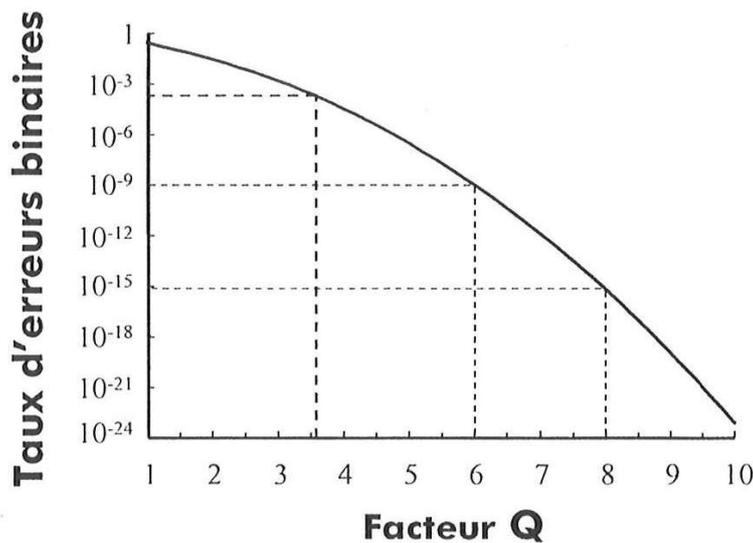


Figure I. 17 Relation entre le facteur Q et le taux d'erreurs binaires.

Cette courbe permet de contrôler rapidement la qualité du signal transmis mais la mesure du BER reste le critère de caractérisation et de validation de la qualité d'un système de transmission. Il est possible également de relier la forme du contour d'un diagramme de l'œil à un certain BER, une étude récente réalisée par S. Pellevrault, a permis de développer une nouvelle méthode reliant le contour d'un diagramme de l'œil au BER pour des transmissions à 40 Gbit/s [50].

### 3.3. Intérêt des codes correcteurs d'erreurs : FEC

La théorie de l'information a mis en évidence l'utilité du codage à l'émission pour diminuer le nombre d'erreurs après transmission. Dans le domaine optique, les codes correcteurs d'erreurs ont récemment

été implémentés du fait de leur coût et des contraintes technologiques liées au débit très supérieurs aux débits des communications numériques classiques par ondes électriques. Ces codes sont basés sur la redondance de données et ajoutent un surdébit d'environ 7%. On les caractérise par leur faculté à diminuer l'OSNR nécessaire pour un même BER. Ceci permet d'obtenir plus de souplesse pour le système et permettant plus de pertes de puissance par exemple ou bien en permettant d'incrémenter la distance de transmission en supprimant les pénalités correspondantes. Notre étude n'a pas intégré de FEC, mais on peut concevoir leur implémentation dans le cadre de transmissions WDM utilisant des D-EML car le coût des FEC est devenu très accessible à 10 Gbit/s, par contre à des débits de 40 Gbit/s il existe seulement des démonstrations en laboratoire.

#### **4. Conclusions du chapitre**

L'analyse des effets des fibres optiques de type SMF utilisées dans les systèmes de communications, a permis d'établir une relation entre la dispersion chromatique et le principe de compensation de dispersion par modulation duale d'un EML. Par une étude bibliographique sur la déformation des impulsions propagées sur fibre optique, la variation de la fréquence instantanée du signal transmis a été caractérisée et sera reliée à la variation de la fréquence instantanée induite par la modulation duale du composant. En effet, si l'on considère les pentes de chacun de ces chirps, nous verrons que ceux-ci ont des signes opposées lorsque le laser est modulé de manière opposée au modulateur. L'impulsion étant caractérisée par un bit à 1, le laser est excité par un signal à 0 symbolisant ainsi l'opposé d'une impulsion. Cette technique permettra d'inscrire une variation de fréquence instantanée opposée à celle de la fibre utilisée. En considérant les effets non-linéaires ce schéma se complique car le chirp n'est plus linéaire et des variations abruptes de la fréquence ont lieu aux instants de montée et de descente des impulsions. Ceci pourrait être également compensé par le chirp transitoire du modulateur au vu des résultats obtenus pour des puissances élevées en entrée de fibre, ces résultats sont présentés au chapitre IV.

## Chapitre II : Description statique et dynamique du laser DFB et du modulateur à électro-absorption de l'EML à modulation duale

### 1. Introduction du chapitre

Dans les systèmes de transmission par fibre optique, les sources optiques doivent assurer deux fonctions distinctes, d'une part émettre l'onde support de la transmission et d'autre part coder sur celle-ci le message à transmettre.

La fonction d'émission doit répondre aux contraintes imposées par le canal et par le système de réception. Les systèmes de télécommunications à longue distance et haut débit requièrent une émission monomode spectrale autour de 1300 ou 1550 nanomètres et une puissance injectée à l'entrée de la transmission dans une gamme de 1 à 100 milliwatts. Les sources optiques qui répondent à ces choix sont peu nombreuses. On y trouve les lasers à semi-conducteur de type Distributed Feedback (DFB) ou Distributed Bragg Reflector (DBR) et les lasers à fibre optique encore peu employés dans les systèmes. Par opposition aux simples lasers à semi-conducteur Fabry-Perot dont on trouve de nombreuses utilisations technologiques comme celle de source de lecteurs optiques, les lasers DFB ont été développés afin de fournir une émission spectralement monomode pour les systèmes de télécommunications [51]. Les évolutions du DFB telles que le laser DBR apportent quelques propriétés supplémentaires en particulier l'accord en longueur d'onde, très précieuse pour les concepteurs de systèmes à multiplexage en longueur d'onde. Par ailleurs, de nombreux travaux ont été développés à partir des années 80 pour exploiter les structures à puits quantiques (QW). Les progrès des technologies d'épitaixie à jets moléculaires (MBE) et d'épitaixie en phase vapeur aux organométalliques (MOVPE) ont mis à disposition de nouveaux matériaux composés d'une superposition de semi-conducteurs en couches d'épaisseur nanométrique dans le but d'augmenter le gain d'émission du laser et de favoriser l'intégration monolithique avec d'autres fonctions à puits quantiques multiples telles que des modulateurs à électro-absorption (MEA), et des amplificateurs à semi-conducteur (SOA).

La fonction de modulation permet d'inscrire l'information sur la porteuse optique sous la forme d'une modification des paramètres physiques de l'onde comme l'amplitude, la phase et la fréquence voire la combinaison de ceux-ci. Pour obtenir ce résultat, une première solution consiste à agir directement sur la source laser. Cette technique, appelée modulation directe, ne peut s'appliquer que sous la condition que la source puisse répondre à la sollicitation correspondante, ie, suivre le signal de modulation avec sa rapidité propre, et ne pas altérer les caractéristiques de l'onde à transmettre. Une seconde solution repose sur l'utilisation d'un composant dédié spécifiquement à la tâche de modulation. Plusieurs techniques de modulation externe ont été développées au fil des années reposant principalement sur deux effets physiques, l'effet électro-optique de type Pockels, et l'effet d'électro-absorption (EA). Le modulateur à effet électro-optique repose sur l'induction sous l'effet d'un champ électrique, d'une variation de l'indice de réfraction d'un matériau et donc d'une modulation de la phase de l'onde qui le traverse. Une géométrie reposant sur une structure interférométrique permet de d'obtenir un modulateur d'intensité à partir des modulations de phase initiales. Cet effet pouvant être extrêmement rapide (ps), il est très couramment utilisé dans les

systèmes de télécommunications optiques sous la forme de modulateurs Mach-Zehnder en niobate de lithium ou plus récemment en matériaux semi-conducteur III-V. La modulation par électro-absorption aboutit à la conception de modulateurs d'intensité basés sur la modification électriquement induite de la transparence du matériau traversé. Fondé sur des effets physiques plus difficiles à maîtriser tel l'effet Franz-Keldisch et l'effet Stark confiné quantiquement, l'électro-absorption a permis la conception de dispositifs à partir des années 80. L'intérêt majeur de ces composants repose dans leur dimension réduite, leur rapidité compatible avec les systèmes de communications actuels et leur intégrabilité avec le laser.

Le premier laser-modulateur intégré (EML) a été réalisé sur substrat InP en 1986 par NTT [52]. L'intégration de ces deux fonctions connues séparément a demandé une étude spécifique des compromis et des modifications apportées sur chacun des composants par le couplage d'un laser (DFB ou DBR) et d'un modulateur (MEA) [26] [53]. Par la suite ces composants ont été commercialisés par quelques entreprises après avoir atteint un degré de maturité suffisant.

Le présent chapitre est constitué d'un premier paragraphe décrivant les spécificités des lasers semi-conducteurs DFB à puits quantiques utilisés dans les systèmes de communications optiques et en particulier ceux qui sont intégrés dans les EML, objet de notre étude. Le deuxième paragraphe est consacré à l'étude de la modulation par électro-absorption dans les composants à puits quantiques. La problématique de l'intégration monolithique du laser et du modulateur sera l'objet d'un autre paragraphe. Les caractéristiques particulières et les applications des composants fabriqués au GIE Alcatel-Thalès 3-5 labs qui nous ont servi dans notre étude seront ensuite décrits. Finalement, le principe de la modulation duale qui constitue l'originalité de ce travail sera introduit. Son objectif est d'étendre la portée des liaisons sur fibres optiques standards utilisant des sources de type EML.

## **2. Les lasers semi-conducteurs DFB à puits quantiques**

### **2.1. Introduction**

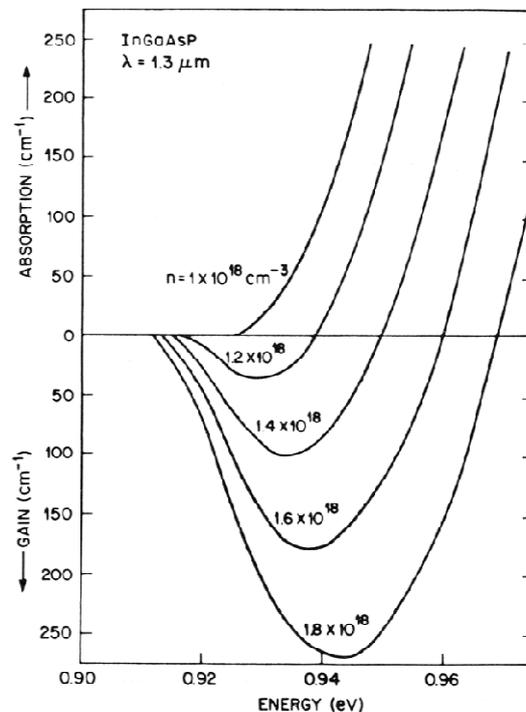
L'émission de la lumière par effet LASER défini en anglais comme : 'Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation', nécessite deux éléments qui sont un milieu amplificateur optique et un système résonateur permettant d'entretenir l'oscillation à une ou plusieurs longueurs d'onde. Pour des applications en télécommunications, on utilise les lasers à semi-conducteur pour leur taille réduite et la possibilité d'une commande électronique. Certains matériaux semi-conducteurs tels que l'InGaAsP s'accordent aux longueurs d'onde usuelles des transmissions sur fibre optique autour de 1300 nm et 1550 nm. Ces composants sont caractérisés par un rendement énergétique performant et une bonne fiabilité. Ils peuvent être modulés directement en intensité et en fréquence par le courant injecté. Après de nombreuses années de développement, leur fabrication et encapsulation se fait avec coût très modeste pour les grandes séries.

Dans les lasers à SC semi-conducteur, l'inversion de population est obtenue électriquement dans une structure de jonction PN polarisée en direct. Cette configuration permet d'acheminer conjointement dans la zone centrale de la jonction, des électrons de la bande de conduction et des trous. Ce sont les

recombinaisons entre ces porteurs qui génèrent les photons désirés. Depuis les années 1970, l'utilisation d'une hétérojonction a donné toute son efficacité à ce confinement de porteurs et a autorisé la conception des lasers utilisés actuellement. Les conditions d'un pompage électrique suffisamment efficace pour permettre une émission laser ont été déterminées par Bernard et Duraffourg en 1961 [54] et imposent que la tension aux bornes de la diode multipliée par la charge de l'électron soit supérieure à l'énergie de bande interdite. Au-dessus de cette valeur, la tension supplémentaire va déterminer la bande spectrale de l'amplification du matériau actif.

La cavité laser la plus simple pour les lasers semi-conducteur (SC) est délimitée par les facettes clivées de la puce semi-conductrice. Elles forment des plans de réflexions dont le coefficient est déterminé par la formule de Fresnel qui, compte tenu de l'indice de réfraction typique des semi-conducteurs III-V, a une valeur proche de 30%.

Les lasers Fabry-Perot résultant, dont la longueur typique est de quelques centaines de microns, sont généralement spectralement multimodes, l'intervalle spectral libre (FSR) de la cavité étant de l'ordre du nanomètre. Afin d'obtenir une émission monomode, une structure permettant de sélectionner un mode longitudinal principal doit être utilisée, le but étant d'avoir une réjection maximale des modes secondaires.



**Figure II. 1 Calculs de courbes de gain pour différentes densités de porteurs injectées [29]**

Le filtrage peut se faire à l'aide d'un réseau périodique inscrit dans le matériau lui-même que l'on appelle réflecteur de Bragg. Dans le cas où les miroirs de Bragg qui constituent la cavité sont séparés l'un de l'autre, le laser est couramment dénommé laser DBR. Cette configuration nécessite un accord de phase de la région centrale pour faire coïncider les modes filtrés par la cavité constituée par les deux réflecteurs de Bragg et celui filtré par les réseaux eux-mêmes. Le laser DFB peut être considéré comme un cas particulier pour lequel le réseau s'étale sur l'ensemble de la structure.

Malheureusement cette dernière configuration sélectionne simultanément deux modes de résonance. Afin de parer à cet inconvénient, les lasers DFB à saut de phase  $\lambda/4$  ont été conçus et sont couramment utilisés dans un très grand nombre de systèmes de communications. Des études sur

l'utilisation de plusieurs sauts de phases ont également été menées durant les années 1990 [55]. Afin d'éviter une perturbation de la sélection modale par les facettes du composant, celles-ci reçoivent souvent un traitement antireflet obtenu par un empilement de diélectriques.

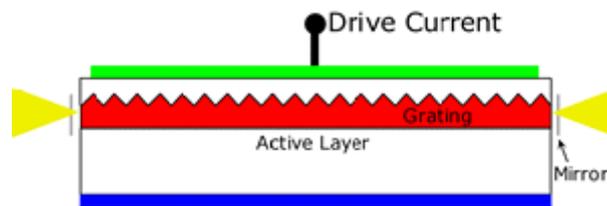


Figure II. 2 Schéma d'un laser DFB

La zone active du laser est constituée par un matériau semi-conducteur dont l'énergie de bande interdite est proche et légèrement inférieure à l'énergie de photons que l'on souhaite émettre. Cette zone active est constituée d'une couche (ou d'un ruban) et insérée, sous la forme d'une hétérojonction, entre deux matériaux dont l'énergie de bande interdite est plus grande afin de confiner les porteurs dans cette seule couche centrale. Les interactions entre photons et porteurs (absorption, émission stimulée) seront restreintes à cette couche sachant que les matériaux de confinement seront eux transparents pour l'onde optique.

L'utilisation de structures à puits quantiques dans la zone active a permis d'accroître le gain différentiel conduisant à une bande passante de modulation large et un spectre d'émission étroit. Ces structures consistent en un empilement de couches constituées de deux matériaux SC distincts, de bandes interdites différentes, appelés puits et barrières. Les porteurs sont alors confinés dans le matériau de faible bande interdite. Lorsque l'épaisseur des puits devient très fine (10nm), l'énergie cinétique des porteurs correspondant au mouvement dans la direction perpendiculaire aux couches est quantifiée, ce qui engendre plusieurs sous bandes pour la bande de conduction et la bande de valence. La densité d'état n'est alors plus la même que celle du matériau massif. Ce qui résulte dans la modification des propriétés du gain.

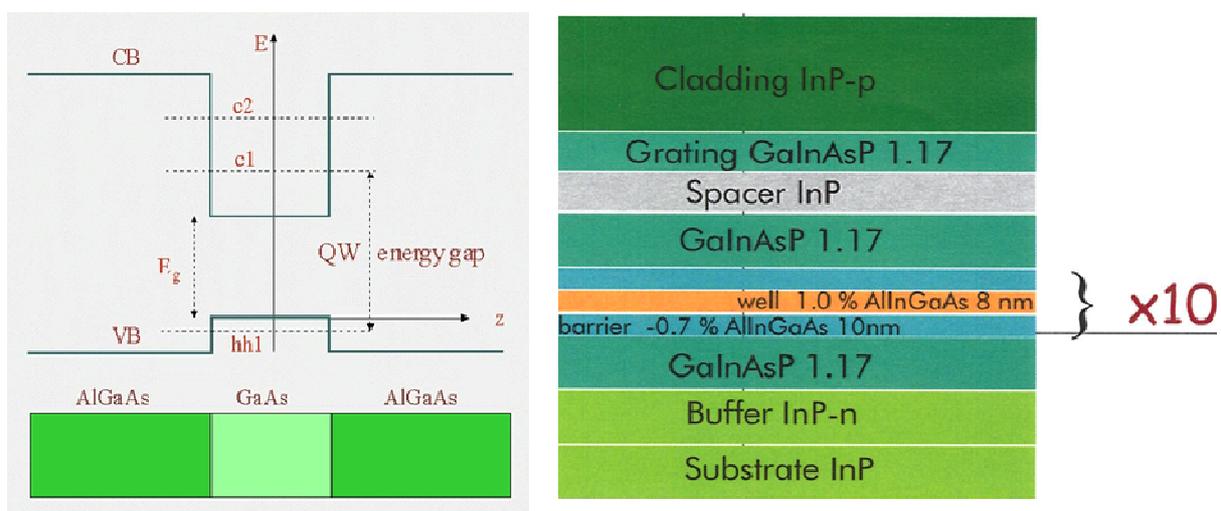


Figure II. 3 Exemple de diagramme de bandes d'énergie d'un puits quantique (gauche), Composition des matériaux de la structure MQW des EML fourni par le III-V Lab (droite). L'axe longitudinal suivant Z de la figure du schéma de gauche correspond à l'empilement vertical des couches de celui de droite.

Les composants étudiés dans le cadre de cette thèse sont constitués de dix puits quantiques d'épaisseur 8 nm de puits séparés par des barrières 10 nm. Leur composition est illustrée dans la figure II.3 ci-dessus. L'impact de l'utilisation de laser MQW sur les performances du laser dû notamment à l'augmentation du gain différentiel sera discuté par la suite.

## 2.2. Caractéristiques statiques

### a) Equations d'évolution

#### i. Relation de gain entre porteurs et photons

L'étude des composants d-EML qui font l'objet du présent manuscrit va demander une compréhension phénoménologique relativement simple de la réponse du laser en situation de modulation. Les équations d'évolution classiquement utilisées seront suffisantes pour une bonne analyse du dispositif. Dans cette partie, nous allons décrire le modèle correspondant ainsi que sa résolution.

À partir de l'équation d'onde et des équations de la matrice de densité, en tenant compte de l'émission spontanée, et en l'absence d'inhomogénéités longitudinales macroscopiques déterminantes, les équations d'évolution permettent de modéliser le fonctionnement statique et dynamique des lasers SC [29].

On peut ainsi décrire la variation des densités par unité de volume des photons ' $\partial P$ ' et des porteurs ' $\partial N$ ' en réponse aux variations du courant d'injection ' $I$ ' comme suit :

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \left( G - \frac{1}{\tau_p} \right) P + R_{SP}$$

Equation II.1

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \left( \frac{I}{e} \right) - GP - \frac{N}{\tau_E}$$

Equation II.2

'G' est défini comme le gain linéaire par unité de temps tel que :

$$G = A(N - N_0)$$

Equation II.3

'A' est le gain différentiel correspondant à la variation du gain suivant la densité de porteur ( $A=dg/dN$ ) et ' $N_0$ ' est la densité des porteurs à la transparence dont une valeur typique est  $N_0=10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Le gain différentiel est un paramètre très important pour les performances dynamiques. La répartition spectrale du gain différentiel révèle une valeur nettement supérieure en comparaison avec les matériaux massifs aux longueurs d'ondes de gain maximum comprises entre 1,4  $\mu\text{m}$  et 1,6  $\mu\text{m}$  [J. Yao, 'Etude de non linéarités optiques et des effets de capture des porteurs dans les lasers semi-conducteurs à puits quantiques', thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, 1994]. L'utilisation des lasers à puits quantiques pour les télécommunications à 1,5  $\mu\text{m}$  est donc d'autant plus favorable car ces lasers pourront être modulés à des débits plus importants du fait de la faible densité d'états et à sa forme en escalier [29]. Une valeur importante du moment dipolaire contribue également à cette différence de gain différentiel, ce paramètre noté le plus souvent ' $R_i$ ' dépend de l'énergie de gap, de la nature des transitions radiatives entre électrons et trous lourds ou légers ainsi que de la direction de polarisation du champ électrique. La définition du

moment dipolaire et son influence sur le gain différentiel sont respectivement approfondies dans [56] et [57].

' $R_{sp}$ ' correspond à une toute petite fraction des recombinaisons spontanées contribuant à une émission dans le mode émis par le laser. Il peut être négligé lorsque l'on se place au-dessus du courant de seuil car l'émission stimulée est alors prépondérante.

' $\tau_p$ ' et ' $\tau_E$ ' représentent respectivement les temps de vie des photons et des électrons et déterminent la fréquence de relaxation pour les photons et le temps d'amortissement pour les électrons.

### ii. Résolution en régime de fonctionnement permanent

En régime permanent,  $\partial P/\partial t = 0$ , et en négligeant la contribution R de l'émission spontanée, très faible au-dessus du seuil, la moyenne temporelle du gain 'G' est égale aux pertes et nous avons  $G = 1/\tau_p$ .

En considérant l'expression du gain, on peut dire que le nombre moyen de porteurs ' $\bar{N}$ ' est constant et ne dépend plus du courant injecté.

$$\bar{N} = N_0 + \frac{1}{A\tau_p}$$

Equation II.4

Toujours en régime permanent,  $\partial N/\partial t = 0$  ce qui amène à l'expression de l'évolution des porteurs :

$$\frac{\bar{I}}{e} = \frac{\bar{P}}{\tau_p} + \frac{\bar{N}}{\tau_E}$$

Equation II.5

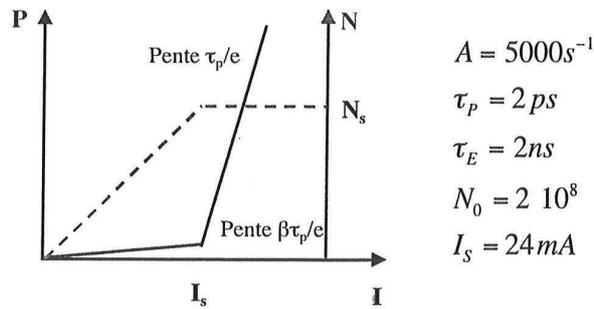


Figure II. 4 Evolution typique des porteurs N, et des photons P, en fonction du courant injecté.

La figure II.4 illustre l'évolution conjointe des porteurs et des photons en fonction du courant injecté ( $\beta$  est le taux de modulation). On remarque que le courant de seuil  $I_s$  est à la croisée d'une augmentation brutale des photons, et d'une saturation des porteurs devenant constants.

### b) Courant de seuil et puissance d'émission

L'utilisation de l'équation des photons en régime permanent et de l'expression du gain, conduit à l'équation statique caractéristique d'émission des photons et à l'expression du courant de seuil ' $I_s$ ' :

$$\bar{P} = \frac{\tau_p}{e} (I - I_s) + \frac{\bar{N}}{\tau_E} \quad I_s = e \frac{N_0 + \frac{1}{A\tau_p}}{\tau_E}$$

Equation II.6

La puissance optique émise est proportionnelle à 'P' et à partir du courant de seuil, l'émission stimulée devient prépondérante devant l'émission spontanée et le nombre de photons dans la cavité augmente fortement. On constate que la densité de porteurs, donc le gain augmentent linéairement avec le courant puis sont consignés à des valeurs constantes correspondant à une saturation du gain à partir du seuil.

La puissance de sortie dans les lasers à puits quantiques dépend du rendement quantique différentiel externe (voir para 2.3.3). Celui-ci mesure la proportion entre la puissance optique émise et le courant injecté, il dépend des différentes pertes du composant et du rendement quantique interne qui désigne la proportion de recombinaisons radiatives parmi tous les types de recombinaisons de porteurs. Les mécanismes introduisant des pertes telles que la recombinaison Auger et l'absorption entre bandes de valences ayant le même ordre de grandeur dans les lasers à puits quantiques que dans les lasers conventionnels, on peut dire qu'à une puissance d'émission élevée, le rendement quantique des lasers MQW est du même ordre de grandeur que dans un matériau massif.

Le courant de seuil dans les lasers à puits quantiques dépend de l'épaisseur des puits, du nombre de puits, de la longueur du laser et d'autres paramètres dont la description est très bien détaillée dans [58].

La densité de porteurs dans la cavité dépend de l'épaisseur du puits quantique, ce qui conduit, lorsque celle-ci est faible, à une grande énergie de transition (ou bande interdite effective), une grande densité de porteurs et un courant de fuite important. Le courant de seuil va donc diminuer avec une densité de porteurs plus élevée liée à la réduction de l'épaisseur de puits.

Dans le cas des MQW, si l'on définit les pertes totales du laser comme la somme des pertes dues au matériau (recombinaison Auger et absorption) et celles de la cavité (dépendant de la réflectivité des facettes et de sa longueur), et qu'on les considère constantes, on constate, pour une épaisseur de puits fixée, qu'un incrément du nombre de puits provoque une augmentation du facteur de confinement optique ainsi qu'une diminution de la densité de porteurs dans les puits. Il existe donc un nombre de puits optimisant le courant de seuil pour des pertes et une épaisseur de puits données.

Le courant de seuil d'une structure à puits quantiques résulte ainsi du compromis entre l'épaisseur des puits et leur nombre. Si pour des composants massifs le courant de seuil est de l'ordre de la vingtaine de mA, les lasers à puits quantiques ont des valeurs en-dessous de la dizaine de mA.

L'épaisseur des puits influe également sur le confinement de la lumière dans le guide d'onde du laser. Ce confinement dépend directement de la différence d'indice de réfraction de la couche active et celle de confinement. On définit le facteur de confinement optique par le rapport des intégrales du champ optique guidé dans la couche active et du champ optique se propageant dans les couches connexes. Pour une structure MQW à couches de confinement séparées, d'après [59] 'Γ' peut être calculé simplement par :

$$\Gamma = \gamma_0 \frac{N_a L_a}{N_a L_a + N_b L_b + 2L_s}$$

**Equation II.7**

'N<sub>a</sub>' et 'N<sub>b</sub>' représente le nombre de puits et de barrières.

'L<sub>a</sub>', 'L<sub>b</sub>' et 'L<sub>s</sub>' correspond à l'épaisseur des puits, des barrières et de la couche de confinement.

'γ<sub>0</sub>' est un facteur dépendant de l'indice de réfraction moyen de la couche active et l'indice de réfraction de la couche de confinement.

Le choix de l'épaisseur de puits-barrière (somme de l'épaisseur du puits et la barrière) permet de maximiser le facteur de confinement en fonction de l'épaisseur totale des puits. J. Yao [J. Yao, 'Etude de non linéarités optiques et des effets de capture des porteurs dans les lasers semi-conducteurs à puits quantiques', thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, 1994] a déterminé un maximum pour une épaisseur totale de puits-barrière de 100 nanomètres et une épaisseur totale de l'ensemble des puits de 150 nanomètres dans une structure InGaAs/InGaAsP/InP ayant pour bande interdite 1,3  $\mu\text{m}$ .

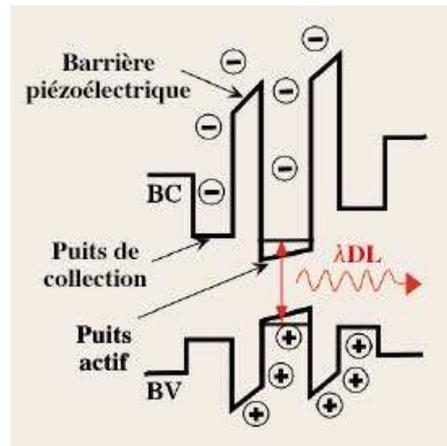


Figure II. 5 Schéma d'ensemble de puits barrières

La dépendance du courant de seuil des lasers à semiconducteur avec la température est généralement décrite par une loi de variation du type :

$$J_s = J \exp\left(\frac{T}{T_0}\right)$$

Equation II.8

Où  $J$  est une constante d'intégration et ' $T_0$ ' la température caractéristique que l'on souhaitera la plus grande possible. Les lasers à puits quantiques ont une meilleure stabilité que les lasers à matériaux massifs. En effet, pour des lasers InGaAs/InGaAsP, les valeurs typiques de ' $T_0$ ' sont «  $T_0=60\text{ K}$  » pour des structures à puits quantiques et «  $T_0=100\text{ K}$  » pour des lasers conventionnels.

Il est nécessaire de quantifier la puissance émise utile car l'optimisation des grandeurs en amont citée telles que le courant de seuil et la puissance de sortie doivent améliorer les performances du composant. Pour cette raison la maîtrise des paramètres garantissant un bon rendement du laser est indispensable. Le rendement différentiel externe, ici introduit, est défini par la pente de la puissance en fonction du courant injecté ' $\eta_g$ ' pour la face de gauche (on considère l'émission du signal par la face droite) de la cavité laser suivant l'équation :

$$\eta_g = \frac{\partial P}{\partial I} = \frac{h\nu}{q} \frac{P_g}{P_d + P_g} \frac{\alpha_{seuil}}{\alpha_{int} + \alpha_{seuil}}$$

Equation II.9

' $P_d$ ' et ' $P_g$ ' sont dans ce formalisme les puissances extraites respectivement par les faces droite et gauche du laser.

' $\alpha_{int}$ ' et ' $\alpha_{seuil}$ ' sont les pertes le long de la cavité et les pertes dites utiles ou gain de seuil qui représente le gain net à fournir à l'onde pour obtenir l'effet laser.

On comprend que les pertes jouent un rôle essentiel car une puissance même élevée ne peut suffire au bon fonctionnement du laser. Des pertes internes ou des pertes au seuil trop élevées constitueraient alors un préjudice notable. D'où la nécessité d'une maîtrise de la technologie de conception.

### c) Réponse en phase et couplage phase-amplitude

Pour définir l'équation d'évolution de la phase de l'onde optique émise par le laser, il est nécessaire d'introduire la notion de couplage phase-amplitude. Lorsque le laser est traversé par un courant, l'indice de réfraction du matériau qui le constitue est modifié par la présence de porteurs supplémentaires. La relation existant entre la phase est reliée à la relation intégrale locale qui lie le gain 'G' du matériau et son indice de réfraction 'n'. Cette relation issue du principe de causalité s'exprime en terme de variation par la relation de Kramers-Krönig suivante:

$$\Delta n(\omega) = \frac{c}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Delta G(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'$$

Equation II.10

(où l'intégrale représente la partie principale de Cauchy).

Afin de prendre en compte le phénomène de couplage phase-amplitude dans la modélisation des lasers, C. Henry [60] a introduit le coefficient phénoménologique (nommé depuis facteur de Henry et noté ' $\alpha_H$ ') défini par :

$$\alpha_H = -2k_0 \frac{\partial n / \partial N}{\partial G / \partial N}$$

Equation II.11

Il s'agit clairement d'un paramètre local qui trouve néanmoins une application directe dans les modèles simples de lasers semiconducteurs dans leur intégralité partant du principe que, au-dessus du seuil, la densité de porteurs du laser est fixée et, en première approximation, relativement uniforme sur l'ensemble de la cavité.

L'équation différentielle régissant la phase de l'onde émise est alors donnée par la relation :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{1}{2} \alpha_H \left( G - \frac{1}{\tau_p} \right)$$

Equation II.12

De manière générale, le facteur couplage phase-amplitude dépend de la longueur d'onde. Il augmente de manière logarithmique des basses longueurs d'onde vers les hautes puis il croît exponentiellement à partir de 1,57  $\mu\text{m}$ . Il se trouve être plus faible à la longueur d'onde de gain maximum pour une structure à puits quantiques du fait du gain différentiel plus important en comparaison d'une structure massive.

### d) Largeur spectrale du mode émis et effets non-linéaires

#### i. Formalisme adapté à la structure DFB et au matériau MQW

En régime permanent, le laser est affecté par certains bruits de natures quantiques :

le bruit d'émission spontanée et celui de grenaille. Une autre cause d'instabilité est d'origine externe et est liée à l'instabilité des sources d'alimentation et aux effets thermiques et aux contre-réactions

optiques. Il existe plusieurs manières liées à la technologie pour réduire ces effets perturbateurs qui amènent un élargissement spectral du mode de la source. Les instabilités en intensité se retrouvent projetées sur les effets de phase par l'intermédiaire du couplage phase-amplitude [61].

Dans une modélisation fondée sur les équations d'évolution les fluctuations peuvent être représentées par des forces de Langevin. Il est possible alors de décrire les fluctuations de l'intensité, des porteurs et de la phase du laser en prenant en compte les propriétés quantiques de l'émission spontanée et du bruit de grenaille. Considérant un temps de corrélation des sources de bruit beaucoup plus court que le temps de relaxation des porteurs et des photons, et l'expression des équations d'évolution dans le domaine fréquentiel après une transformation de Fourier (prochain paragraphe), on obtient la densité spectrale de puissance. Le spectre du champ optique émis est constitué d'un pic central à la fréquence laser ' $\omega_0$ ' entouré de composantes latérales beaucoup plus faible aux fréquences ' $\pm j \omega_R$ ' avec ' $\omega_R$ ' la fréquence de relaxation des oscillations. En considérant une gigue de phase de phase de distribution gaussienne ainsi qu'un bruit blanc de fréquence, la raie principale émise par le laser est lorentzienne. On peut définir sa largeur à mi hauteur ' $\Delta f$ ' par la relation suivante utilisant les mêmes notations de ' $R_{SP}$ ' et ' $P$ ' que celles introduites dans le paragraphe 2.2.a)i.

$$\Delta f = \frac{R_{SP}(1 + \alpha_H^2)}{4\pi P}$$

**Equation II.13**

On retrouve la dépendance au couplage phase-amplitude sous la forme du carré du coefficient de Henry, dont la valeur est moindre pour les lasers à puits quantique. Une valeur typique pour la largeur spectrale dans les lasers DFB à puits quantiques est de l'ordre de la centaine de KHz.

### **ii. Facteur de couplage phase-amplitude effectif**

Lorsque la non-uniformité de la répartition des photons dans le matériau composant le laser est prise en compte, on ne peut plus considérer un facteur de couplage phase-amplitude global. Or les structures des composants lasers se sont diversifiées suivant la procédure de sélectivité modale de la cavité du laser. Ainsi ont été introduits les lasers DFB, DFB à sauts de phase, DBR, de même que des cavités avec des facettes de réflectivités différentes.

Un formalisme utilisant les fonctions de Green a permis de définir de manière générale un couplage phase-amplitude effectif prenant en compte les particularités de la structure du laser et du matériau. Ce nouveau coefficient empirique ' $\alpha_{eff}$ ' dont nous ne détaillerons pas l'expression devra être utilisé à la place de ' $\alpha_H$ ' dans les équations du laser comme par exemple pour ce qui concerne la largeur spectrale. [62] [63].

Dans un laser DFB, lorsque l'on se place à gain constant (en augmentant la densité de porteurs injectés), il a été montré [P. Gallion *et al*: 'Couplage phase-amplitude et taux d'émission spontanée dans les lasers semi-conducteurs à contre-réaction distribuée ou à cavité composite', Ann. des télécom. 45, 9-10, pp. 528-535, 1990] qu'un désaccord par rapport à la longueur d'onde de gain maximum ' $\lambda_{Gmax}$ ' (couramment nommé par l'anglicisme 'detuning') produit une variation du facteur de couplage phase-amplitude effectif ' $\alpha_{eff}$ '. Lorsque le décalage est négatif ( $\lambda < \lambda_{Gmax}$ ) (dans la limite de 10 nanomètres), ' $\alpha_{eff}$ ' diminue avec le detuning puis augmente ensuite. Les variations ne cessent d'augmenter pour un décalage positif ( $\lambda > \lambda_{Gmax}$ ). Dans l'étude citée, un saut de phase est utilisé au centre du réseau de Bragg afin de sélectionner un seul mode. Le laser monomode utilisé dans le cadre de notre étude ne possède pas de saut de phase comme nous verrons au paragraphe 2.4.d. Les résultats ci-dessus devront être adaptés à la situation correspondante.

### iii. Effets non-linéaires et leurs conséquences sur le gain et l'indice de réfraction

Pour compléter la description du laser en fonctionnement, il est impératif d'ajouter à la modélisation les conséquences des principaux effets non-linéaires qui modifient les populations de porteurs localement et leur distribution en termes d'énergie :

Le spectral-hole-burning est un effet intra-bande [64][65], qui traduit l'affaiblissement du gain à la longueur d'onde spécifique du laser du fait des recombinaisons des paires d'électron-trou lors de l'émission de photons stimulés par le faisceau optique dans la cavité. Une augmentation du temps de relaxation intra-bande retarde le retour à l'équilibre des porteurs. La densité de porteurs participant aux recombinaisons reste inférieure à la valeur d'équilibre ce qui provoque un trou spectral dans le spectre de gain à la fréquence d'émission du laser et à son voisinage immédiat ainsi qu'une modification de l'indice de réfraction du matériau, associée au gain par les relations de Kramers-Krönig. Notons que la forme symétrique du trou spectral autour de la fréquence d'émission implique que la variation d'indice est nulle à cette valeur précise.

Dans le régime d'émission stimulée, les porteurs (électrons et trous) sont chauds. Il se produit un déséquilibre thermodynamique global du fait que les gaz d'électrons et de trous thermalisent indépendamment avec des températures différentes de celle du réseau cristallin. Cet échauffement des porteurs conduit finalement à une diminution du gain pour les longueurs d'onde plus basses [66] [67].

Dans la cavité d'un laser, la distribution longitudinale des photons est inhomogène ce qui conduit du fait de l'émission stimulée à une inhomogénéité des porteurs. Ainsi les porteurs adoptent un profil inverse à celui des photons provoquant une sorte de trou de porteurs dans la cavité nommé 'spatial-hole-burning' et s'accroissant avec le courant injecté [68].

Compte tenu de ces effets non-linéaires, il est nécessaire d'exprimer le gain et l'indice sous une forme faisant intervenir la puissance optique :

$$G = G_l(1 + \varepsilon P)$$

Equation II.14

$$\mu = \mu_l(1 + \varepsilon_\mu P)$$

Equation II.15

Où  $G_l$  et  $\mu_l$  sont les parties linéaires du gain et de l'indice de réfraction respectivement. Et  $\varepsilon$  et  $\varepsilon_\mu$  sont les coefficients non-linéaires.

Un gain non-linéaire effectif peut également être spécifié pour une meilleure prise en compte de l'effet de la structure du laser [69]. Si l'on compare la proportion des parties non-linéaires de l'indice de réfraction et du gain, on constate un impact majeur des effets non-linéaires sur le gain. Cette prépondérance conduit souvent à négliger la non-linéarité de l'indice de réfraction au profit de l'étude portée principalement sur le gain non-linéaire.

Le facteur de couplage phase-amplitude effectif ' $\alpha_{\text{eff}}$ ' dépend de la non-linéarité ' $G_{\text{NL}}$ ' du gain [70]. Celui-ci dépend essentiellement du point de fonctionnement du laser (puissance optique émise). C'est dans un régime proche de la saturation que l'on peut observer les effets non-linéaires du gain sur ' $\alpha_{\text{eff}}$ '. La structure du laser va alors déterminer comment sont ressentis les effets non-linéaires par la largeur spectrale du mode émis ' $\Delta f$ '. Dans le cadre de notre étude, l'utilisation d'un laser DFB à réseau

uniforme et constitué de facettes de réflectivité différente l'une de l'autre, cadre alors plus précisément le comportement du laser par rapport aux lasers DFB à sauts de phase. Ce point sera approfondi dans la partie 2.4 de ce même chapitre.

Lorsque la distribution de la densité de porteurs dans la couche active est uniforme, c'est-à-dire lorsque l'on retrouve la même densité tout au long du laser, ' $\alpha_{eff}$ ' augmente avec le nombre de photons, donc avec le courant. Ce qui provoque une augmentation de ' $\Delta f$ '. Dans le cas des lasers DFB à saut de phase, la distribution de la densité de porteurs est hautement non-uniforme. Ce phénomène influe sur la valeur de ' $\alpha_{eff}$ '. Le coefficient de couplage ' $\kappa$ ', qui sera traité par la suite au paragraphe 2.4 de ce même chapitre, détermine la valeur relative de ' $\alpha_{eff}$ ' par rapport à une structure sans saut de phase [71].

D'autre part, le confinement quantique des porteurs au sein des structures à puits quantique accentue les effets non-linéaires sur le gain. L'épaisseur de puits est un paramètre de grande importance qui, à partir d'une certaine valeur (100 angströms  $\equiv$  10 nanomètres), va accroître les non-linéarités de gain provoquant ainsi une augmentation de ' $\alpha_{eff}$ '. La densité de photons est également à l'origine de cet élargissement car le facteur de couplage phase-amplitude augmente avec celle-ci, et étant élevé au carré dans l'expression :

$$\Delta f_{NL} = \frac{R_{SP}(1 + \alpha_{eff}^2)}{4\pi P}$$

Equation II.16

le nombre de photons au dénominateur n'inverse pas la tendance [72].

## 2.3. Caractéristiques dynamiques

### a) Equations d'évolution en régime petit-signal

Les équations d'évolutions du laser peuvent être réécrites en faisant apparaître l'expression du gain établi par l'équation II.3 et l'introduction de l'expression des non-linéarités [73]:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \left( A(N - N_0) - \frac{1}{\tau_p} \right) P + R_{SP}$$

Equation II.17

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \left( \frac{I}{e} \right) - A(N - N_0)P - \frac{N}{\tau_E}$$

Equation II.18

$$G_L = \frac{G}{\sqrt{(1 + 2\varepsilon P)}}$$

Equation II.19

Pour de faibles puissances, le coefficient non-linéaire du gain est approximé par :

$$\varepsilon \approx \frac{1}{2P_S}$$

Equation II.20

D'où :

$$G_L = \frac{G}{\sqrt{(1 + P/P_S)}}$$

Equation II.21

La réponse petit-signal s'obtient en considérant une modulation sinusoïdale de faible intensité du courant injecté dans la région active:

$$I(t) = I + \partial I(t)$$

Equation II.22

ainsi que les variations consécutives de N et P (où  $X = P, N$  ou  $I$ ).

:

$$X(t) = \bar{X} + \delta X(t)$$

Equation II.23

$$\delta X(t) = \delta \tilde{X}(\omega_m) \exp j\omega_m t$$

Equation II.24

On retrouve la dynamique des équations d'évolution dans le domaine complexe par transformation de Fourier en désignant par ' $\omega_m$ ' la fréquence de modulation, ceci toujours dans l'hypothèse de petites variations des variables dynamiques autour d'un point de fonctionnement statique qui vérifie les équations précédemment établies pour les photons et les électrons.

$$\delta \tilde{P}(\omega_m) = \frac{\delta \tilde{I} \left( \frac{G_N P}{\sqrt{(1 + 2\epsilon P)}} + \frac{\partial R_{SP}}{\partial N} \right)}{e \left( \omega_R + \omega_m - j/\tau_R \right) \left( \omega_R - \omega_m + j/\tau_R \right)}$$

Equation II.25

$$\delta \tilde{N}(\omega_m) = \frac{\delta \tilde{I} \left( j\omega_m + 1/\tau_P \right)}{e \left( \omega_R + \omega_m - j/\tau_R \right) \left( \omega_R - \omega_m + j/\tau_R \right)}$$

Equation II.26

En ce qui concerne l'équation d'évolution de la phase, on se ramène par dérivation par rapport à N, à la variation de fréquence correspondante ' $\delta \tilde{\omega}_0$ ' ( $G_N = \partial G / \partial N$ ):

$$\delta \tilde{\omega}_0(\omega_m) = \frac{\alpha_H \delta \tilde{I} \left( G_N (j\omega_m + 1/\tau_P) \right)}{2 e \left( \omega_R + \omega_m - j/\tau_R \right) \left( \omega_R - \omega_m + j/\tau_R \right)}$$

Equation II.27

On retrouve une des caractéristiques principales d'un laser modulé qui est la fréquence angulaire de relaxation des oscillations ' $\omega_R$ ' ( $G_{NL}$  est le gain non-linéaire [74]):

$$\omega_R \approx \left\{ \frac{G G_{NL} P (1 + \epsilon P)}{(1 + 2\epsilon P)^2} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

Equation II.28

De même, on retrouve le temps d'amortissement ' $\tau_R$ ' associé ( $\tau_N$ : durée de vie des électrons due à l'émission spontanée;  $\tau_P$ : durée de vie des photons):

$$1/\tau_R = \frac{1}{2} (1/\tau_P + 1/\tau_N)$$

Equation II.29

$$1/\tau_R \approx \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{\tau_e} + \frac{G\epsilon P}{(1+2\epsilon P)^2} \frac{G_{NL}P}{\sqrt{(1+2\epsilon P)}} \right\}$$

Equation II.30

De la même façon, il ressort les déphasages introduits par la modulation :

$$\theta_P = \tan^{-1} \left( \frac{2\tau_R \omega_m}{\omega_m^2 - \omega_R^2 - 1/\tau_R^2} \right)$$

Equation II.31

$$\theta_N = \tan^{-1} \left( \frac{2\tau_R \omega_m}{\omega_m^2 - \omega_R^2 - 1/\tau_R^2} \right) + \tan^{-1}(\omega_m \tau_P)$$

Equation II.32

$$\theta_{\omega_0} = \tan^{-1} \left( \frac{2\tau_R \omega_m}{\omega_m^2 - \omega_R^2 - 1/\tau_R^2} \right) + \tan^{-1}(\omega_m \tau_P)$$

Equation II.33

Ce qui permet d'établir le retard entre les modulations de fréquence et d'intensité :

$$\frac{\theta_{FM}}{AM} = \tan^{-1}(\omega_m \tau_P)$$

Equation II.34

## b) Modulation d'intensité et bande passante du laser MQW

La réponse spectrale de la modulation d'intensité s'écrit:

$$AM = \frac{|\delta \tilde{P}(\omega_m)/\delta \tilde{I}|^2}{|\delta \tilde{P}(0)/\delta \tilde{I}|^2} = \frac{\omega_R^4}{(\omega_m^2 - \omega_R^2)^2 + (2\omega_m/\tau_R)^2}$$

Equation II.35

La fréquence angulaire de coupure à 3 dB ' $\omega_{3dB}$ ' (i.e lorsque le signal modulé a perdu la moitié de sa puissance) est alors défini pour :

$$\frac{\omega_R^4}{(\omega_{3dB}^2 - \omega_R^2)^2 + (2\omega_{3dB}/\tau_R)^2} = \frac{1}{2}$$

Equation II.36

La bande passante de modulation atteint un maximum ' $f_{max}$ ', définie par :  $\partial \omega_{3dB}/\partial P = 0$  à un point de fonctionnement particulier qui s'exprime par :

$$f_{max} = 2\pi\sqrt{2}/K$$

Equation II.37

où 'K' est un paramètre intrinsèque du laser :

$$K \cong (2\pi)^2 \frac{\epsilon}{v_g} \frac{\partial G}{\partial N} + \tau_P$$

Equation II.38

et,  $v_g$  est la vitesse de groupe.

Ces calculs sont détaillés dans l'annexe B de [74]. L'approximation grand-signal et petit-signal (en termes de puissance optique) du gain non-linéaire amène aux expressions respectives suivantes [75] :

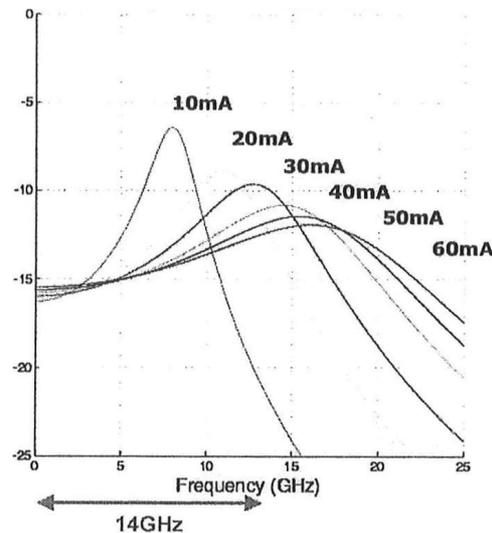
$$G_L = \frac{G}{1 + P/P_S} \qquad G_L = G \left(1 - P/P_S\right)$$

**Equation II.39**

L'expression des équations d'évolutions dynamiques en sont affectées mais on retrouve le même facteur 'K' lié à la fréquence de modulation maximale ' $f_{\max}$ ' du laser. Pour que celui-ci diminue et ainsi que la fréquence de coupure maximum augmente, il faut soit que le coefficient non-linéaire de gain diminue, soit que le gain différentiel augmente. La fréquence de relaxation augmente avec le nombre de photon. L'amortissement des oscillations augmente en même temps. On retrouve alors l'influence des effets non-linéaires qui limite la fréquence de résonance.

Sachant que l'augmentation du gain différentiel lorsque l'on passe d'une structure massive à une structure à puits quantiques (2 à 5 fois) est supérieure à l'augmentation des effets non-linéaires (1 à 2 fois), les lasers MQW ont des bandes passantes plus élevées. Il est possible d'optimiser la bande passante de modulation pour une épaisseur de puits et des pertes dans la cavité données. Un nombre optimal de puits minimisant le facteur 'K' précédemment introduit permet d'augmenter la bande passante des lasers MQW. A titre d'exemple pour une épaisseur de puits de 10 nanomètres et des pertes totales de  $60 \text{ cm}^{-1}$ , on trouve un facteur 'K' qui diminue fortement entre 3 puits et 8 puits et une valeur minimale proche de 0,2 nanoseconde pour une structure à 6 puits quantiques. [74].

La réponse électro-optique d'une modulation du nombre de porteurs et donc du nombre de photons est plate pour  $\omega_m < \omega_R$  puis présente une décroissance en  $\omega_m^2$  pour  $\omega_m > \omega_R$ . Des mesures petit-signal de la réponse électro-optique des lasers intégrés utilisés dans cette étude seront exposées par la suite dans un prochain chapitre.



**Figure II. 6 Modulation d'intensité d'un laser en régime petit-signal pour différents courants d'injection.**

La figure II.6 illustre la réponse, en intensité, d'un laser soumis à une modulation sinusoïdale petit-signal. Ces résultats sont effectués dans les mêmes conditions que pour la figure II.4. On remarque que la fréquence de relaxation se déplace avec le courant d'injection ( $\omega_R/2\pi=14 \text{ GHz}$  à 20 mA), avec un aplatissement de la fonction de transfert et une augmentation de la bande passante.

Des courbes de mesures de la réponse en intensité à une modulation sinusoïdale seront présentées au chapitre III, ceci permettra de caractériser pour différents courants, la bande passante des lasers intégrés dans les EML utilisés dans cette étude.

### c) Modulation de fréquence du laser MQW

La réponse fréquentielle (FM) provenant d'une variation de l'équation d'évolution de la phase (équation II.12) donne l'expression :

$$\frac{\Delta\tilde{\omega}_0(\omega_m)}{\Delta\tilde{I}(\omega_m)} = j\omega_m \frac{\alpha_H}{2} \frac{1}{\tau_P} \frac{\bar{P}\omega_R^2}{e(\omega_R^2 - \omega_m^2 + j\omega_m/\tau_R)}$$

Equation II.40

On peut formuler également cette équation en faisant apparaître le taux d'émission spontanée et le gain :

$$\frac{\Delta\tilde{\omega}_0(\omega_m)}{\Delta\tilde{I}(\omega_m)} = \frac{1}{2} \left( j\omega_m\alpha_H + \varepsilon G\bar{P} + R_{SP}/\bar{P} \right) \frac{1}{\tau_P} \frac{\bar{P}\omega_R^2}{e(\omega_R^2 - \omega_m^2 + j\omega_m/\tau_R)}$$

Equation II.41

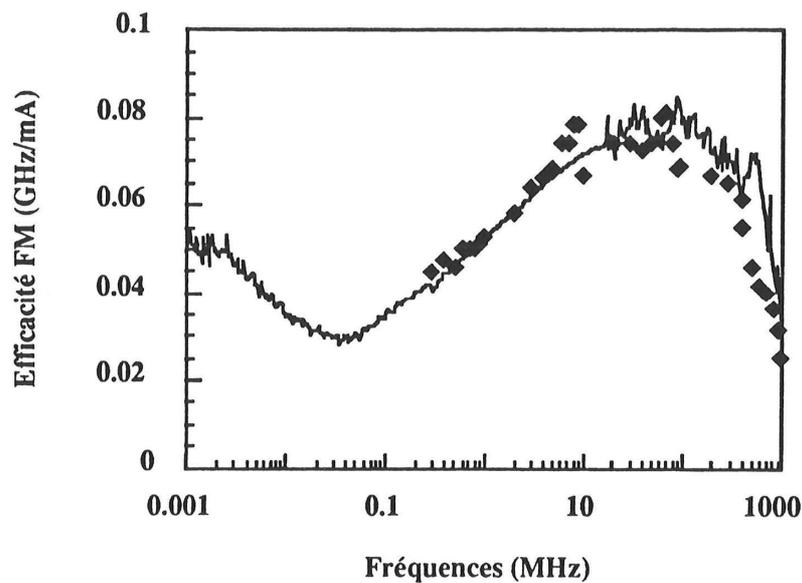


Figure II. 7 Modulation de fréquence d'un laser MQW sous un courant statique de 100 mA. [76]

L'exemple de mesure de la figure II.7 met en évidence l'augmentation de l'efficacité de la modulation de fréquence exprimée en MHz/mA. Les courbes en trait plein et carrés correspondent à deux procédés de mesures différents qui ne seront pas détaillés ici. L'efficacité de modulation augmente avec la fréquence de modulation et atteint son maximum à la fréquence des oscillations de relaxation, atteignant son maximum à 10 MHz dans cet exemple. La contribution majeure à basses fréquences vient du gain non-linéaire. Une contribution des effets thermiques s'y ajoute également.

Une propriété importante en ce qui concerne la modulation du laser peut être spécifiée par la prise en compte du rapport des modulations FM et AM. En effet, lors d'une propagation sur fibre optique d'un

signal modulé en amplitude, la modulation de fréquence influera sur la qualité de la transmission numérique. Ces deux réponses sont liées par le couplage phase-amplitude et il est possible de déterminer l'impact de la réponse AM sur la réponse FM pour des fréquences élevées [55, Chap.II]:

$$\frac{FM}{AM} \approx \frac{j\omega_m \alpha_{eff}}{4\pi\bar{P}}$$

**Equation II.42.1**

Cette expression permet de relier le coefficient analytique défini précédemment, ' $\alpha_{eff}$ ', au rapport entre les modulations de fréquence et d'amplitude du laser qui constitueront notre préoccupation dans la suite de l'étude.

Dans l'approximation de densité de porteurs homogène dans la cavité, la tangente de la phase du rapport FM/AM varie linéairement avec la fréquence de modulation [55, Chap.II]:

$$\frac{Im \left[ \frac{FM}{AM} \right]}{Re \left[ \frac{FM}{AM} \right]} = \omega_m \frac{\eta_g qV}{P \Gamma \varepsilon}$$

**Equation II.42.2**

'V' : volume de la région active, et ' $\Gamma$ ' : facteur de confinement optique

## 2.4. Filtrage des modes dans un DFB

### a) Principe du réseau intégré

Un laser DFB est caractérisé par une variation périodique longitudinale de l'indice de réfraction se traduisant par la présence d'un réseau de Bragg sur toute ou partie de la longueur du laser. Dans le cas des lasers semiconducteur Fabry-Perot une réflexion a lieu aux deux extrémités du composant formant ainsi la cavité résonnante. Pour un laser DFB, la présence du réseau de Bragg sur toute la longueur de la région active provoque une réflexion distribuée dépendante de la longueur d'onde également sur toute sa longueur par couplage des ondes contra-propagatives présentes. Ce couplage est caractérisé par un facteur ' $\kappa$ ' qui dépend du contraste d'indice induite par la présence du réseau. On utilise généralement facteur sans unité ' $\kappa L$ ' donné par le produit de ' $\kappa$ ' par la longueur du réseau. La période spatiale du réseau ' $\Lambda_B$ ' est le paramètre caractéristique qui détermine la longueur d'onde de résonance de la cavité distribuée.

Ce phénomène de réflectivité distribuée pour des choix de paramètres ' $\kappa L$ ' et ' $\Lambda_B$ ' adéquats, permet de concevoir des lasers possédant un mode principal et un taux de suppression des modes secondaires suffisamment élevé pour pouvoir les considérer comme monomode pour les transmissions sur fibre optique (le taux de suppression est typiquement de trois ordres de grandeurs plus important que pour les lasers FP). Cette propriété permet de considérer les lasers DFB comme spectralement monomode pour les applications des systèmes de communications.

Ce réseau est gravé en-dessous ou au-dessus de la couche active par holographie ultraviolette ou lithographie électronique d'une couche photosensible qui sert de masque pour la gravure après développement [77]. La figure II.3 illustre, dans le paragraphe de ce même chapitre, la structure du laser DFB utilisé dans notre étude. Le substrat qui correspond à la première couche (niveau 0) est en Phosphore d'Indium (InP). Sur celui-ci est déposée par épitaxie, la couche guidant le signal (niveau 1, puis niveau 3) qui est composée d'un matériau quaternaire transparent à la longueur d'onde de

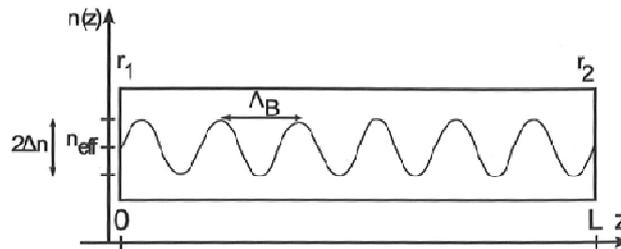
photoluminescence du matériau actif. L'indice du matériau constituant cette couche est supérieur à celui de l'InP afin d'assurer le guidage par l'indice des modes émis. La couche active de niveau 2 correspond à l'ensemble de puits et de barrières permettant la génération des photons. Le réseau est implanté dans une couche quaternaire différente de la première (niveau 4) par gravure chimique. Une couche supplémentaire (entre les niveaux 3 et 4), ou 'spacer', est utilisée pour contrôler l'indice effectif local vu par le mode guidé ainsi que par le coefficient de couplage 'κ'. Plus cette couche sera épaisse, moins l'indice effectif sera élevé à tel point que lorsque l'épaisseur est très importante, les ondes évanescentes n'atteignent plus le réseau et la section de Bragg devient inefficace.

L'existence d'une interface variant sinusoidalement entre deux milieux provoque une différence d'indice de réfraction. L'indice effectif vu par l'onde du mode varie également suivant chaque période du réseau :

$$n(z) = n_0 + n_1 \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_B} z\right) + n_2 \left(2 \frac{2\pi}{\Lambda_B} z\right) + \dots$$

**Equation II.43**

Ce réseau jouant le rôle de miroir va générer une onde « retour » à partir d'une onde « aller » (et vice versa) suivant l'axe 'z' de la cavité. Le schéma de la figure II.8 permet de distinguer les différents paramètres.



**Figure II. 8** Vue schématique du réseau de réfraction gravé le long du laser.

## b) Equations des modes couplés

Le couplage contra-propagatif à l'intérieur d'une cavité DFB a été formalisé en 1972 par Bragg Kogelnig et Shank. [78]. Ce développement dont les conclusions concernent les composants de notre étude est décrit rapidement dans ce paragraphe.

On considère l'équation de Helmholtz longitudinale pour une onde monochromatique de pulsation 'ω' :

$$\nabla^2 E(z) + k^2(z)E(z) = 0$$

**Equation II.44**

$$k(z) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_r(z)} = \beta(z) + jg_l(z) = \frac{2\pi n(z)}{\lambda} + jg_l(z)$$

**Equation II.45**

$$g(z) = g_0 + \Delta\alpha \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_B} + \omega_B\right)$$

**Equation II.46**

$$n(z) = n_{eff} + \Delta n \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_B} + \omega_B\right)$$

**Equation II.47**

' $\omega_B$ ' est la pulsation à la fréquence de Bragg.

On définit le gain net linéique en amplitude 'g<sub>l</sub>' qui dépend du gain matériau, du facteur de confinement optique et des pertes internes par:

$$g_l = \frac{\Gamma G - \alpha_{int}}{2}$$

Equation II.48

' $k^2(z)$ ' est calculé suivant les conditions sur 'n' et 'g' :  $\Delta n \ll n_{eff}$ ,  $\Delta g_l \ll g_0$ ,  $g_0 \ll \beta_0$

Après simplification :

$$k^2(z) = \beta_0^2 + 4\kappa\beta_0 \cos(2\beta_B z + \omega_B) + 2jg_0\beta_0$$

' $\beta_B$ ' est la constante de propagation de Bragg :

$$\beta_B = \frac{\pi}{\Lambda_B}$$

Equation II.49

$$\kappa = \frac{\Delta\beta}{2} + j\frac{\Delta g_l}{2} = \frac{\beta_0^2}{k_0} \frac{\iint \varepsilon_r(x,y)\Phi^2 dx dy}{\iint \Phi^2(x,y) dx dy}$$

Equation II.50

' $\kappa$ ' est également défini par :

$$\kappa = \frac{\pi n_1}{\lambda}$$

Equation II.51

Si l'on considère une valeur typique pour ' $\kappa$ ' de 25 cm<sup>-1</sup> nous avons un produit ' $\kappa L=1$ ' pour un laser de longueur 400 μm.

Le champ E(z) composé d'une onde aller (sens positif) d'amplitude R(z) et d'une onde retour (sens négatif) d'amplitude S(z) peut être décomposé de la manière suivante :

$$E(z) = R(z)\exp(-j\beta_B z) + S(z)\exp(j\beta_B z)$$

Equation II.52

Le système des équations couplées est alors obtenu en négligeant les dérivées secondes dans une approximation de l'enveloppe lentement variable :

$$\begin{cases} \frac{\partial R}{\partial z}(z) = -j\kappa \exp(-j\omega_B) S(z) + (\alpha_0 - j\delta_0) R(z) \\ \frac{\partial S}{\partial z}(z) = j\kappa \exp(-j\omega_B) R(z) - (\alpha_0 - j\delta_0) S(z) \end{cases}$$

Equation II.53

' $\delta_0$ ' est le désaccord avec la fréquence de Bragg :

$$\delta_0 = \beta_0 - \beta_B$$

Equation II.54

ou, de manière générale, pour tout entier 'm':

$$\delta(z) = \frac{n(z)\omega}{c} - \frac{m\pi}{\Lambda_B}$$

Equation II.55

Une résolution sous forme matricielle est obtenue en vérifiant que 'κ' couple les équations longitudinales :

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} R \\ S \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} R \\ S \end{bmatrix}$$

Equation II.56

Avec :

$$A = \begin{bmatrix} (\alpha_0 - j\delta_0) & -j\kappa \exp(-j\omega_B) \\ j\kappa \exp(-j\omega_B) & -(\alpha_0 - j\delta_0) \end{bmatrix}$$

Equation II.57

### c) Sélectivité et expression du mode spectral

Une résolution classique permet de tracer le gain au seuil en fonction du désaccord fréquentiel 'δ' qui donne lieu à l'existence de deux modes symétriques autour de la longueur d'onde de Bragg [78][80]. L'écart entre ces deux modes est appelée la bande interdite de Bragg et est une fonction du produit 'κL'. L'existence de ces deux modes symétriques provient de la propagation d'un des modes dans la région de fort indice et de l'autre mode dans celle de faible indice. En introduisant un différentiel de réflectivité (en module ou en phase) entre les facettes limitant le composant, l'un des modes peut être favorisé par rapport à l'autre. La méthode consistant à modifier la réflectivité naturelle des facettes en privilégiant l'une par rapport à l'autre, sera donc couramment employée dans le but d'obtenir une émission quasi monomode.

On obtient la solution suivante en utilisant la matrice de passage 'P' :

$$\begin{bmatrix} R(z) \\ S(z) \end{bmatrix} = P \begin{bmatrix} e^{\gamma z} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma z} \end{bmatrix} P^{-1} \begin{bmatrix} R_0 \\ S_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\kappa_c^* R_0 e^{\gamma z} & \hat{\Gamma} S_0 e^{-\gamma z} \\ \hat{\Gamma} R_0 e^{\gamma z} & \kappa_c S_0 e^{-\gamma z} \end{bmatrix}$$

Equation II.58

Les conditions aux limites permettent de déterminer les conditions d'oscillations et d'établir la relation entre 'R<sub>0</sub>' et 'S<sub>0</sub>'. Les coefficients de réflexion 'r<sub>1</sub>' et 'r<sub>2</sub>' caractérisent les facettes pour 'z=0' et 'z=L' respectivement :

$$R(0) = r_1 S(0)$$

Equation II.59

$$S(L) \exp(-j\beta_B L) = r_2 R(L) \exp(-j\beta_B L)$$

Equation II.60

Le système d'équations en (S<sub>0</sub>, R<sub>0</sub>) est obtenu en posant :

$$\rho_1 = r_1 \exp(j(\omega_B - \beta_B L)) \quad \rho_2 = r_2 \exp(-j(\omega_B + \beta_B L))$$

Equation II.61

Soit le système :

$$\begin{cases} -R_0 \left( 1 - \rho_1 \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa} \right) + S_0 \left( \rho_1 - \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa} \right) e^{\gamma L} = 0 \\ R_0 \left( \rho_2 - \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa} \right) + S_0 \left( 1 - \rho_2 \frac{\hat{\Gamma}}{j\kappa} \right) e^{\gamma L} = 0 \end{cases}$$

Equation II.62

L'équation en ' $\gamma L$ ' suivante est obtenue en considérant un déterminant non nul nécessaire à l'existence d'une solution différente de 0 pour le système ci-dessus :

$$\begin{aligned} & (\gamma L)^2 [(1 + \rho_1 \rho_2)^2 - 4\rho_1 \rho_2 \cosh^2(\gamma L)] \\ & + (\kappa L)^2 \sinh(\gamma L)^2 (1 - \rho_1^2)(1 - \rho_2^2) \\ & + 2j\kappa L(\rho_1 + \rho_2)(1 - \rho_1 \rho_2)\gamma L \sinh(\gamma L) \cosh(\gamma L) = 0 \end{aligned}$$

**Equation II.63**

Les ' $\gamma$ ' solutions de cette équation forment un ensemble discret et déterminent la fréquence ' $f_{DFB}$ ' et le gain net au seuil ' $\alpha_0$ ' des modes résonnants de la cavité d'après les deux équations suivantes :

$$\alpha_0 = \pm Re \left\{ \sqrt{\gamma^2 - \kappa^2} \right\}$$

**Equation II.64**

$$\delta_0 = \pm Im \left\{ \sqrt{\gamma^2 - \kappa^2} \right\}$$

**Equation II.65**

$$f_{DFB} = \frac{c(\beta_B - \delta_0)}{2\pi n}$$

**Equation II.66**

La saturation des porteurs ne permet l'existence que du mode dont le gain net au seuil est le plus faible (pour  $\alpha_0 > 0$ ). Celui-ci est donné par :

$$g_{seuil} = \frac{2\alpha_0 + \alpha_{int}}{\Gamma}$$

**Equation II.67**

Dans le cas du DFB le coefficient de perte ' $\alpha_0$ ' prend en compte les transmissions aux extrémités du réseau qui est reliée à la réflectivité du réseau et des facettes. Souvent, une des facettes est traitée antireflets (AR) afin d'obtenir un fonctionnement monomode et permettre au laser d'émettre dans une seule direction. Dans ce cas, on peut simplifier l'équation (II.63) car  $\rho_2 = 0$  :

$$(\kappa L)^2 + (\kappa L)^2 \sinh(\gamma L)(1 - \rho_1^2) + 2j\kappa L \rho_1 \gamma L \sinh(\gamma L) \cosh(\gamma L) = 0$$

**Equation II.68**

Ce genre de laser DFB est appelé AR/HR du fait de sa réflectivité asymétrique. Il est possible de calculer quelques points de fonctionnement liés au désaccord en fréquence et gain de seuil. Dans le cas d'un déphasage de ' $\pi$ ' sur la face HR et en prenant un repère normalisé par la longueur ' $L$ ' du réseau de Bragg, on peut voir l'évolution de ces couples de points ( $\alpha_0, \delta_0$ ) pour une variation de ' $\kappa$ '. On constate que le désaccord diminue lorsque le facteur de couplage diminue et s'accompagne d'un seuil élevé [81].

#### **d) Caractéristique du mode longitudinal**

Il est important d'exprimer l'évolution du champ optique en fonction de la position longitudinale dans la cavité dans le but de caractériser sa répartition spatiale en fonction des paramètres de couplage et de réflexion.

En reprenant l'équation II.58, on peut exprimer le champ en tout point de la cavité en fonction du champ en 0 :

$$\begin{bmatrix} R(z) \\ S(z) \end{bmatrix} = P \begin{bmatrix} e^{\gamma z} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma z} \end{bmatrix} P^{-1} \begin{bmatrix} R_0 \\ S_0 \end{bmatrix}$$

Equation II.69

$$P = \begin{bmatrix} -\kappa_c^* & \hat{\Gamma} \\ \hat{\Gamma} & \kappa_c \end{bmatrix} \quad P^{-1} = \frac{1}{2\hat{\Gamma}\gamma} \begin{bmatrix} \kappa_c & -\hat{\Gamma} \\ -\hat{\Gamma} & -\kappa_c^* \end{bmatrix}$$

Equation II.70

En considérant que:

$$\kappa_c^2 + \hat{\Gamma}^2 = 2\hat{\Gamma}\gamma$$

Equation II.71

et que :

$$\delta = \delta_0 + j\alpha_0$$

Equation II.72

alors :

$$\begin{bmatrix} R(z) \\ S(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n_{11}(z) & n_{12}(z) \\ n_{21}(z) & n_{22}(z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R(0) \\ S(0) \end{bmatrix}$$

Equation II.73

Soient les coefficients ' $n_{xy}$ ' de la matrice :

$$\begin{aligned} n_{11}(z) &= \left[ \cosh(\gamma z) - j \frac{\delta}{\gamma} \sinh(\gamma z) \right] & n_{12}(z) &= \left[ \frac{\kappa_c^*}{\gamma} \sinh(\gamma z) \right] \\ n_{21}(z) &= \left[ \frac{\kappa_c}{\gamma} \sinh(\gamma z) \right] & n_{22}(z) &= \left[ \cosh(\gamma z) + j \frac{\delta}{\gamma} \sinh(\gamma z) \right] \end{aligned}$$

Equations II.74

on observe graphiquement [81], que les réflectivités du réseau et des facettes ont plus ou moins d'influence sur la densité de photons dans la cavité. En effet différentes valeurs du produit ' $\kappa L$ ' et des coefficients de réflexions peuvent concentrer les photons de manière symétrique au centre de la cavité ou bien de les délocaliser d'un coté ou de l'autre de la structure. Plus le facteur de couplage est élevé, plus la densité de photons sera centrée. Lorsque celui-ci diminue, on retrouve une dissymétrie de la répartition des photons qui va être décentrée sous l'effet des coefficients de réflexion de chaque facette. Par exemple, pour une valeur très faible de ' $\kappa L=0,5$ ' et une réflectivité de la face de gauche HR ' $r_1=-0,565$ ', on a une concentration majeure de la densité de photons au niveau de la facette AR de droite. On peut dire que pour une valeur élevée ( $\kappa L=6$ ) la réflectivité du réseau de Bragg masque les réflectivités des facettes. On note que de faibles coefficients de couplage s'accompagnent de courant de seuil plus élevé et donc une puissance d'émission moindre peut être observée pour un même courant d'injection dans la cavité.

Cette étude montre les effets du choix des paramètres de conception du laser DFB. Ainsi le facteur de couplage ' $\kappa$ ' associé à la longueur du réseau de Bragg permet une sélectivité monomodale de l'émission laser pour différentes combinaisons des coefficients de réflexion des facettes du composant. De plus, la densité des photons présents dans la cavité va subir l'influence de ces paramètres pour engendrer des non-linéarités. C'est ce qui a été évoqué pour la dépendance du couplage phase-amplitude effectif au paragraphe 2.2.4.2 qui prend en compte la dissymétrie de la densité de photons intra-cavité, de même que le gain non-linéaire vu au paragraphe 2.2.4.3 qui dépend également de cette dissymétrie et dont il est nécessaire de définir une valeur effective. A chaque configuration des

paramètres de la sélectivité modale, est liée une certaine répartition de la densité de photons dans la cavité.

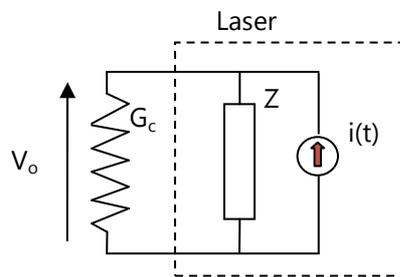
## 2.5. Modèle électrique du laser

Le schéma électrique équivalent d'un laser est considéré comme un dipôle d'admittance complexe 'Y' définie par :

$$Y = G_0 + jB_0$$

**Equation II.75**

On considère une conductance constante 'G<sub>c</sub>' chargée sur ce dipôle. Celle-ci permet de mesurer la tension optique 'V<sub>o</sub>' d'amplitude 'A<sub>o</sub>' à ses bornes en considérant cet élément comme une photodiode mesurant la puissance optique émise par le laser. La partie imaginaire 'B<sub>0</sub>' correspond à la susceptance.



**Figure II.9 Schéma équivalent d'un laser semi-conducteur**

On peut définir également le coefficient de réflexion 'Γ' pour quantifier le taux de la puissance consommée par la charge par rapport à la puissance émise par le laser dans un plan pris entre le laser et 'G<sub>c</sub>' :

$$\Gamma = \frac{Z - G_c}{Z + G_c}$$

**Equation II.76**

Inversement, on définit le coefficient de réflexion à l'entrée du laser soumis à un signal électrique de fréquence *f*. Le coefficient de réflexion en entrée, également nommé S<sub>11</sub>, peut être mesuré par un analyseur de réseau vectoriel (VNA) ayant un connecteur d'impédance Z<sub>0</sub>, et permet de quantifier les variations d'impédance du laser dans une bande de fréquence donnée. Typiquement ce paramètre de réflexion diminue lorsque la fréquence d'excitation augmente tel un phénomène inductif, ce qui permet de déterminer le courant réellement consommé par le laser en fonction de la fréquence.

$$S_{11} = \frac{Z_{in} - Z_0}{Z_{in} + Z_0}$$

**Equation II.77**

Lorsque le laser est soumis à un retour optique dû à des réflexions sur la facette d'émission du modulateur intégré, il faut prendre en compte une variation de la densité des porteurs que l'on assimile à une variation de courant laser que l'on peut représenter par un générateur de courant variable dans un nouveau schéma électrique équivalent prenant également en compte les variations de l'impédance du laser tel un circuit RLC parallèle [26, chap F]. Il existe plusieurs travaux destinés à palier à ce phénomène de variation de l'impédance d'entrée du laser [82][83].

Le courant 'i(t)' représente les sources de bruit issues de l'émission spontanée qui est considérée nulle donc en absence de bruit, et ce qui permet d'écrire la tension optique aux bornes de la charge en fonction la pulsation ' $\omega$ ' d'excitation du laser en régime permanent comme étant :

$$V_0 = A_o \cos(\omega t)$$

**Equation II.78**

et :

$$Z(\omega) + G_c = 0$$

**Equation II.79**

En présence de bruit on peut définir la tension optique avec une fluctuation sur l'amplitude et la phase ainsi que le courant :

$$V_0 = (A_o + \Delta V_o) \cos(\omega t + \varphi)$$

**Equation II.80**

$$i(t) = V_0(Z(\omega) + G_c)$$

**Equation II.81**

La puissance optique émise est proportionnelle à la tension optique dans la relation :

$$P_o = \frac{1}{2} G_c V_o^2$$

**Equation II.82**

La réponse du laser à une modulation du courant d'injection est liée à la fois à la réponse intrinsèque de la couche active constituée de puits quantiques, et celle de l'ensemble des couches constituant la structure dans un plan vertical que l'on peut assimiler à une capacité mise en parallèle avec une résistance. C'est la contribution des capacités et résistances parasites entre les différentes couches et électrodes qui limitent le fonctionnement large bande du composant car dans un circuit 'RC' parallèle la structure se comporte comme un filtre passe-bas et sa fréquence de coupure ' $f_c$ ' est inversement proportionnelle au produit de la capacité 'C' et la résistance équivalente 'R' de l'ensemble du circuit électrique :

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC}$$

**Equation II.83**

Depuis le début des années 1990, les types de lasers que nous avons utilisés dans le cadre de cette thèse ont atteint des bandes de fréquence de 20 GHz par une technologie qui minimisent les effets parasites et utilisent la dynamique des non-linéarités des puits quantiques [84][85].

## 3. Le modulateur à électro-absorption

### 3.1. Introduction

Comme cela a été énoncé précédemment, la modulation d'une onde porteuse optique permet d'inscrire un signal d'information sur un ou plusieurs paramètres physiques du signal émis par le laser. Parmi la multitude de formats de modulations analogiques et numériques, le modulateur à l'électro-absorption permet la mise en œuvre pratique de certains d'entre eux. Celui-ci utilise les modifications

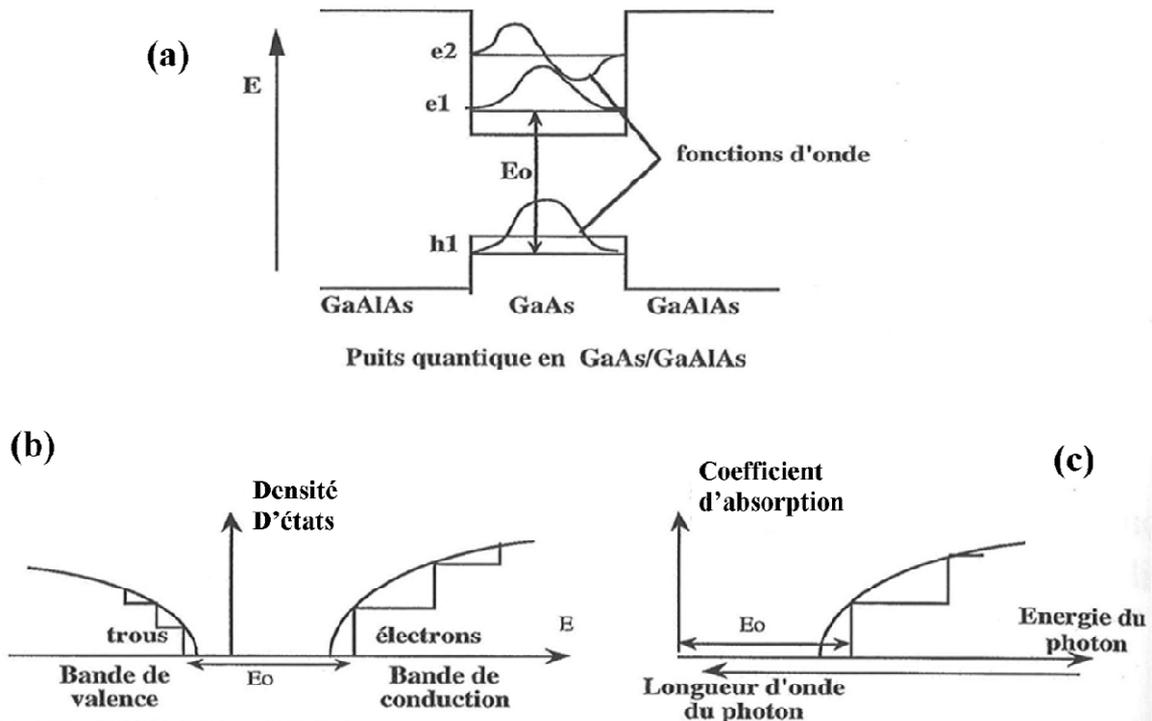
de l'absorption de la lumière traversant le matériau qui constitue le composant. La variation d'intensité résultante permet de transmettre en sortie un signal modulé répondant à un signal de commande. La conception d'un tel dispositif requière donc l'existence d'un effet physique permettant de contrôler, par l'intermédiaire d'une commande électrique portant le signal à transmettre, la transparence d'un matériau. A cette condition se rajoute un certains nombres de contraintes imposées par l'application visée. Par exemple, pour les systèmes de transmissions numériques binaires qui nous intéressent, afin de ne pas « gâcher » la puissance optique émise par le laser, l'absorption du matériau doit être minimale dans l'état de passant et devenir importante (au moins 15dB à 30dB) dans l'état non-passant. Cette condition apparaîtra dans le cas de matériau cristallin pour des longueurs d'onde du signal lumineux à moduler situées au voisinage du bord de bande d'absorption. L'effet d'électro-absorption revenant à déplacer en longueur d'onde ce bord de bande. L'effet Franz-Keldish dans les matériaux semi-conducteur massifs est connu pour présenter ce type de comportement. De nombreuses études expérimentales ont montrés qu'aucun dispositif présentant le contraste requis ne pouvait être conçu à partir de cet effet. Inversement, l'effet Stark confiné quantiquement (QCSE) dans les matériaux semi-conducteur à puits quantique [86][87] a permis de développer de nombreux composants utilisés pour différentes applications. Outre le bon contraste autorisé, son intérêt réside dans sa rapidité qui lui permet de s'adapter aux systèmes numériques à haut débit. Les modulateurs des composants EML, sujets de notre étude, sont basés sur l'effet QCSE qui sera donc décrit en détail par la suite. Comme tout effet fondé sur des variations d'absorption, la relation de causalité, exprimée par les relations de Kramers-Krönig, associe à ces modifications une variation couplée de l'indice de réfraction du matériau (souvent appelée chirp). Cette perturbation a une influence directe sur la phase de l'onde modulée en intensité qui se retrouve en conséquence aussi modulée en phase.

### 3.2. L'effet Stark confiné quantiquement

On retrouve l'effet QCSE dans les matériaux à puits quantiques. Les structures à multi-puits quantiques sont constitués d'empilement monocristallin de couches de matériaux semi-conducteurs d'énergie de bande interdite (gap) différente permettant de confiner les porteurs libres au niveau du matériau de faible gap. Les matériaux IIIV sont particulièrement adaptés à la fabrication de ces hétérostructures.

Plusieurs technologies de fabrication par croissance sur un substrat semi-conducteur ont été développées au fil des années dans le but de produire les alternances de couches de composition légèrement différente en conservant la structure monocristalline de l'ensemble avec une précision sur l'épaisseur correspondant à une couche cristalline. La cohésion d'ensemble de la structure est autorisée par l'adaptation des mailles cristallines des matériaux de chaque couche. Dans ce but, ceux-ci sont des composés III-V ternaires ou quaternaires avec une constitution adaptée à la maille cristalline du substrat sur lequel la croissance a été réalisée. Les couches de matériau de faible gap dans lequel seront confinés les porteurs libres ont des épaisseurs suffisamment faibles pour voir apparaître des effets quantiques. En effet, le déplacement des porteurs dans le plan perpendiculaire aux couches étant limité par les barrières que constituent les matériaux de grand gap, leur l'énergie cinétique est quantifiée et prend des valeurs discrètes qui peuvent être déterminées par une simple résolution de l'équation de Schrödinger dans le puits rectangulaire. Bien entendu, le déplacement des porteurs dans le plan des couches n'est nullement limité et les électrons et les trous se comportent alors comme un gaz à 2 dimensions. La densité d'états dans les puits quantiques prend alors une allure en forme de marche d'escalier (sachant que la densité d'état d'un système à 2 dimensions est

une constante par opposition à la fonction de densité d'état à 3 dimensions qui a une forme parabolique). En conséquence, la variation de l'absorption du matériau en fonction de la longueur d'onde, elle-même reliée aux densités d'état des électrons de la bande de conduction et aux trous de la bande de valence suivant la règle d'or de Fermi [29], varie en première approximation comme une fonction en marche d'escalier débutant à partir d'une valeur égale au gap du matériau de faible gap augmenté des énergies fondamentales pour un électron et un trou dans leur puits respectif.



**Figure II. 10** Diagramme de bande d'énergie d'une structure à puits quantique non soumis à un champ électrique et sa fonction d'onde (a), Densité d'état des bandes de conduction et de valence (b), et coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde ou l'énergie du photon (c).

Cette évolution de l'absorption en forme de marche d'escalier est accentuée par les liaisons excitoniques des électrons et des trous. En effet, lors d'une création d'une paire électron-trou consécutive à l'absorption d'un photon, l'électron et le trou peuvent rester liés entre eux par l'intermédiaire de la force électrostatique entre la charge de l'électron négative et la charge positive de la pseudo-particule qu'est le trou. Ceci implique que l'exciton (nom donné à la paire électron-trou liée) est une structure plus stable et donc d'énergie plus basse que celle de la paire indépendante ce qui résulte en un décalage vers les basses énergies du bord de bande (marche d'escalier). Par ailleurs, cette exciton produit une forme de résonance sur l'absorption qui se traduit par un pic dans la courbe sur les fronts. Ce pic est plus ou moins élargi suivant la force de l'oscillateur ce qui explique que l'exciton soit invisible dans le matériau massif mais soit apparent dans les puits quantiques du fait du confinement imposé par les barrières qui empêche la paire de se dissocier trop vite. Le résultat pour ce qui nous concerne est une accentuation de l'aspect abrupte du bord de bande d'absorption.

L'application d'un champ électrique perpendiculairement aux couches de la structure à puits quantique revient à incliné le « fond » des puits de potentiel. Les électrons sont effectivement attirés vers le potentiel électrique le plus fort ce qui signifie bien que leur énergie potentielle est plus faible d'un côté du puits que de l'autre. Cette inclinaison, linéaire si le champ électrique appliqué est constant à travers le puits, peut être incluse dans la résolution de l'équation de Schrödinger relative au puits

quantique et amène un déplacement vers le fond du puits du niveau d'énergie fondamental dans le puits suivant une relation de proportionnalité avec le carré de la pente du fond du puits, c'est-à-dire, du champ électrique. Ceci conduit donc naturellement à un déplacement du bord de bande d'absorption vers les énergies plus faibles que l'on nomme souvent décalage vers le rouge, la figure II.11 en illustre l'effet. Parallèlement au décalage, la force de l'absorption diminue du fait que le champ électrique tend à éloigner l'électron et le trou vers les deux bords opposés du puits quantique ce qui entraîne une réduction de l'intégrale de recouvrement des fonctions d'onde.

### 3.3. Paramètres caractéristiques

#### a) Facteur de confinement et taux d'extinction

De la même manière que pour le laser MQW, on définit le facteur de confinement comme le rapport de la fraction du signal qui est guidé, avec la fraction du signal qui est à l'extérieur du guide. Le nombre et la dimension des barrières et des puits restent les facteurs principaux car ils fixent la taille de la structure guidante du modulateur.

Le taux d'extinction est le rapport des intensités lumineuses lorsque le composant n'est pas soumis à un champ électrique, l'état passant, et lorsqu'il est soumis à un champ électrique et donc non passant. Ce taux d'extinction caractérise l'aspect statique (SER) de l'absorption de la lumière par le modulateur et il est défini par :

$$SER = e^{\Gamma\Delta\alpha L}$$

Equation II.84

Le taux d'extinction statique, s'exprimant le plus souvent en dB, va donc dépendre de la longueur d'interaction  $L$  tout au long de la structure du guide, et de la variation d'absorption du composant entre l'état passant et non passant. Cette variation est notée ici  $\Delta\alpha$ ,  $\alpha$  étant le coefficient d'absorption que nous détaillerons par la suite.

#### b) Pertes internes d'atténuation

L'atténuation induite à l'état passant est due à différentes origines. Des pertes par réflexion existent par exemple aux interfaces air-semiconducteur. Des pertes de couplage résultant des différences de taille de mode entre la fibre monomode et le guide, ce problème est réduit par l'utilisation d'un adaptateur de mode (taper). Des pertes de propagation dues à la diffusion de la lumière aux interfaces et sur d'éventuels défauts.

De plus il existe un phénomène d'absorption par les porteurs libres dans les régions dopées P et N, ainsi qu'une absorption bande à bande du matériau. En effet la propagation d'une fraction non-négligeable de l'énergie lumineuse dans les couches dopées P induisent ce phénomène d'absorption qui peut avoir une grande proportion si le facteur de confinement est peu élevé. Les pertes d'absorption inter-bandes dépendent du positionnement de la longueur d'onde de fonctionnement par rapport à la raie du pic excitonique. La majeure contribution aux pertes du modulateur est due à ces pertes intra-bandes car les modulateurs fonctionnent au voisinage du bord de bande d'absorption. Elles sont de l'ordre de 2 dB / 100 $\mu$ m, d'où l'intérêt de réduire au maximum la taille des modulateurs qui est également un paramètre clé pour leur rapidité de fonctionnement dans un régime dynamique de modulation. Si l'on définit l'absorption bande à bande du matériau par  $\alpha_0$ , les pertes du modulateur en fonction de la longueur  $L$  du composant et du facteur de confinement sont :

$$\alpha_T = e^{\Gamma\alpha_0 L}$$

Equation II.85

On peut alors définir l'efficacité de modulation par :

$$m = \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0}$$

Equation II.86

Ce paramètre que l'on retrouve dans les équations régissant de manière générale la modulation d'amplitude de ces modulateurs, est ici un critère physique du matériau lié directement à la conception des structures à puits quantiques. L'optimisation de l'électro-absorption en faisant varier ce rapport entre la variation d'absorption et l'absorption à l'état passant a fait l'objet de nombreuses études [88][89].

La figure II.11 illustre l'impact de l'efficacité de modulation résultant d'un compromis entre les pertes d'absorption à l'état passant, et la variation de modulation lorsque la structure à puits quantique est soumise à un champ électrique.

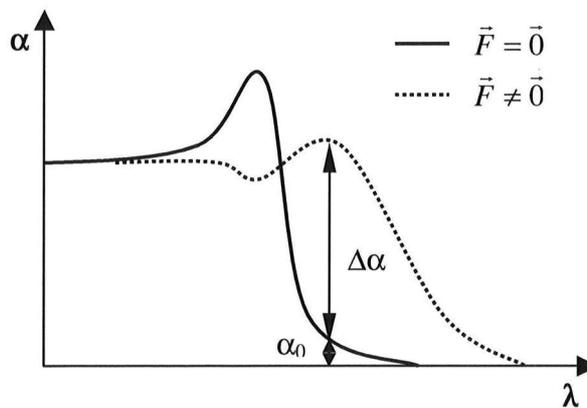


Figure II. 11 Dépendance de l'efficacité de modulation (F : champ électrique)

### c) Rapidité de modulation

Le modulateur est une diode fonctionnant dans le régime de polarisation inverse, son schéma électrique (figure II. 12) est équivalent à un condensateur plan d'épaisseur égale à celle de la région de déplétion [90]. Comme pour les diodes lasers, il existe une résistance série  $r_s$  venant des couches dopées N et suivi des contacts ohmiques, elle est de quelques ohms.

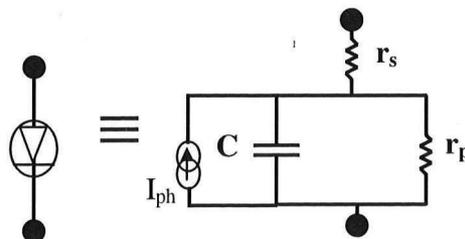
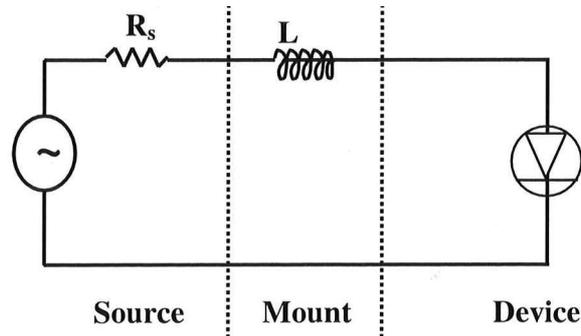


Figure II. 12 Schéma électrique équivalent d'un modulateur à électro-absorption.

Le signal de commande est une tension variable équivalant à un générateur de tension en série comme l'illustre le schéma de la figure II.13. La ligne d'accès hyperfréquence reliant le composant à

l'embase (support de la puce) est une inductance (L sur le schéma), cette ligne correspond dans la réalité à un fil d'or soudé de part et d'autre de l'électrode du modulateur et de l'embase. Des photos des composants utilisés dans nos expériences seront présentées au chapitre III.



**Figure II. 13 Schéma électrique équivalent du circuit de commande d'un modulateur (EAM≡diode)**

Dans un régime de fonctionnement en absorption, le modulateur se comporte comme une photodiode en générant du photocourant,  $I_{ph}$  sur le schéma de la figure II.12. On peut schématiser ce courant par une source de courant en parallèle avec une charge,  $R_p$  sur le schéma. Pour des puissances optiques de la lumière absorbée de l'ordre de plusieurs mW, le photocourant est de l'ordre de quelques mA.

En négligeant les capacités, résistances et inductances parasites du montage, la fréquence de coupure est reliée à la constante de temps RC caractéristique des condensateurs ( $R=r_p$ : résistance de charge en parallèle du modulateur). La capacité correspond à la zone de déplétion de la diode PIN en négligeant la contribution du plot de contact. L'épaisseur de la région de déplétion peut être approximée à l'épaisseur de la région intrinsèque sachant que les zones N et P sont fortement dopées. La fréquence de coupure du modulateur est alors donnée par l'expression :

$$f_c = \frac{1}{2\pi R C_{PIN}}$$

**Equation II.87**

avec  $C_{PIN}$  la capacité de la diode que l'on définit par :

$$C_{PIN} = \frac{\epsilon S}{t_I}$$

**Equation II.88**

$\epsilon$  est la constante diélectrique de la région non dopée,  $S$  est la surface de la diode, et  $t_I$  est l'épaisseur de la région non dopée.

Lorsque la résistance de charge en parallèle réalise une adaptation d'impédance, ce qui est le cas avec une résistance de 50 Ohms dans la bande électrique de fonctionnement des systèmes radiofréquences, alors on peut supprimer le facteur multiplicatif  $\frac{1}{2}$  de l'équation II.87. L'adaptation d'impédance du modulateur est donc un facteur d'incrément de la bande passante des modulateurs à électro-absorption.

On peut également améliorer la bande passante du composant en diminuant les dimensions du modulateur pour réduire la capacité. Pour garder une absorption conséquente, i.e. une longueur suffisante pour un fort taux d'extinction, il est préférable de diminuer la largeur du dispositif tout en prenant en compte les problèmes de guidage latéral. La région intrinsèque peut également être

épaissie mais il faudra une tension inverse plus élevée pour appliquer le même champ électrique. A l'inverse, la recherche d'une polarisation inverse minimale correspondant à une zone de charge d'espace faible, ce qui provoque une augmentation de la capacité et donc une diminution de la fréquence de coupure du modulateur.

#### d) Tension de commande

La tension de commande va fixer le champ électrique appliqué à la diode PIN. Elle est composée d'un signal continu de polarisation inverse et de valeur constante, ainsi que d'un signal variable dans le temps dont l'excursion varie autour de la composante continue. Il en résulte une tension de commande variable autour du signal continu permettant ainsi de greffer sur le signal optique (porteuse optique) traversant le modulateur, l'information véhiculée par le signal de tension variable (signal modulant).

Si  $V$  est la tension de commande, le champ électrique  $F$  résultant s'exprime par :

$$F = \frac{V + V_{bi}}{t_l}$$

Equation II.89

$V_{bi}$  est le potentiel auto-construit.

Cette expression permet retrouver le lien de la tension de commande avec l'épaisseur de la zone intrinsèque qui a un impact de grande importance sur la bande passante car agissant directement sur la capacité de la jonction PIN.

#### e) Puissance de saturation

La puissance de saturation est la puissance optique en entrée du modulateur à partir de laquelle l'absorption du modulateur décroît de 3 dB. Dans cet état de saturation de l'absorption, le modulateur est dans un régime non-linéaire.

Différents mécanismes sont à l'origine de ce phénomène qui dans le cas des MEA à MQW, l'effet de saturation s'explique tout d'abord par l'effet de remplissage des bandes [91]. A ce stade, tous les états excitoniques sont remplis et aucune absorption de photons à ces énergies n'est possible. L'autre mécanisme à l'origine de la saturation de l'absorption est l'effet d'écrantage du champ électrique [92] dû à la densité de charge positive générée par l'accumulation des trous dans la couche active du fait du temps d'échappement des trous étant plus long que celui des électrons. On peut exprimer  $\delta\alpha$ , la fraction de la saturation de l'absorption excitonique, par :

$$\frac{\delta\alpha}{\alpha_0} = \frac{I}{I_S} = \frac{N_e}{N_{Se}} + \frac{N_h}{N_{Sh}}$$

Equation II.90

$I$  est l'intensité de la lumière incidente et  $I_S$  l'intensité de la lumière à la saturation,  $N_e$  et  $N_h$  sont les densités de charge d'un électron et d'un trou, et  $N_{Se}$  et  $N_{Sh}$  sont les densités de charge de ces mêmes particules à la saturation.

On peut relier l'intensité de saturation au temps d'échappement des porteurs par l'expression :

$$I_S = \frac{\hbar \omega N_S}{\alpha_0(L_w + L_b)} \cdot \frac{m_e + m_h}{m_e \tau_h + m_h \tau_e}$$

Equation II.91

Les quantités  $m_e$  et  $m_h$  sont les masses effectives des électrons et des trous dans les puits,  $\tau_e$  et  $\tau_h$  sont les temps d'échappement des porteurs.  $L_b$  et  $L_w$  sont la largeur de la barrière et du puits, et  $N_S$  est la densité de charge réduite associée à la masse réduite ( $m_e \cdot m_h / m_e + m_h$ ) à la saturation de l'absorption.

L'intensité de saturation est dominée par le temps d'échappement des porteurs et de la pulsation optique  $\omega$  de l'onde incidente.

### f) Temps d'échappement des porteurs

Ce temps correspond au temps nécessaire à l'évacuation des porteurs photo-générés de la zone active. Lorsque le temps d'échappement des porteurs est long, la puissance de saturation est faible et le composant est très vite altéré sur ces performances de modulation. Le temps d'échappement dépend fortement de la discontinuité énergétique des bandes, car il est principalement lié à l'émission thermoïonique à l'échappement par effet tunnel à travers les barrières.

Pour utiliser les modulateurs à des débits très élevés, il est donc important de diminuer le temps d'échappement qui à l'état passant (sans présence d'un champ électrique) est de l'ordre de 100 ps. L'application d'une tension inverse fait décroître ce temps d'échappement exponentiellement [93]. Il faut tout de même optimiser la puissance du signal appliqué pour éviter l'effet d'écrantage du champ électrique. Le temps d'échappement peut être diminué également en utilisant de faibles hauteurs de barrières ainsi que de faibles épaisseurs de puits et de barrière.

La hauteur des barrières est la principale contribution au taux d'émission thermoïonique  $\tau_E$  défini par :

$$\frac{1}{\tau_{E(e,h)}} = \left( \frac{k_B T}{2 \pi m_{e,h}} \right)^{1/2} \exp \left[ - \frac{H_{e,h}(F)}{k_B T} \right]$$

Equation II.92

Le champ F dirige ici la hauteur de barrière  $H_{e,h}(F)$  d'un trou (h) ou d'un électron (e).

Le taux d'échappement par effet tunnel  $\tau_T$  dépend fortement de l'épaisseur de barrière :

$$\frac{1}{\tau_{T(e,h)}} = \frac{n \hbar \pi}{2 m_{e,h} L_w^2} \exp - \left[ \frac{2 L_b \sqrt{2 m_{b(e,h)} H_{eff(e,h)}(F)}}{\hbar} \right]$$

Equation II.93

Ici  $m_{b(e,h)}$  est la masse effective dans la barrière pour un électron ou un trou, et  $H_{eff(e,h)}(F)$  est la hauteur effective de la barrière pour un électron ou un trou en fonction du champ F.

Du fait de la dépendance des mécanismes d'échappement de la masse effective et de la discontinuité énergétique des bandes, le temps d'échappement des électrons diffère à priori de celui des trous. Ainsi une charge d'espace est créée et le champ électrique peut être écranté générant une application non-uniforme du champ dans l'hétérostructure. Il en résulte une diminution de l'effet QCSE car le décalage du pic excitonique vers les grandes longueurs d'onde produit, par le champ électrique externe, un élargissement du pic excitonique. L'absorption est alors modifiée par ces effets quand l'intensité de la lumière croît. Lorsque l'épaisseur des barrières est assez faible comme c'est le cas des composants du III-V lab que nous avons utilisés (~10nm), l'effet thermoïonique est prédominant.

### 3.4. Propagation en onde guidée

Dans une structure de modulateur à multi-puits quantiques utilisant une structure à mode guidé, la lumière se propage le long des couches de matériaux étant latéralement confinée par une structure d'indice. Le mode guidé (la structure est en général monomode) recouvre l'ensemble des puits quantiques de la structure. Afin d'avoir un effet homogène, il est donc important d'avoir une évolution de l'absorption identique dans chaque puits, ce qui impose un champ électrique identique. La présence et l'uniformité de ce champ électrique est obtenu en insérant le guide multi-couche dans une zone intrinsèque d'une jonction PIN dont la polarisation inverse produira le champ requis.

Pour assurer un bon confinement optique, la zone intrinsèque, très fine, est enrobée de deux couches dites de confinement et faites d'un alliage quaternaire d'indice compris entre celui de la zone active et celui du substrat. La structure adaptée pour les modulateurs est celle des guides en arête, appelé également ruban, car il est possible d'atteindre des bandes passantes très importantes en réduisant la capacité du guide. Cette structure consiste à graver entièrement la zone P, le confinement latéral de la structure étant alors limité par la largeur du ruban.

#### a) Modes de propagation

En étudiant la répartition du champ électromagnétique des modes optiques présent dans ce type de structure, et considérant la propagation dans un milieu multicouche composé d'interfaces entre les divers matériaux d'indice différents, on peut établir l'équation du champ électrique :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}(x, y)}{\partial y^2} + k^2 [n^2(x, y) - n_e^2] \vec{E} = \vec{0}$$

Equation II.94

$k$  est la constante de propagation dans le vide, et  $n_e$  est l'indice de réfraction dans le vide, et  $n(x, y)$  est l'indice du matériau dans le plan  $xy$  formé par les axes transverses à l'axe de propagation.

Les solutions de cette équation, vérifiant les conditions aux limites imposées par les relations de continuité des composantes du champ électromagnétique aux interfaces d'indice différent, montrent que deux polarisations distinctes sont susceptibles de s'établir dans un guide plan. Il s'agit des polarisations transverse électrique (TE), et transverse magnétique (TM). Dans un guide en arête, que l'on considère comme plan malgré les déformations dues à la technologie de fabrication, il existe formellement des modes quasi-TE et quasi-TM.

#### b) Méthode de l'indice effectif

Cette méthode consiste à simplifier le calcul des modes d'un guide de l'onde rectangulaire, qui est un problème à deux dimensions, en traitant deux problèmes à une dimension. Dans l'hypothèse que le champ électrique admet une décomposition séparée des variables, le calcul des modes de guides plans peut être effectué suivant chacun des axes (vertical et horizontale).

On décompose l'équation II.94 suivant l'axe  $x$  et suivant l'axe  $y$ , et on peut considérer le système multicouche comme un matériau ayant un indice effectif dans l'ensemble de la structure pour chacun des modes pouvant se propager tel que :

$$TE: n_{MQW}^2 = \frac{n_w^2 L_w + n_b^2 L_b}{L_w + L_b}$$

$$TM: n_{MQW}^2 = \frac{L_w + L_b}{L_w/n_w^2 + L_b/n_b^2}$$

où  $n_w$  et  $n_b$  sont les indices de réfraction dans les puits et les barrières.

On remarque une différence entre l'indice effectif pour chaque mode de propagation, en effet celui du mode TE est supérieur que celui du mode TM. Les structures multicouches présentent une biréfringence géométrique qu'il est important de prendre en compte car si le modulateur est sensible à la polarisation ses performances en seront affectées. Par contre dans le cas de laser-modulateur intégrés ceci est moins critique du fait du couplage direct du mode en sortie du guide du laser avec celui du modulateur.

### c) Sensibilité à la polarisation

Il existe également une sensibilité à la polarisation dans les structures à puits quantiques. Les trous sont en réalité sur deux niveaux d'énergie différents leurs conférant un caractère léger (E plus élevé) ou lourd (E plus faible). L'énergie nécessaire à la formation d'une paire électron-trou(léger) noté e-lh est alors plus grande que celle requise pour une paire d'électron-trou(lourd) noté e-hh. La longueur d'onde absorbée est alors plus courte pour les trous légers. D'après les règles de sélection quantique, la transition e-lh se fait prioritairement avec la lumière polarisée en mode TM, et la transition e-hh avec le mode TE.

Les courbes de la figure II.14 et II.15 représentent la réponse typique d'un modulateur similaire à celui intégré dans nos EML, en fonction de la tension de polarisation. La première correspond à un signal incident polarisé en mode TM et le second en mode TE pour un ensemble de longueurs d'onde allant de 1540 nm à 1590 nm. Il est possible d'extraire de ces courbes le coefficient d'absorption du modulateur pour chaque longueur d'onde.

La figure II.16 qui suit correspond à la différence (en dB) entre la puissance transmise entre le mode TE et le mode TM pour chaque point de tension, autrement dit cette mesure caractérisa l'insensibilité du modulateur à la polarisation du signal en entrée. On remarque une différence très accentuée pour différentes longueurs d'onde et différentes valeurs de tension.

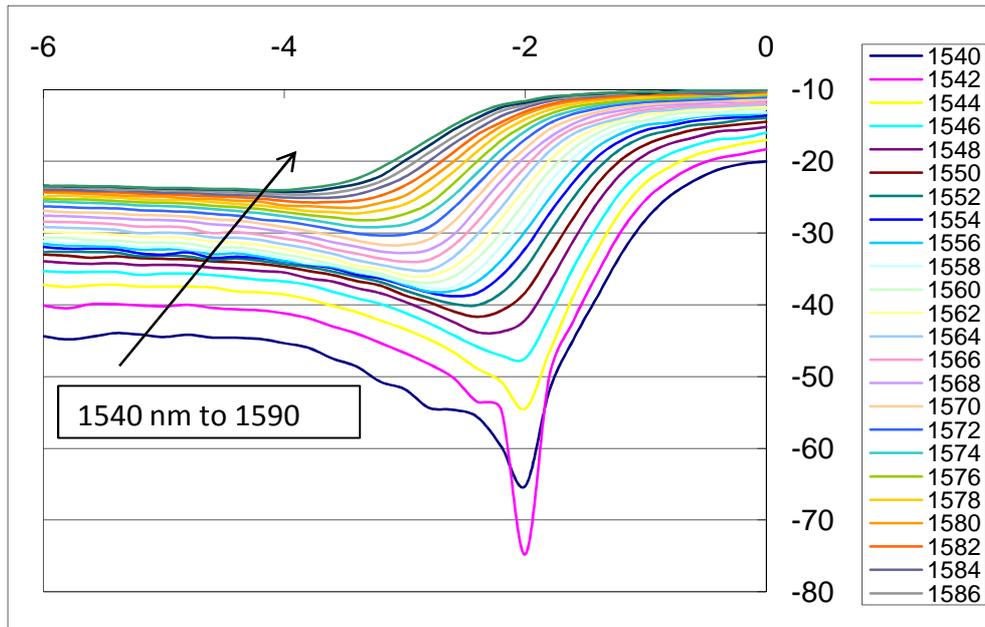


Figure II. 14 Transmission en mode TM d'un modulateur MQW (axe vertical en dB) soumis à une tension de polarisation inverse (axe horizontal en Volts) pour différentes longueurs d'onde. (III-V Lab)

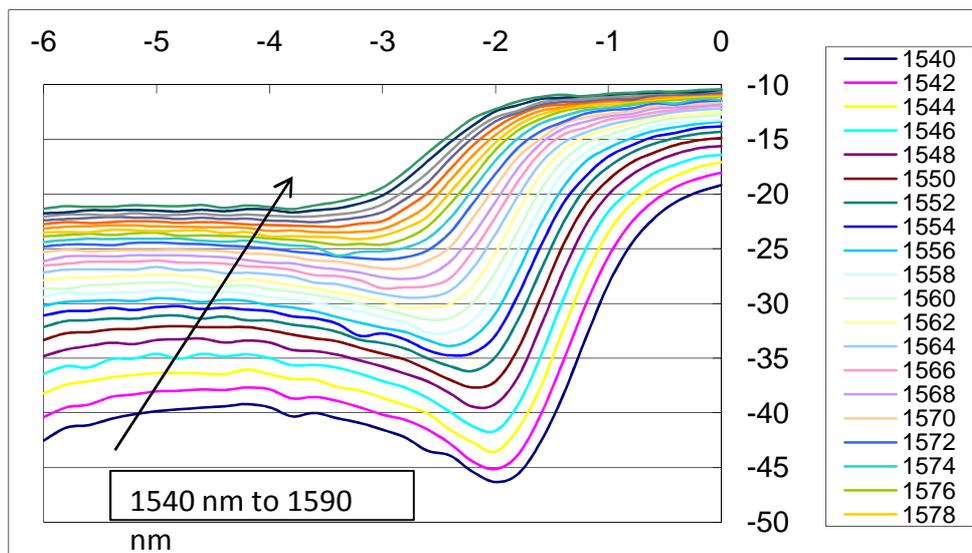


Figure II. 15 Transmission en mode TE d'un modulateur MQW (axe vertical en dB) soumis à une tension de polarisation inverse (axe horizontal en Volts) pour différentes longueurs d'onde. (III-V Lab)

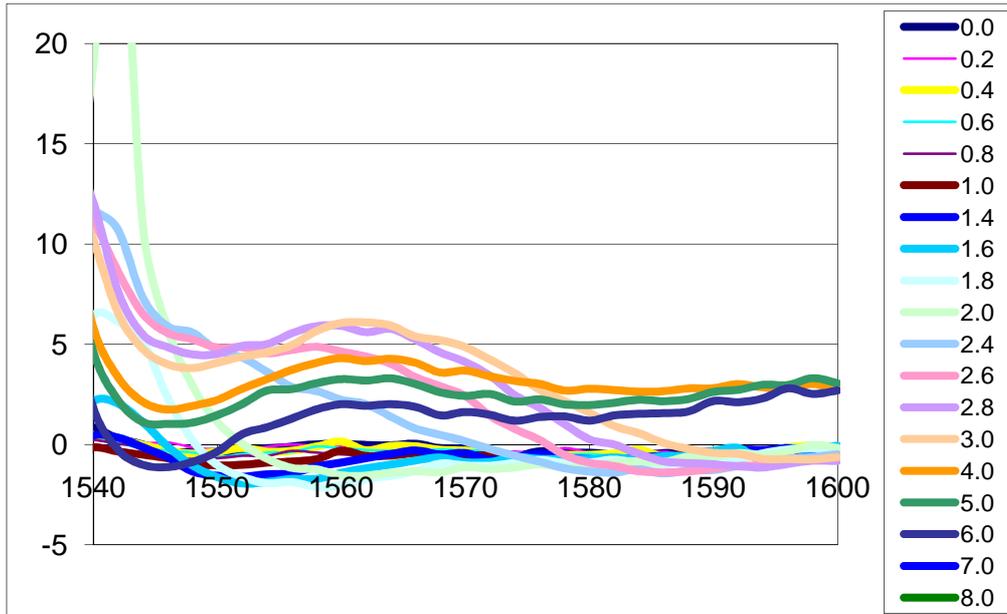


Figure II. 16 Sensibilité à la polarisation (axe vertical en dB) d'un modulateur MQW en fonction de la longueur d'onde (axe horizontal en nm) pour différentes valeurs de tension appliquée.

### 3.5. Coefficient d'absorption

Le calcul du coefficient d'absorption d'une structure MQW en onde guidée se fait en deux temps. Tout d'abord la probabilité de transition par unité de temps est calculée en utilisant la règle d'Or de Fermi, puis elle est reliée de façon semi-classique au coefficient d'absorption [94].

Dans le cas d'une structure MQW le coefficient d'absorption s'obtient en sommant les contributions sur les diverses positions de puits. Selon la transition d'énergie  $\varepsilon_{h,l}$  entre un électron et un trou léger e-lh, ou un électron et un trou lourd e-hh, le coefficient d'absorption s'écrit en fonction de la pulsation de l'onde incidente :

$$\alpha_{h,l}(\omega) = \frac{\Gamma}{L_w} \beta P_{h,l} \mu_{h,l} M_{h,l} Y(\varepsilon_{h,l} - \hbar\omega)$$

Equation II.97

où  $P_{h,l}$  est la partie variable de l'élément de la matrice dipolaire déduite de la première règle de sélection dépendant de la polarisation de l'onde électromagnétique telle que :

- mode TE :  $P_h = 1$  et  $P_l = 1/3$
- mode TM :  $P_h = 0$  et  $P_l = 4/3$

$\mu_{h,l}$  est la densité d'état des trous lourds ou légers.  $M_{h,l}$  représente le carré du recouvrement des fonctions enveloppes d'électron et de trou.  $Y$  est la fonction d'Heaviside appliquée à  $(\varepsilon_{h,l} - \hbar\omega)$ .

### 3.6. Dynamique du modulateur

#### a) Relation entre l'absorption et l'indice de réfraction

Les variations du spectre d'absorption induisent une variation d'indice, On caractérise ce couplage à une longueur d'onde donnée par le paramètre de Henry du modulateur. Ce mécanisme est identique que celui décrit pour le couplage phase-amplitude d'un laser vu en début de chapitre et régi par

l'équation II.11. Pour un modulateur on prend en compte l'absorption à la place du gain et on définit de manière similaire à un laser, le coefficient de couplage phase-amplitude :

$$\alpha_{H,MEA} = \frac{\Delta n_r}{\Delta n_i} = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\Delta n_r}{\Delta \alpha}$$

**Equation II.98**

$n_r$  et  $n_i$  sont les parties réelles et imaginaires de l'indice de réfraction complexe dans le guide, et  $\Delta \alpha$  est la variation d'absorption.

On peut écrire sous une forme différente, la relation de dispersion de Kramers-Krönig déjà définie par l'équation II.10 dans la section consacrée aux lasers, cette fois-ci en fonction de l'absorption et de la variation du champ électrique appliqué  $\Delta F$ :

$$\Delta n_r(\Delta F, \lambda) = \frac{\lambda^2}{2\pi^2} P \int_0^\infty \frac{\Delta \alpha(\Delta F, \lambda')}{\lambda'^2 - \lambda^2} d\lambda'$$

**Equation II.99**

### **b) Evolution de la phase et de l'amplitude**

Si l'on exprime la phase du champ optique en sorti du modulateur, en fonction de son indice de réfraction  $n_r$  (partie réelle) et de sa longueur  $L$ , par :

$$\phi_{MEA} = -\frac{2\pi}{\lambda} n_r L$$

**Equation II.100**

alors la variation de phase en sortie due au couplage phase-amplitude sera exprimé en fonction de l'intensité lumineuse  $I$  par :

$$\frac{\partial \phi_{MEA}}{\partial t} = \frac{\alpha_{H,MEA}}{2I} \frac{\partial I}{\partial t}$$

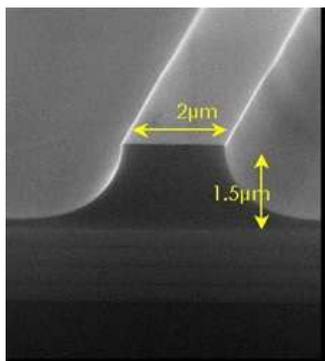
**Equation II.101**

La variation d'amplitude du modulateur soumis à une variation de tension est donnée au chapitre I par l'équation I.10.

## **3.7. Intégration monolithique avec un laser DFB**

### **a) Technologie de fabrication**

Les couches des composés plus ou moins dopés constituant la structure en puits quantiques sont réalisées par croissance d'épitaxie SAG (Selective Area Growth). Pour les aspects structurels de forme du composant, les techniques utilisées sont la lithographie et la gravure. On utilise alors des résines qui permettent aux rayons ultraviolets de creuser aux endroits que le masque a défini, se suivent alors d'autres procédés chimiques utilisant des solvants pour éliminer la résine. On obtient les guides désirés dont nous pouvons voir un exemple de réalisation (Figure II.17) sur une photo prise au microscope à balayage électronique (MEB). Les dépôts d'or pour les contacts métalliques sont réalisés en phase vapeur.

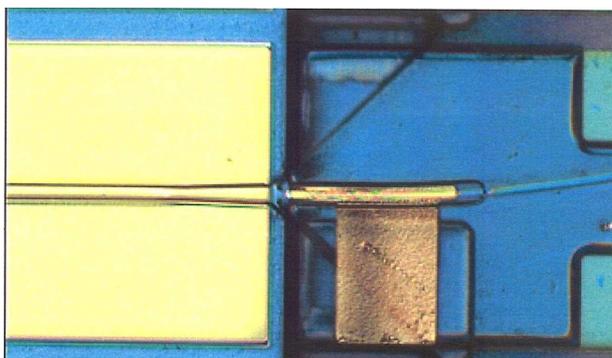


**Figure II. 17 Photo MEB (microscope à balayage électronique) d'un guide optique à cœur enterré recouvert de dépôt d'or, III-VLab.**

Dans le cas des EML fournis par le III-V Lab, la technologie d'intégration est basée sur une couche active identique (SAL) [95] qui permet de réaliser les deux fonctions laser et modulateur du composant simultanément, chaque fonction ayant sa propre zone active MQW.

Une contrainte importante lors de l'intégration est la prise en compte de la sensibilité du modulateur à l'écart en longueur d'onde avec la raie d'émission du laser DFB, écart connu sous le nom de detuning. Dans cet article [96] le III.V Lab démontre la maîtrise de la technique ainsi que l'utilité d'un guide en arête pour le couplage direct du guide du laser avec le guide du modulateur. Des composants dédiés aux transmissions NRZ à 40 Gbit/s ont alors été développés sur le même concept par le III.V Lab et d'autres équipes de recherche [97].

La figure II.18 illustre la zone de transition laser-modulateur au niveau du guide d'onde sur la partie du dessus du composant et surmontée par des électrodes en or pour les contacts électrique de chaque fonction.



**Figure II. 18 Photo MEB de la jonction du laser avec le modulateur (vue de dessus), III-V Lab.**

### **b) Effets de couplage entre le laser et le modulateur**

De nombreuses études ont mis en évidence l'effet de la réalimentation optique du laser du fait des dégradations que cela engendre sur les performances du composant. Ce phénomène de feedback est dû à une réflexion d'une portion du signal lumineux au niveau de la facette de sortie du modulateur. Le signal en retour, modulé, est alors réinjecté dans le laser par le guide optique reliant les deux fonctions. La modulation du signal réfléchi engendre une modulation du laser qui, comme nous l'avons vu au début de ce chapitre, produit une modulation de fréquence qui est préjudiciable pour le signal émis et transmis sur une fibre optique. Ce phénomène correspond à un chirp non contrôlé du

laser qui dépend essentiellement de la position de la facette de sortie du modulateur [98][99][100][101].

Dans le cas de la modulation duale pratiquée sur les EML, le fait de moduler directement le courant de polarisation du laser permet de contrôler sa réponse FM. Cette modulation directe du laser devrait donc contribuer majoritairement sur la réponse FM globale de l'EML pour une excursion importante du courant de modulation. Le chapitre IV dédié en partie à la caractérisation du chirp grand-signal, permettra d'en évaluer l'impact et de définir l'intensité du courant de polarisation dynamique nécessaire pour que la modulation duale ait une efficacité sur des distances de transmission dépassant 150 km.

### c) Caractéristiques du signal en sortie de l'EML

D'après les relations exprimées sur la section laser, et compte tenu du comportement du modulateur, on peut exprimer la puissance à la sortie du composant intégré en fonction de la contribution de chacune des fonctions:

$$P_{out} = \frac{\delta P}{\delta N} + \frac{\delta P}{\delta V}$$

Equation II.102

On retrouve la contribution due au laser  $\frac{\delta P}{\delta N}$  qui dépend de la variation des porteurs lié au courant injecté dans le laser, et la contribution du modulateur  $\frac{\delta P}{\delta V}$  qui dépend de la tension de commande.

De même pour l'évolution de la phase au cours du temps, on peut considérer la contribution du laser tout d'abord, puis celle du modulateur :

$$\delta\phi_{out} = \frac{\delta\phi_{DFB}}{\delta t} + \frac{\delta\phi_{MEA}}{\delta t}$$

Equation II.103

## 4. Conclusions du chapitre

Le but de ce chapitre a été de déterminer l'ensemble des paramètres contribuant au fonctionnement statique et dynamique du laser et du modulateur intégrés dans le composant utilisé pour nos expériences de modulation duale des EML fabriqués au III-V Lab.

Bien que les deux fonctions soient constituées de multi-puits quantiques, les mécanismes permettant au laser de générer une onde optique monomode porteuse et au modulateur d'inscrire le signal de données sont bien différents. Ainsi nous avons vu que le laser dépend du courant de polarisation qui produit un ensemble d'effets non-linéaires dépendant du gain du matériau et de la structure de sélection du mode émis par le laser. Le modulateur est capable d'atteindre de larges bandes passantes grâce au compromis d'une forte absorption et d'une faible capacité de la jonction PIN qui le compose. En ce qui concerne le coefficient de couplage phase-amplitude, son origine est due à un effet matériau identique mais qui s'exprime différemment du fait de la géométrie différente de chaque fonction et des non-linéarités propres à chacun. L'important a été de pouvoir établir les équations les régissant pour utiliser convenablement les EML, et pouvoir revenir vers le technologue afin d'améliorer le design des EML à modulation duale de la prochaine génération.

## **Chapitre III : Caractérisation sous pointes du D-EML en régime petit-signal**

### **1. Introduction du chapitre**

Les deux premiers chapitres de ce manuscrit ont permis l'étude du fonctionnement de l'EML dans un système de transmissions optique en faisant une approche physique des fibres optiques, et également en établissant les relations avec la modulation duale d'un EML. L'analyse de chaque fonction de l'EML, le laser et le modulateur séparément a permis une meilleure compréhension physique du composant tant dans l'aspect statique que dynamique.

Dans ce chapitre nous présentons tout d'abord la monture de test réalisée au laboratoire. Cette véritable petite station sous-pointes permet de tester des composants optiques montés sur embase dans la bande DC-40 GHz. Ce banc de test est utilisé par la suite pour la caractérisation dynamique du composant dans un régime petit-signal. Nous caractériserons la réponse de chaque fonction et puis de l'ensemble du composant soumis à une modulation duale. Enfin nous présentons les mesures de coefficient de chirp du composant pour différents points de fonctionnement.

Cette étape est intermédiaire à une utilisation des D-EML sur des liaisons optiques haut-débit. Elle permet de caractériser les performances statiques et dynamiques du composant pour le qualifier à une modulation numérique grand-signal qui sera l'objet du chapitre IV.

### **2. Conception et réalisation d'une monture optoélectronique de test à trois accès dans la bande DC-40 GHz**

Les contraintes d'intégration mécaniques du support de la puce (EML) ainsi que des pointes d'accès du signal électrique radiofréquences (RF) ont été cruciales pour la réalisation de la monture de test des composants. Le choix du schéma de modulation duale des composants optoélectroniques d'émission impose d'amener trois accès sur un demi-centimètre carré : deux accès électriques haute-fréquence, et un accès optique pour collecter la lumière émise au sein d'un focalisateur.

L'accès sur le composant, des signaux haute-fréquence et d'alimentation continue, étant très délicat, il existe des phénomènes d'atténuation, de diminution de bande passante fréquentielle électrique (BPe), et de rayonnement, ce qui limite les performances dynamiques relatives à la modulation de ce dernier. De récents travaux concernant l'intégration des EML avec le circuit de commande appelé le plus souvent driver mettent en évidence l'importance de la qualité des signaux électriques fournis à la source optique [102][103].

Dans notre étude, la hiérarchisation des priorités dans la conception de la monture a été la bande passante électrique (BPe) dans un premier temps. Ensuite, la nécessité de collecter, en espace libre, la lumière émise en sortie du guide d'onde a demandé certains choix quant au meilleur moyen de

coupler cette lumière dans une fibre optique. Enfin, pour couvrir une large plage de température et éviter les dérives en longueur d'onde des lasers, la régulation en température fut indispensable et contrainte par la prise de température et l'évacuation de la chaleur.

## 2.1. Description de la structure à deux accès haute-fréquence et un accès optique en espace libre

Pour caractériser des composants dédiés aux communications haut-débit, il est indispensable de pouvoir effectuer des tests de plusieurs natures avant de les mettre en module. Il faut constituer une monture capable d'acheminer les signaux électriques d'une part, de recueillir le signal optique d'autre part et de réguler la température. D'un point de vue électrique, on utilise des 'T' de polarisation pour amener sur un même port électrique les composantes continues et variables du signal. La lumière peut être collectée soit à l'aide d'une fibre micro-lentillée placée très près en sortie du guide d'onde, ou d'un focalisateur qui est un dispositif optique constitué de lentilles convergentes. Le premier est délicat à mettre en œuvre car il nécessite de s'approcher très près du composant au risque de l'endommager, le contrôle visuel est alors indispensable. La seconde solution tout aussi efficace a été choisie car plus simple à réaliser. Le contrôle en température s'est fait par un élément Peltier pouvant couvrir une plage de 0°C à 100°C, et une thermistance de type TCS 650 correspondant à cette gamme de température. L'asservissement du courant alimentant l'élément Peltier est géré par un contrôleur de température qui compare l'impédance aux bornes de la thermistance, à la température de commande. Ce dispositif permet de maintenir constante la température du socle qui supporte le composant à caractériser. La sensibilité des composants à la température pourra ainsi être mise en évidence si l'on souhaite comparer les performances statiques ou dynamiques en transmission (puissance émise, taux d'extinction, BER etc..) pour différentes températures. Une contrainte d'ordre mécanique s'est révélée fortement préjudiciable pour le couplage optique car les changements de températures déforment le support métallique (Al) et il est nécessaire de chercher à nouveau le maximum de la puissance émise par l'EML.

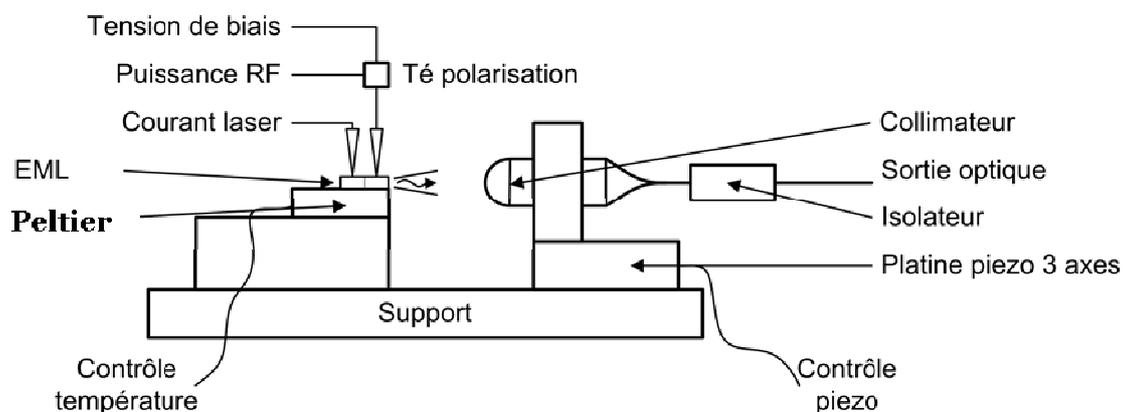
Les contraintes techniques associées à la largeur de bande passante du composant développé dans le cadre de cette étude [DC - 40 GHz] se répercutent à plusieurs niveaux dans la conception de la monture de test :

- Le choix de câbles et des connecteurs : ceux-ci doivent correspondre à des normes adaptées à la gamme de fréquence envisagée. Pour cela, nous avons choisi des connecteurs de type 'K' et les câbles correspondant dont la fréquence de coupure est de 40GHz.
- Les 'T' de polarisation 'K' sont des montages électriques constitués d'une inductance et d'une capacité permettant de coupler dans le signal en sortie les composantes variable et continue des signaux injectés en entrée.
- Les pointes G-S-G (Ground-Signal-Ground : sonde constitué d'une pointe 'signal' entre deux pointes 'masse') haute-fréquence, ou les 'cavalier' assurent la connexion entre le câble et les lignes d'accès haute-fréquence à ondes progressives reliée au laser et au modulateur. Il s'agit d'une transition entre un câble coaxial et des lignes micro-ruban dans le cas des cavaliers et coplanaires dans le cas des pointes.

La dénomination 'K' correspond à un type de connecteur compatible avec la bande de fréquence désirée. Ce terme correspond à la marque déposée par Wiltron, pour désigner les 'connecteurs 2,9 mm' dont la dénomination est liée aux dimensions du guide d'onde coaxial du connecteur (le diélectrique entre l'âme centrale et la masse est supprimé) dont le diamètre du guide cylindrique de masse standardisé à 2,9mm.

Avant d'aborder la modulation duale, des travaux préliminaires sur les EML ont été effectués avec une simple polarisation continue du laser. Le schéma ci-dessous correspond à cette configuration. Il ne contient pas de 'T' de polarisation, celui-ci ayant été ajouté par la suite.

Le schéma suivant illustre ces différents accès :



**Figure III.1 Vue schématique de profil de la monture de test.**

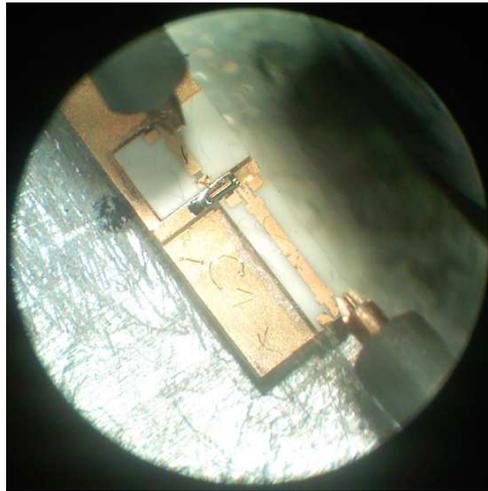
L'alimentation continue du laser dans la configuration standard consiste en une pointe rétractible maintenue par une pièce métallique. Le déplacement assurant le contact de la pointe (signal continu) avec le plot métallique (Au) de l'embase du composant est obtenue en faisant coulisser la pointe verticalement dans son support (déplacement de bas en haut). Cette pointe DC est intégrée à un câble coaxial qui a un connecteur SMA à son autre extrémité.



**Figure III.2 Photographie d'EML sous pointes avec un accès seul de courant statique sur le laser.**

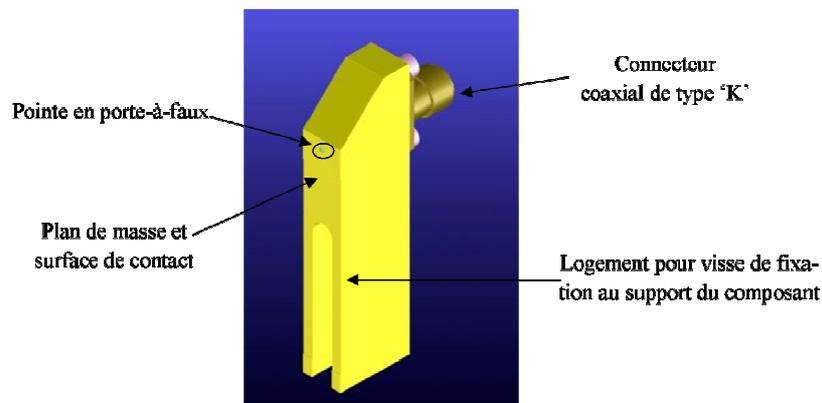
La modulation duale du composant nécessite deux accès RF, micro-ruban ou coplanaires, pour injecter le signal électrique RF sur le modulateur d'une part et sur le laser d'autre part. Le chip posé (collé) sur

une embase céramique, est relié à ces lignes à ondes progressives qui sont constituées d'or, déposé en phase vapeur sur cette embase, et terminées par des fils également d'or qui assurent donc le contact avec le composant lui-même. Le plan de masse étant situé sur la face inférieure de l'embase, il suffit d'amener les pointes RF sur chacun des accès du laser et du modulateur pour ensuite les poser et assurer ainsi le contact mécanique et donc électrique. Ces lignes se trouvent en vis-à-vis de part et d'autre de l'EML. Il est alors nécessaire de concevoir un système de haute précision permettant d'amener les pointes de contacts de type 'Picoprobe' (G-S-G) en regard de la puce. Ce procédé nécessite un contrôle visuel continu assuré au moyen d'un microscope.



**Figure III.3 Photographie de dEML sous pointes en modulation duale.**

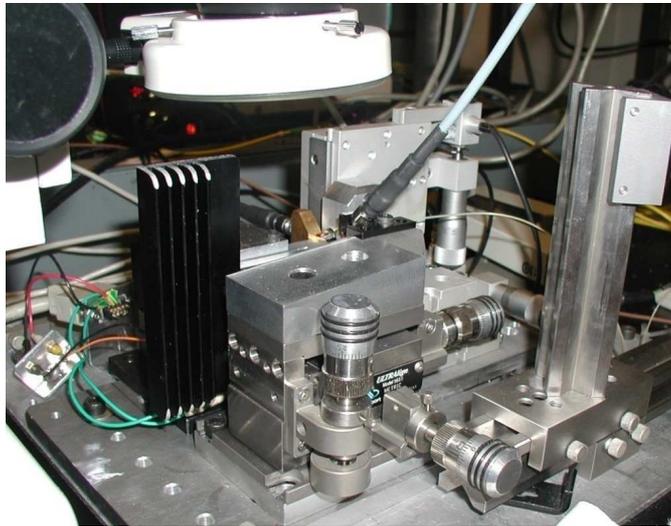
Une alternative aux pointes G-S-G consiste à utiliser des transitions coaxial/micro-ruban. Celles-ci sont fixées sur le socle où le composant monté sur embase est posée. Le plan de masse correspond alors à ce contact entre la transition et le support métallique seul lequel est posée l'embase, le signal est acheminé par une pointe en porte-à-faux dépassant légèrement de la surface de contact et posée sur la piste métallique centrale de la ligne d'accès du composant. On appelle plus communément cette transition 'cavalier'.



**Figure III.4 Transition coaxiale/micro-ruban DC-40 GHz (Schéma IC Microwave).**

## 2.2. Injection du signal optique en espace libre

La collecte de signaux lumineux dans la fibre optique de transmission se fait par une lentille convergente que l'on amène au regard du composant émetteur mécaniquement au moyen de positionneurs micrométriques. Pour une meilleure sensibilité, il est préférable d'utiliser des éléments piézoélectriques afin d'affiner le positionnement et ainsi d'augmenter la puissance moyenne du signal optique injectée dans la fibre optique. Nous avons pu avoir pour des tensions de commande des positionneurs relativement basses, autour de -100 volts, un ajustement rapide et suffisamment stable pour préserver un réglage pendant la durée d'un jour complet. L'ajustement manuel au moyen des positionneurs micrométriques doit être le plus fin possible. En effet le positionnement piézoélectrique maximise (environ +3dB) le couplage mais ne doit pas servir à rechercher le signal car le générateur de commande dont nous disposons est encore à très hautes tensions (de 0 à -1000 volts). Aux tensions dépassant -750 Volts, la durée de vie des positionneurs est alors plus critique.



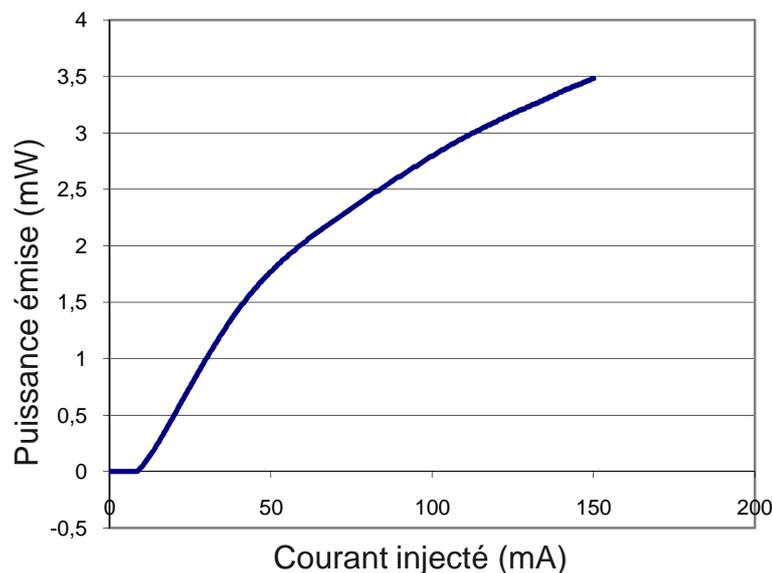
**Figure III.5** Montage de test à deux accès RF DC-40 GHz (pointe GSG sur le modulateur et cavalier sur le laser) et un accès optique d'injection sur fibre optique (focalisateur).

Le montage a subi plusieurs modifications tout au long de ce travail de thèse pour s'adapter aux composants mais aussi pour s'intégrer dans des chaînes de mesures différentes constituées d'appareils ayant des contraintes spécifiques. Notamment les sources électriques ont des topologies de connections variables. Par ailleurs l'insertion d'éléments passifs ou actifs peut aussi demander une modification mécanique. C'est l'un des aspects les plus encourageants de cette montage qui peut très facilement être déplacée, et peut s'adapter à l'environnement du banc de mesure. C'est une véritable station sous pointes intégrée, régulée en température, avec un couplage sur fibre optique du signal émis par le composant.

### 3. Mesures statiques du composant

#### 3.1. Mesure de la caractéristique statique du laser

La mesure de puissance émise par l'EML, ainsi que la longueur d'onde d'émission, sont des caractéristiques essentielles du composant. Le laser émet la lumière qui va porter l'information inscrite par le modulateur. Comme cela a été introduit au premier chapitre, le courant de seuil d'émission laser correspond au niveau de courant à partir duquel il y a émission du signal vers la fibre de couplage. Dans la figure 6 ci-dessous, le courant de seuil est mesuré à environ 10 mA. La puissance maximale mesurée pour un courant de 150 mA, correspond à 3,5 mW, soit un peu plus de 5 dBm de puissance optique couplée sur la fibre. Dans des conditions normales de fonctionnement, typiquement autour de 50 mA, on observe une puissance d'émission atteignant 2 mW, soit 3 dBm.



**Figure III.6** Mesure de la puissance émise en sortie du composant (axe des ordonnées en mW) couplée sur une fibre en fonction du courant de polarisation statique du laser (axe des abscisses en mA) et une tension de polarisation du modulateur nulle.

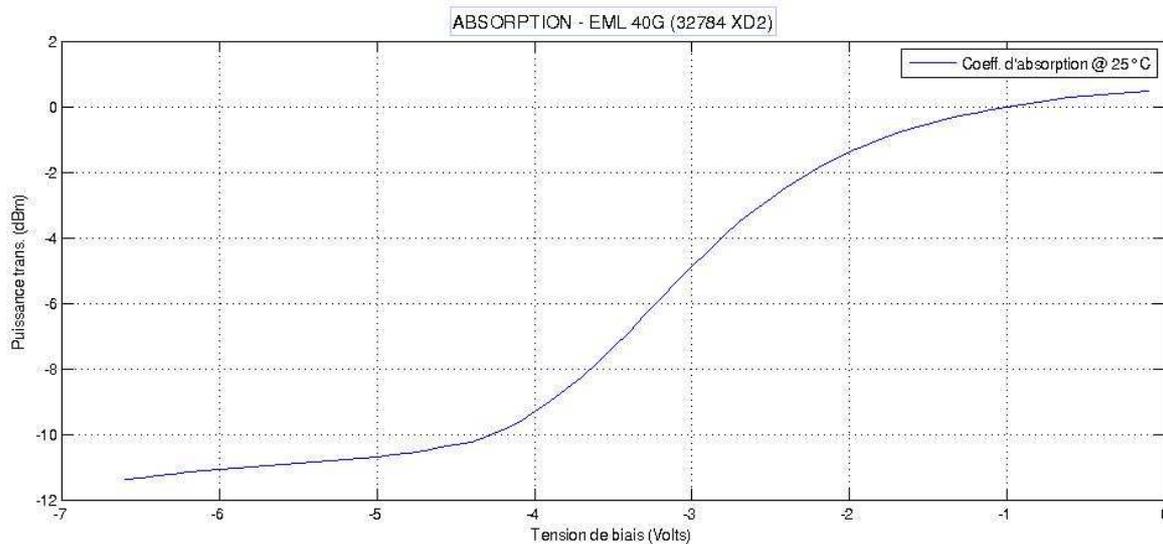
Les niveaux de puissance mesurés permettent de qualifier notre composant pour une caractérisation statique du modulateur et poursuivre ensuite avec la caractérisation dynamique

#### 3.2. Mesure de la caractéristique statique d'absorption du modulateur

Le principe de la modulation OOK ayant été introduit précédemment, nous présentons dans ce paragraphe les résultats de mesures du taux d'extinction statique qui permet de caractériser la tension nécessaire à appliquer pour « éteindre » la lumière traversant dans le modulateur. Ce procédé permet donc de marquer la porteuse optique des séquences binaires et y inscrire l'information à transporter.

Le protocole expérimental est le suivant :

Au moyen d'un puissance-mètre optique, la puissance optique émise par le composant et couplée sur la fibre optique dédiée à cet effet par notre monture de test tri-port, est mesurée le plus souvent en dBm pour exprimer l'absorption en dB. Il s'agit de faire varier la tension statique appliquée sur le modulateur (ici de 0 volt à -6.5 volts).



**Figure III.7 Mesure de la puissance transmise en sortie du composant couplée sur une fibre en fonction de la tension de polarisation statique sur le modulateur pour un courant laser de 80mA.**

Sur l'axe des ordonnées de la figure, on lit la puissance transmise en sortie du modulateur. Ceci prend en compte les pertes de couplage, on peut alors définir un taux relatif ou différentiel car les pertes sont considérés identiques durant toutes les mesures. Cette mesure relative correspond à la soustraction des puissances entre un état passant ( $V_{MOD}=0$  volt) et un état d'absorption à une tension spécifique. Ce taux d'extinction est désigné par le taux d'extinction statique (SER) et exprimé en dB. Ici on peut distinguer un SER supérieur à 10 dB pour une tension de -4,5 Volts. Connaissant le point de polarisation statique le plus adapté, c'est-à-dire au niveau du centre de la courbe d'absorption pour une modulation dans la région linéaire de la réponse, on pourra par la suite appliquer le signal modulant RF qui va varier autour de ce point de polarisation statique.

La courbe présentée ci-dessus montre un point de polarisation idéal à -3 volts. Par la suite, les mesures dynamiques et les mesures de diagramme de l'œil montrent que le point de polarisation maximisant les performances en transmission se situe entre -2 volts et -2,5 volts car dans une configuration de modulation duale, il est nécessaire de baisser le courant de polarisation du laser ce qui change la réponse statique du modulateur dont la pente augmente. La tension à appliquer sera donc plus basse, en effet il existe un phénomène de saturation du modulateur due à la puissance optique issue du laser. Le modulateur absorbe alors moins de lumière à partir de certains courants injectés dans le laser.

D'autre part, pour une modulation grand-signal, le diagramme de l'œil ne sera pas le seul indicateur d'un fonctionnement optimal du composant. En effet, la mesure du taux d'erreurs binaires BER, après propagation, permet de trouver le meilleur point de polarisation du composant. Cette mesure, étant plus précise, permet de trouver la tension statique qui va minimiser le nombre des erreurs. Par la suite on pourra se référer au paramètre de chirp  $\alpha_H$  correspondant à cette même tension pour un fonctionnement statique du composant. La correspondance de la tension de polarisation statique du

modulateur et le chirp petit signal a souvent été utilisé pour améliorer les performances des modulateurs en transmission [104] ceci correspond à une utilisation conventionnelle d'un EML. Dans le notre étude, nous explorons la dynamique d'une double modulation au niveau des transitions de 0 et de 1, mais il est nécessaire de connaître la réponse du chirp petit-signal pour comparer avec l'état de l'art.

## 4. Caractérisation du composant en régime dynamique

Après avoir confirmé le bon fonctionnement de l'EML en régime statique, sa réponse à un signal variable mono-fréquence ou CW (continuous wave) est une étape fondamentale avant de pouvoir tester notre composant en régime de modulation grand-signal. La dynamique de la réponse à une excitation haute-fréquence est mise en évidence par la mesure de la bande passante du laser et celle du modulateur indépendamment. Ceci permet de qualifier l'EML pour le 10 Gb/s et d'envisager son utilisation à 40 Gb/s. L'aspect restant à explorer, et assez inconnu d'ailleurs, est celui du couplage électrique potentiel entre les deux fonctions du composant du fait de leur intégration monolithique et de leur modulation simultanée. En effet, dans un fonctionnement conventionnel seul le modulateur est excité par un signal haute fréquence, alors que dans notre cas le laser subit également cette excitation à des niveaux de puissance moindres mais non négligeables. Des mesures sous pointes, calibrées, nous ont donc permis de caractériser les degrés de diaphonie entre les lignes d'accès du composant de manière très précise.

### 4.1. Mesures de la bande passante du laser

Connaître la bande passante du laser permet de quantifier la largeur de la bande de fréquences que l'on peut utiliser en considérant la perte de la moitié de la puissance du signal transmis en sortie du composant. On considère le modulateur comme étant neutre, c'est à dire non-absorbant. Cette étape préliminaire, à l'application d'une modulation d'amplitude grand-signal, permet de valider le débit binaire que le composant pourra satisfaire. Typiquement, on considère que la bande passante fréquentielle peut être au minimum de l'ordre de 75% du débit binaire afin d'éviter une dégradation du signal. Les techniques de traitement du signal plus récentes [Cf. chap I], procurent une meilleure tolérance avec une proportion de l'ordre de 60%.

Afin de mesurer la réponse en modulation du laser, un analyseur de réseau vectoriel ou VNA (Vectoriel Network Analyser) électrique est utilisé.

#### a) Principe de mesure des paramètres S à l'analyseur de réseau vectoriel

Comme cela vient d'être introduit, la mesure de la bande passante fréquentielle correspond à la réponse du composant en transmission de puissance d'un signal électrique d'excitation dans une certaine plage de fréquences. Le signal d'excitation est un signal CW balayé sur les fréquences de la bande étudiée. La réception est une détection synchrone centrée sur la fréquence d'émission. Ces deux fonctions sont complémentaires, de telle sorte que le VNA mesure la puissance du signal reçu, dans la bande de fréquence considérée au travers d'un filtre dont la résolution est spécifiée (largeur de

bande). Ainsi de suite le générateur va faire varier la fréquence du signal émis dans le DUT (Device under Test) en prenant également en compte les consignes vis-à-vis du filtre en réception. L'analyseur de réseau permet alors de mesurer les puissances transmises entre deux ports électriques ( $S_{21}$  entre le port 1 et le port 2 et  $S_{12}$  dans l'autre sens) la puissance réfléchi sur un même port ( $S_{11}$  pour le port 1 et  $S_{22}$  pour le port 2). Les indices d'un paramètre S permettent donc de distinguer le sens dans lequel on mesure la transmission ainsi que le port sur lequel on mesure la réflexion.

En toute rigueur, les paramètres de dispersion ou de diffusion ('Scattering parameters' ou paramètres S) relient les ondes incidentes avec les ondes réfléchies par les ports du dispositif. Ainsi, un dispositif hyperfréquence est décrit complètement comme il est « vu » au niveau de ses ports.

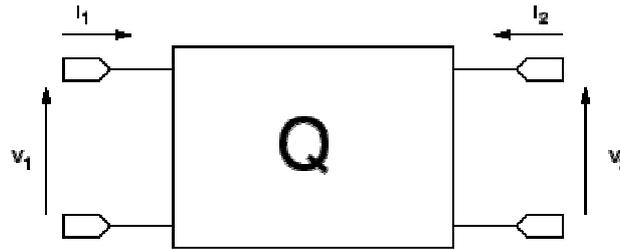


Figure III.8 Schéma de principe d'un quadripôle électrique.

Pour certains composants ou circuits, les paramètres S peuvent être calculés en utilisant des techniques d'analyse des réseaux ou bien mesurés comme nous venons de le voir. Une fois déterminés, ces paramètres S peuvent être mis sous forme matricielle. Par exemple, pour un dispositif à N ports, la matrice sera constituée de N lignes et N colonnes.

Un élément spécifique de la matrice S peut être déterminé par le rapport de l'onde réfléchi  $b_i$  et de l'onde incidente  $a_j$ . Un élément  $S_{ij}$  de la matrice est déterminé en induisant une onde incidente sur le port j et en mesurant l'onde émergente sur le port i. Dans ce formalisme toutes les autres ondes incidentes sont égales à 0, c'est-à-dire que tous les ports doivent être terminés avec une charge adaptée pour éviter les réflexions (50 Ohms dans notre cas).

Les paramètres  $a_i$  et  $b_i$  représentent des tensions complexes normalisées incidentes et réfléchies et peuvent être exprimées en fonction des tensions et intensités mesurées sur le i-ème port, par les relations suivantes :

$$a_i = \frac{V_i + Z_i I_i}{2\sqrt{|Re[Z_i]|}} \quad b_i = \frac{V_i + Z_i^* I_i}{2\sqrt{|Re[Z_i]|}}$$

Equation III.1

où l'exposant \* représente le complexe conjugué.

$Z_i$  correspond à une impédance de référence choisie de façon arbitraire. Généralement, on admet que l'impédance de référence est la même pour tous les ports du réseau (par exemple l'impédance caractéristique de la ligne,  $Z_0$ , qui est positive et réelle) et on utilise alors les relations suivantes :

$$a_i = \frac{V_i + Z_0 I_i}{2\sqrt{|Re[Z_0]|}} \quad b_i = \frac{V_i + Z_0 I_i}{2\sqrt{|Re[Z_0]|}}$$

Equation III.2

Dans notre cas, on peut simplifier la mesure de la bande passante avec la matrice ci-dessous :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$$

**Equation III.3.1**

Le terme vectoriel correspond à l'utilisation de techniques de calibration minimisant les erreurs de mesure. La calibration procure à cet instrument, une haute précision de caractérisation en puissance mais aussi en phase au niveau des pointes RF d'excitation. Cette interface de mesure entre les pointes RF et les lignes d'accès du composant est appelée le plan de référence de la mesure. Un étalon (le plus souvent des lignes de transmission en circuit ouvert, fermé et en court-circuit) est placé en remplacement du composant sous test (DUT), permettant ainsi de garder en mémoire la réponse de la ligne d'accès arrivant de chaque port dans une bande fréquentielle spécifique. Ensuite le DUT est placé sur le banc de mesure où se trouvait le kit de calibration (étalon), on procède alors aux mesures des paramètres S qui permettront de caractériser le composant seul car les variations de signal, ayant pour origine les lignes d'accès, sont corrigés vectoriellement par les coefficients calculés lors de la calibration.

## **b) Réponse électro-optique du laser via le modulateur**

Pour déterminer la bande passante du laser, la configuration de mesure des paramètres S de l'EML comprend un signal RF émis par le port 1 du VNA et injecté sur le laser, et un signal issu de la ligne d'accès micro-ruban du modulateur connecté sur le port 2. Cette technique de mesure permet d'utiliser le modulateur EA comme photodiode et donc de s'affranchir du couplage en espace libre dans un focalisateur de la lumière modulée par le laser. Ceci reste valable dans l'hypothèse où le modulateur est considéré comme ayant une réponse uniforme dans la bande fréquentielle DC-20 GHz. Ceci est exact en première approximation car les modulateurs utilisés ont une bande passante dépassant 35 GHz. Les résultats de mesures qui suivent, correspondent aux cas limites de polarisation du modulateur, soit une tension nulle ou une tension de biais de -6volts.

En ce qui concerne l'influence du courant d'injection laser, il est important de signaler que la réponse fréquentielle varie pour différents courants de polarisation du laser, on peut se placer aux limites de fonctionnement pour évaluer ce phénomène, soit proche du courant de seuil entre 13 mA et 15 mA, soit à un courant maximal de 90 mA, et entre ces deux valeurs extrêmes. Ces mesures à différents points de fonctionnement permettent de caractériser les réponses couplées du laser et du modulateur de l'EML.

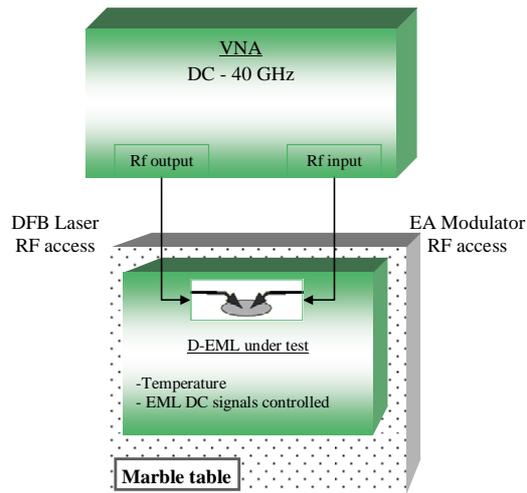


Figure III.9 Vue schématique du montage expérimental des mesures sous pointes hyperfréquences.

### c) Résultats de mesure de la bande passante du laser

En se plaçant proche du courant de seuil d'émission laser du composant qui est environ de 13mA, on distingue clairement sur la figure III.10 (paramètre  $S_{21}$ ) ci-dessous un pic de résonance à la fréquence de relaxation du laser de 3,7GHz ( $V_{EA}=0$ volt). Ce dernier est plus significatif lorsque l'on se place à une tension de polarisation du modulateur beaucoup plus élevée ( $V_{EA}=-6$ volts). La puissance du pic est alors supérieure de 8dB sur la figure III.11 qui suit. Le paramètre de réflexion  $S_{11}$  reste constant quelque soit la tension appliquée sur le modulateur et reste inférieur à -10dB jusqu'à 12 GHz correspondant à une assez bonne adaptation d'impédance du laser. La différence des puissances transmises observées par le paramètre  $S_{21}$ , pour deux polarisations différentes du modulateur ( $V_{EA}=0$ volt et  $V_{EA}=-6$ volts), est liée à l'absorption du modulateur. Il s'agit, en premier abord, d'un artefact de mesure qui doit être pris en compte pour une caractérisation correcte du laser. En effet lorsque la tension de polarisation du modulateur est nulle, celui-ci n'absorbe pas la puissance maximale du signal en sortie du laser et ne retranscrit pas complètement la réponse du laser à l'excitation électrique. Ce phénomène est lié sans doute aux variations de la caractéristique en bande passante du EAM ainsi qu'à sa sensibilité de détection. En effet, une différence d'absorption seule, ne serait notable que sur le niveau de puissance transmise et non sur la réponse fréquentielle en elle-même comme cela est le cas d'après ces mesures.

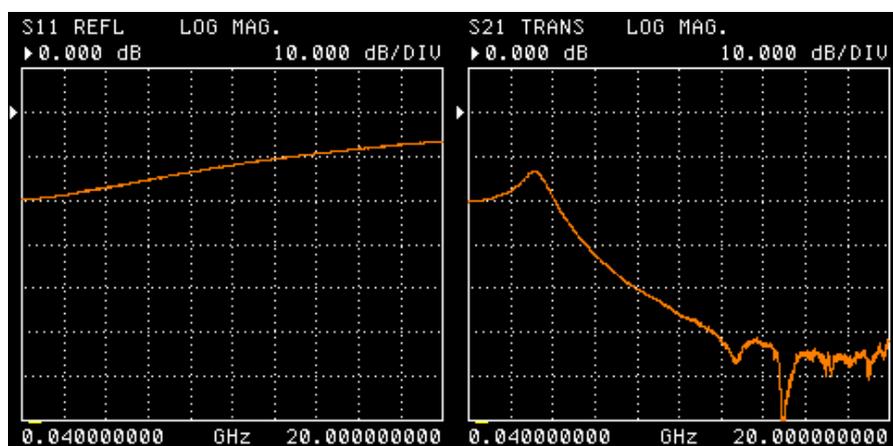
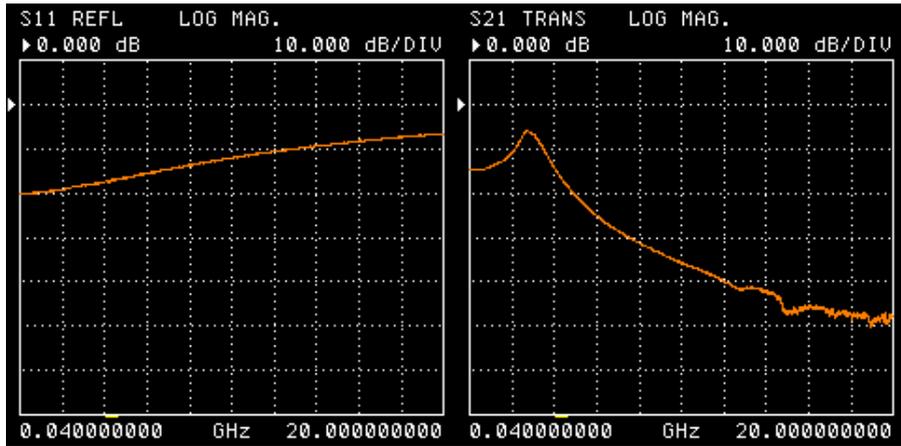


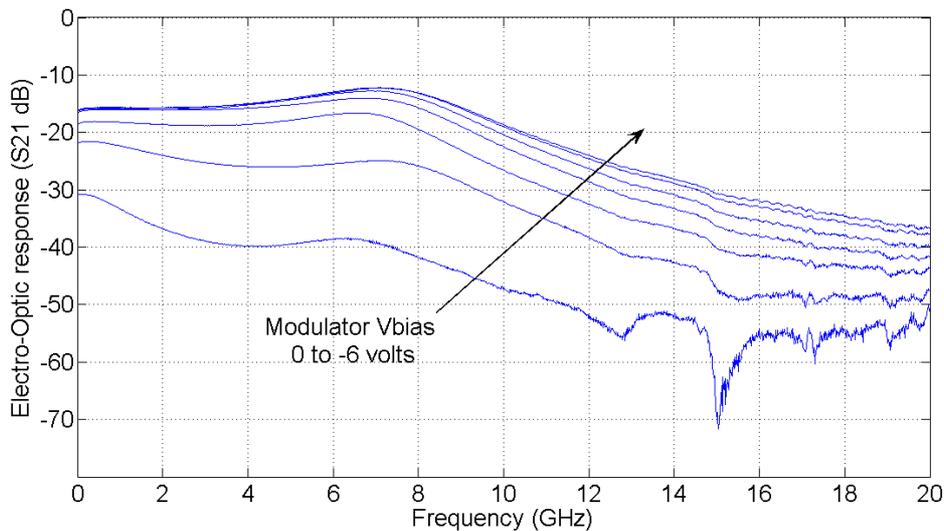
Figure III.10 Mesure des paramètres de réflexion  $S_{11}$  et de transmission  $S_{21}$  du laser dans la bande 40MHz-20GHz avec un courant laser de 15 mA et une tension  $V_{EA}$  nulle.



**Figure III.11** Mesure des paramètres de réflexion  $S_{11}$  et de transmission  $S_{21}$  du laser dans la bande 40MHz-20GHz avec un courant laser de 15 mA et une tension  $V_{EA}$  de -6 volts.

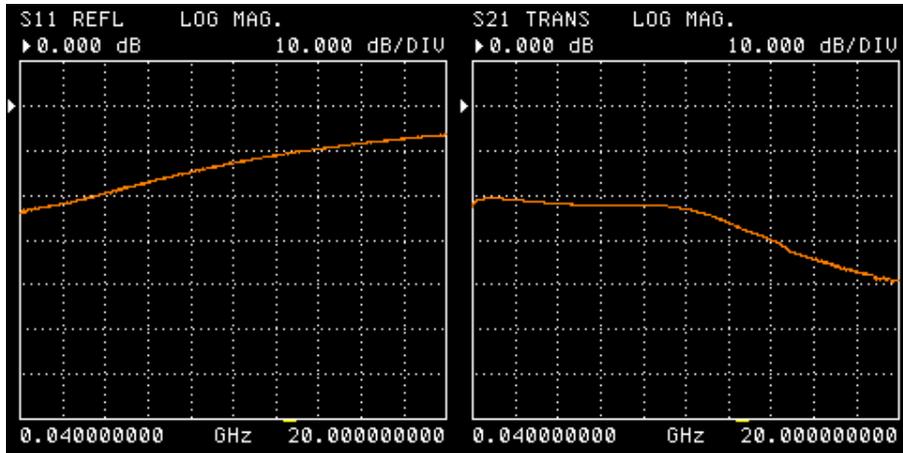
Les figures 10 et 11 ci-dessus révèlent qu'à proximité du seuil, la réponse électro-optique (EO) du laser a une bande passante de 4 GHz. Ces résultats sont en parfait accord avec les réponses EO des lasers DFB. Pour augmenter la bande passante du laser il faut donc s'éloigner le plus possible du courant de seuil et ainsi avoir une réponse fréquentielle constante dans la plus grande bande de fréquence possible.

Lorsque l'on superpose les traces du signal mesuré à différentes tension  $V_{EA}$ , pour un même courant laser, on observe les différentes réponses fréquentielles de modulation ( $S_{21}$ ). La figure III.12 ci-dessous illustre les réponses fréquentielles en modulation petit-signal de notre laser autour d'un point de polarisation de 40 mA. La nappe de courbes correspond aux variations de la réponse lorsque la tension  $V_{EA}$  du modulateur est modifiée. L'évolution de chaque courbe est sensiblement différente au-dessus de -3volt pour converger entre -3volts et -6volts vers une réponse qui présente la meilleure bande passante de 10,5GHz. La tension de -3 volts est proche du point de polarisation du modulateur dans un fonctionnement grand-signal et la bande passante ici mesurée permet de donner une explication à l'utilisation optimale obtenue empiriquement pour cette polarisation quand cet EML est utilisé dans un système de transmission numérique de 10 Gbit/s.



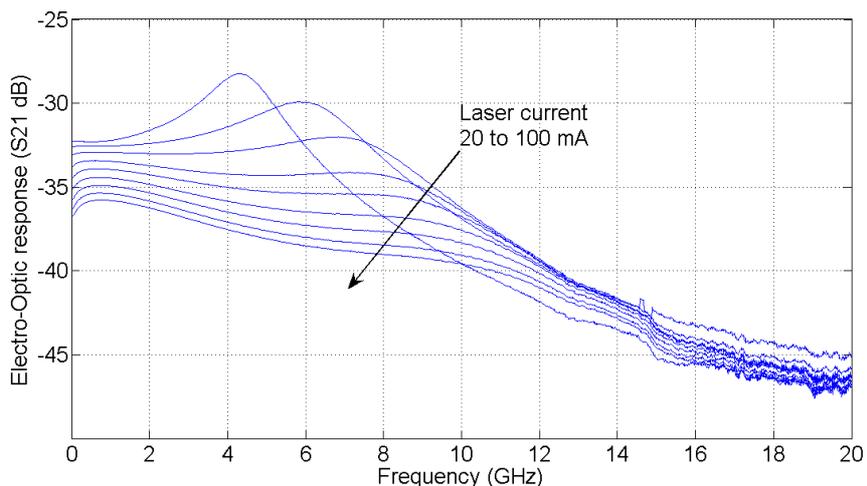
**Figure III.12** Mesures des paramètres de transmission  $S_{21}$  du laser dans la bande 40MHz-20GHz, à un courant laser de 40mA et une tension  $V_{EA}$  variant de 0volts à -6volts.

La figure 13 suivante correspond à un courant laser très élevé de 90mA et une tension de polarisation du modulateur égale à -6volts. La bande passante du laser est alors proche de 12GHz. On remarque également que l'adaptation d'impédance est peu performante car l'impédance du laser est de l'ordre d'une dizaine d'Ohms.



**Figure III.13 Mesure des paramètres de réflexion  $S_{11}$  et de transmission  $S_{21}$  du laser dans la bande 40MHz-20GHz, à un courant laser de 90mA et une tension  $V_{EA}$  de -6volts.**

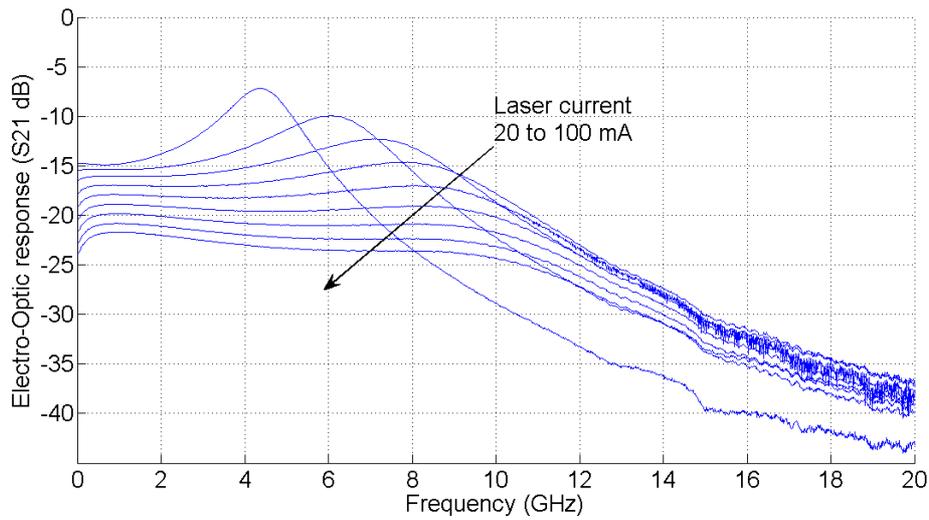
Lorsque l'on superpose sur un même graphe la réponse du laser pour différents courants de polarisation statique du laser comme cela est illustré ci-dessous sur les figures 14 et 15, on retrouve parfaitement le comportement d'un laser en régime de modulation petit-signal. Pour des faibles courants proches du seuil, le pic de puissance à la fréquence de résonance du laser diminue puis se déplace vers les hautes fréquences. Ceci correspond aux analyses du chapitre II où a été décrite la relation entre la bande passante du laser et son courant de polarisation.



**Figure III.14 Mesures des paramètres de transmission  $S_{21}$  du laser dans la bande 40MHz-20GHz, à un courant laser variant de 20 mA à 90 mA et une tension  $V_{EA}$  de -3 volts.**

Dans le cas d'une polarisation du modulateur de  $V_{EA} = -3$  volts (figure 14), le pic de résonance s'estompe à partir de 40 mA, et s'accompagne d'une augmentation de la bande passante pour ensuite diminuer lorsque le courant atteint 70 mA.

Maintenant observons l'évolution des courbes pour une polarisation du modulateur de  $V_{EA} = -6$  volts (figure 15), le pic de résonance migre vers les hautes fréquences en diminuant, de même la bande passante augmente lorsque l'on s'éloigne du courant seuil, mais une notable différence est visible quand le courant laser continue à croître. En effet, on remarque une constance de la bande passante du laser. La mesure de la réponse fréquentielle du laser, au moyen du modulateur, diffère en fonction de la tension de polarisation du modulateur.



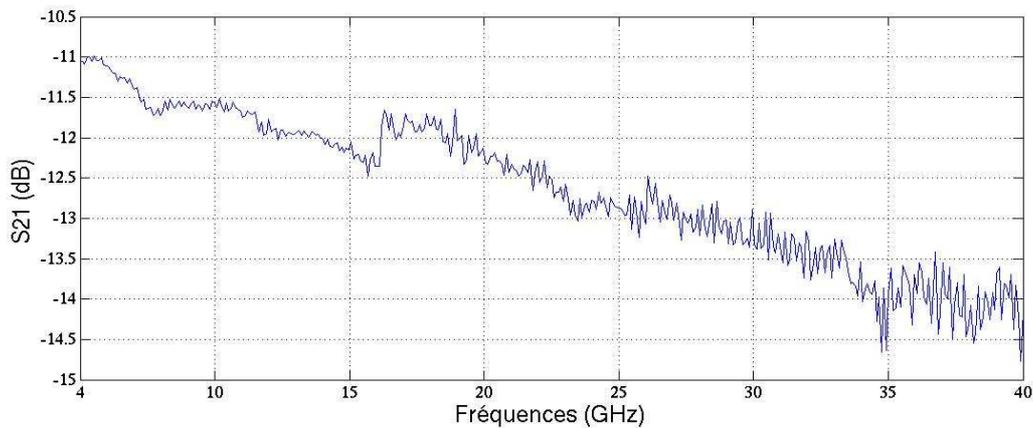
**Figure III.15 Mesures des paramètres de transmission  $S_{21}$  du laser dans la bande 40MHz-20GHz, à un courant laser variant de 20 mA à 90 mA et une tension  $V_{EA}$  de -6 volts.**

Hormis le phénomène de saturation du modulateur due à l'intensité du signal optique issu du laser, et expliquant pourquoi à chaque courant laser il y a un niveau de puissance transmis différent ( $S_{21}$ ), ces mesures ont permis de mettre en évidence les caractéristiques liées à la modulation du laser, la mesure de bande passante dépend ainsi de la polarisation statique du modulateur. Il est nécessaire de se placer au niveau de tension  $V_{EA}$  le plus élevé (en terme de valeur absolue) pour que la réponse en modulation du laser ne soit pas limitée par l'utilisation du modulateur comme photodiode.

## 4.2. Mesure de la bande passante du modulateur

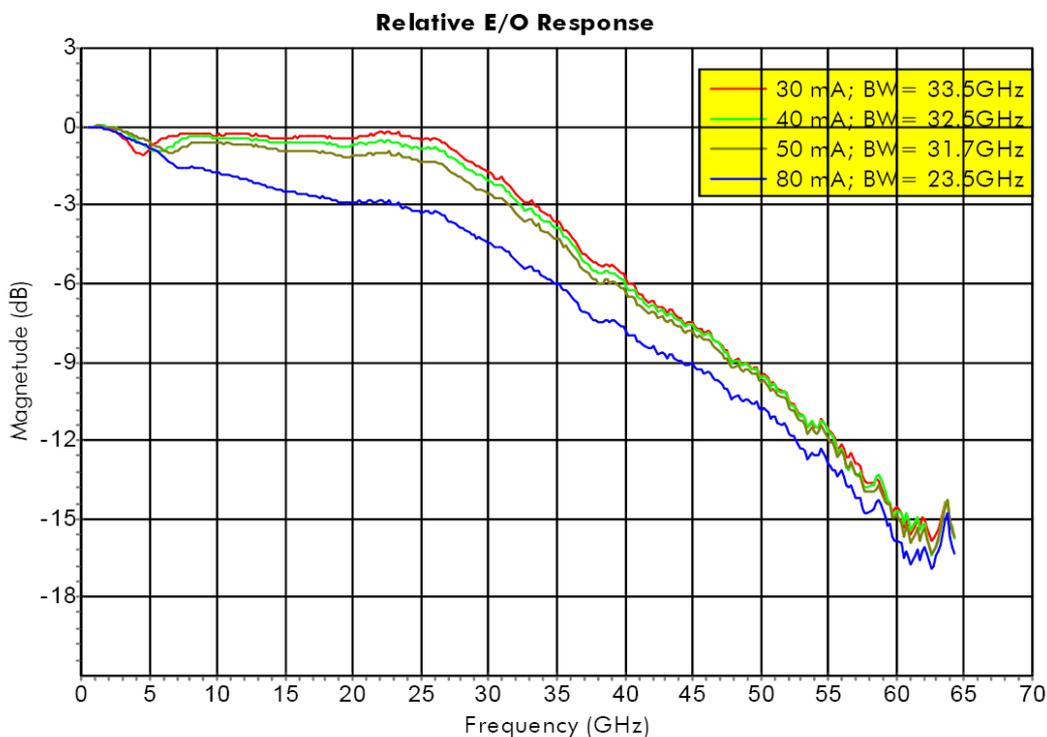
Pour la mesure de la bande passante du modulateur, on utilise également un analyseur de réseau vectoriel électrique qui a la particularité de posséder une photodiode intégrée sur l'un de ces ports. Cette photodiode est calibrée de telle sorte qu'elle n'influe en aucune manière sa réponse du composant testé, hormis sa limitation en bande de fréquence. On peut également utiliser un analyseur de réseau classique et placer une photodiode devant l'un de ces ports, la calibration demande une caractérisation complète de la photodiode en question. La mesure de bande passante qui a été réalisée sur notre banc de test sans une photodiode calibrée (Figure III.16) montre le manque de précision d'une mesure sans photodiode calibrée, malgré que nous puissions observer la tendance

et la fréquence de coupure. Ceci permet tout de même de faire des tests sur les composants car notre mesure est très proche de celle effectuée au III-V Lab par leurs ingénieurs de recherche.



**Figure III.16** Mesure de la bande passante du modulateur pour un courant laser de 35mA. (Analyseur de réseau vectoriel et une photodiode rapide non calibrée).

Les mesures réalisées au III-V Lab avec un VNA électro-optique, possédant donc une photodiode calibrée, sont présentées dans la figure III.17 pour différents courants de polarisation du laser. Ces mesures correspondent à une tension de polarisation du modulateur de -2volts, et elles sont établies pour différents courants de polarisation du laser pour mettre en évidence l'effet de saturation du modulateur vu au chapitre II (partie 3.3).



**Figure III. 17** Mesure de la bande passante du modulateur à l'analyseur de réseau vectoriel électro-optique (III-V Lab). Le point de fonctionnement du modulateur est fixé à  $V_{EA}=2$ Volts.

Il est intéressant de remarquer la diminution de la bande passante lorsque le courant injecté dans le laser augmente. On peut constater que la variation de 30mA à 80mA a pour conséquence une perte de 10 GHz de largeur de bande. Ce phénomène est également remarquable en fonctionnement grand signal, le diagramme de l'œil se dégrade progressivement lorsque l'augmentation du courant laser dépasse des valeurs élevées (typiquement 60-70mA).

### 4.3. Mesures du couplage électrique parasite entre électrodes : diaphonie

L'objectif est de caractériser l'effet de diaphonie entre le laser et le modulateur par un effet de couplage entre les électrodes de chacune des fonctions. Ces électrodes sont en effet très proches l'une de l'autre (voir figure III.3) et une transmission d'une partie du signal d'un élément vers l'autre peut avoir lieu par couplage capacitif ou par rayonnement et ainsi provoquer une légère distorsion du signal optique modulé émis par le composant.

#### a) Principe de la mesure de diaphonie ou 'crosstalk' électrique

On désire quantifier un effet parasite, à priori faible, qui a lieu entre deux électrodes métalliques (en or) éloignées de quelques dizaines de microns seulement (voir figure III.3). Les connexions électriques agissent de façon comparable à une antenne d'émission et réception ayant leur diagramme de rayonnement propre. L'influence du couplage électrique entre deux lignes de transmission peut être étudiée au moyen d'une étude numérique par simulation électromagnétique par la méthode des éléments finis (FEM) à trois dimensions ou bien par une méthode dans le domaine temporelle à deux dimensions (FDTD). La contribution du couplage électro-optique interne du composant dû à la modulation du laser serait alors plus complexe à mettre en évidence. C'est pourquoi la mesure sous pointe donne une expertise beaucoup plus fiable de la diaphonie entre les électrodes du laser et du modulateur lorsque ceux-ci sont dans des conditions de fonctionnement typique.

Deux options s'offrent alors pour mettre en œuvre cette caractérisation, soit par la mesure du paramètre  $S_{21}$  qui correspond à une excitation du laser, soit par celle du paramètre  $S_{12}$  qui correspondra à une excitation du modulateur. Puisque l'effet que nous cherchons à caractériser est purement électrique, on considère la diaphonie symétrique. Ceci impose l'indépendance de la mesure de diaphonie par rapport au sens de transmission du signal :

$$S_{21} = S_{12} \quad \text{Equation III.3.2}$$

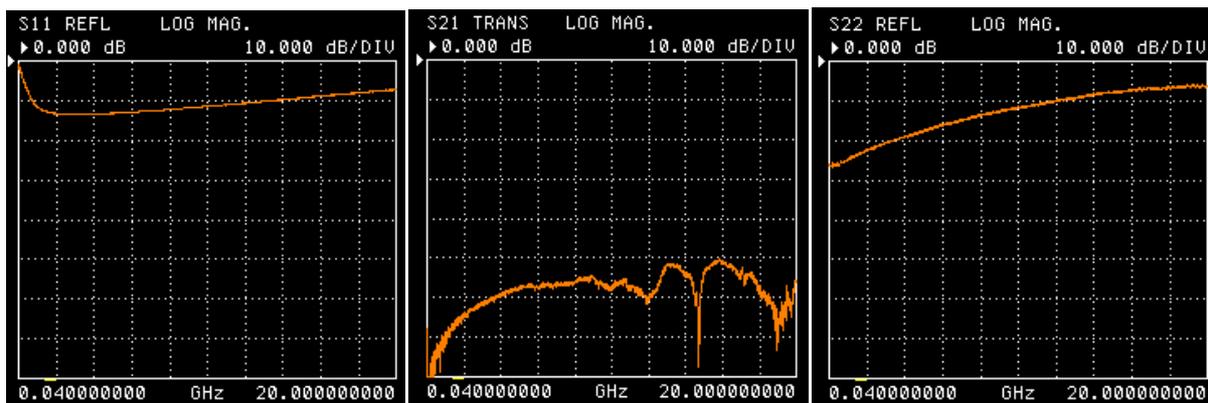
Les deux configurations de mesure ont été effectuées, discutées, puis comparées.

#### b) Effet de la polarisation statique de l'EML sur la mesure de diaphonie

Nous allons débiter cette étude par des mesures des paramètres  $S_{21}$  suivant différentes configurations de polarisation statique du composant. Pour éviter de mesurer la réponse électro-optique de la modulation du laser, c'est-à-dire la réponse du laser liée à la modulation des porteurs injectés dans le laser, on ne polarise pas le Laser ( $I_L=0$ ). De même, pour éviter l'absorption du modulateur la polarisation est maintenue à 0 volt. Si le laser émet une certaine puissance optique, celle-ci sera modulée par le signal RF incident au port du laser et détectée par la photodiode que constitue le

modulateur. Alors, la valeur de  $S_{21}$  sera reliée à la modulation du laser et non à la diaphonie entre les électrodes.

Ce mode de fonctionnement permet de quantifier le niveau de la puissance parasite transmise entre les électrodes respectives du laser et du modulateur. Cette caractéristique est directement reliée au paramètre de transmission  $S_{21}$ , il correspond au rapport entre la puissance injectée sur la ligne d'accès du laser et la puissance transmise par la ligne d'accès du modulateur. Les paramètres de réflexions  $S_{11}$  (réflexion du signal d'excitation du laser) et  $S_{22}$  (réflexion du signal d'excitation du modulateur) permettent de distinguer la désadaptation ou l'adaptation d'impédance des lignes d'accès. La figure 18 illustre la réponse du composant dans le point de fonctionnement ci-dessus décrit.



**Figure III.18 Paramètres de dispersion du d-EML mesurés sous tension de polarisation  $V_{EA}$  nulle et un courant d'injection laser  $I_L=0$ . Réflexion du laser ( $S_{11}$  à gauche), réflexion du modulateur ( $S_{22}$  à droite) et diaphonie entre le laser et le modulateur ( $S_{21}$  au centre).**

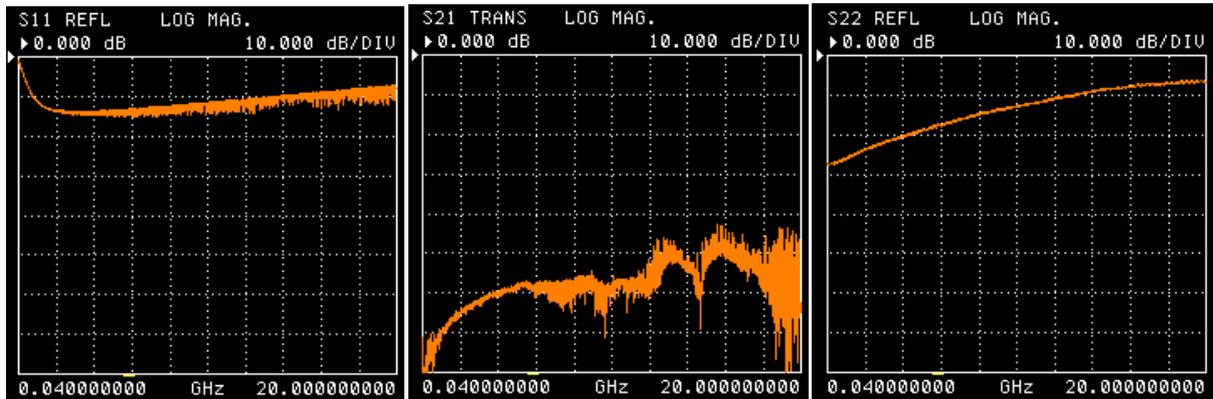
L'état nul d'émission du Laser apparaît nettement sur la figure III.18 à travers la grande désadaptation d'impédance au niveau de la ligne d'accès micro-ruban. En effet, en dessous du courant de seuil d'émission du laser, la seule lumière est émise par émission spontanée, le signal modulant le laser ne peut être transmis que très faiblement vers le modulateur utilisé comme photodiode car le laser est alors vu par l'onde incidente comme une résistance très élevée. Il est important de revenir au modèle électrique pour comprendre l'impact des interactions entre porteurs et photons sur une désadaptation d'impédance en entrée du laser, ces notions sont fort bien explicitées dans l'article [82]. La puissance RF injectée est alors réfléchiée en grande partie par le laser, d'où l'importance du paramètre  $S_{11}$  correspondant à la quantification de cette réflexion.

Le paramètre  $S_{21}$  atteint -80dB à très basse fréquence (40MHz) pour s'établir autour de -60dB jusqu'à 12GHz. La diaphonie s'avère être très faible.

En ce qui concerne l'adaptation au niveau du modulateur, on remarque que le paramètre  $S_{22}$  est assez faible avec environ -30dB à basse fréquence pour s'établir à -10dB dans le reste de la bande fréquentielle considérée. L'adaptation d'impédance est assurée par une charge en parallèle avec la capacité formée par les électrodes. On utilise le plus souvent des charges de l'ordre de 35 Ohms plutôt que les 50 Ohms nominales et ainsi augmenter l'effet du champ électrique sur le modulateur. Les mesures de la figure III.20 sont faites dans ces conditions.

Une seconde série d'expérience est effectuée avec une forte polarisation du modulateur de -6volts, et tout en gardant la polarisation du laser à 0mA. Ceci permet une absorption maximale de la lumière.

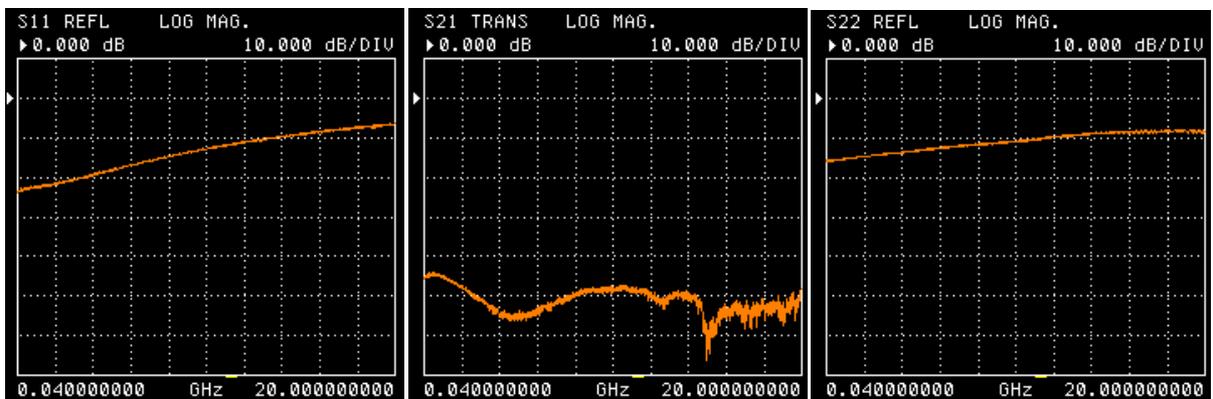
L'adaptation de la ligne d'accès du modulateur déterminée par la charge adaptée reste identique. On observe par ailleurs une constance du paramètre  $S_{21}$  et  $S_{11}$ .



**Figure III.19 Paramètres de dispersion du d-EML mesurés sous tension de polarisation  $V_{EA}$  de -6 volts et un courant d'injection laser  $I_L=0$ . Réflexion du laser ( $S_{11}$  à gauche), réflexion du modulateur ( $S_{22}$  à droite) et diaphonie entre le laser et le modulateur ( $S_{21}$  au centre).**

La mesure suivante consiste à remettre la tension  $V_{EA}$  à zéro et à polariser fortement le laser (figure III.20). On observe une meilleure adaptation d'impédance d'environ 10dB au-dessus du seuil dans la bande de fréquence DC-10GHz. L'ensemble modulateur+connexion présente quant à lui une désadaptation plus importante d'environ 10dB. La courbe  $S_{22}$  est pratiquement constante dans la bande fréquentielle considérée. Il faut comparer cette réponse en réflexion du modulateur à celle de la figure III.18 qui illustre la réponse en réflexion du modulateur soumis à une tension de polarisation nulle lorsque le laser n'émet pas de lumière ( $I_L=0$ ). On distingue clairement l'impact de la saturation du modulateur, ce qui corrobore d'ailleurs avec les mesures de bande passante du modulateur faites par le 3-5 Lab, et présentés par la figure III.17. On y distingue la perte de 10 GHz de la bande passante de modulation du modulateur lorsque l'on passe d'un courant  $I_L$  de 30mA à un courant de 80mA.

Le signal optique délivré par le laser à fort courant de polarisation influe sur l'impédance du modulateur en favorisant la réflexion des ondes RF injectées par l'analyseur de réseau. En effet, les équations reliant les ondes transmises et réfléchies à la matrice de répartition des coefficients des paramètres S (Equation III.3), définissent une complémentarité telle sorte que la diminution d'un coefficient en transmission implique une augmentation du coefficient en réflexion.



**Figure III.20 Paramètres de dispersion du d-EML mesurés sous tension de polarisation  $V_{EA}$  nulle et un courant d'injection laser  $I_L$  de 90 mA. Réflexion du laser ( $S_{11}$  à gauche), réflexion du modulateur ( $S_{22}$  à droite) et diaphonie entre le laser et le modulateur ( $S_{21}$  au centre).**

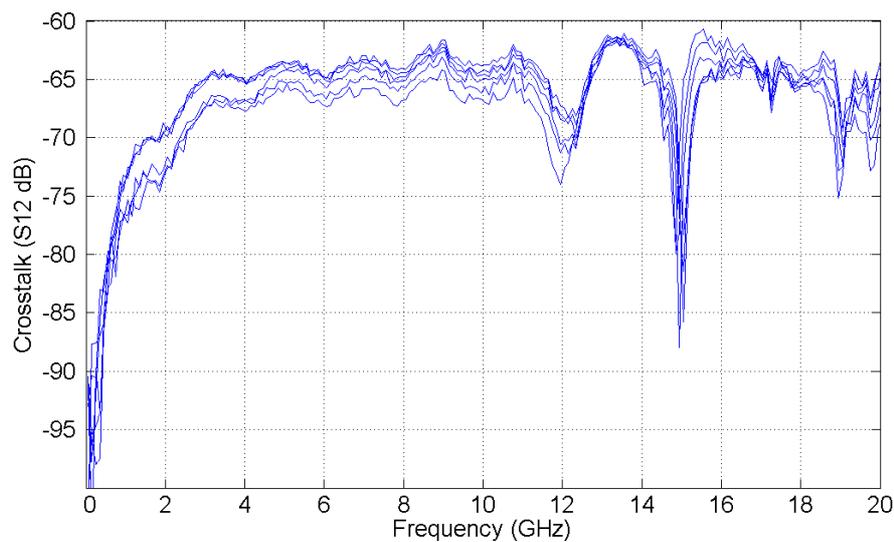
La mesure de diaphonie n'est plus réaliste, le paramètre  $S_{21}$  représente maintenant la réponse électro-optique de la modulation du laser détectée par le modulateur qui est utilisé comme photodiode. Cette courbe correspond à la mesure de bande passante du laser de la figure III.12 avec une tension de polarisation du modulateur nulle.

### c) Effet de la polarisation statique sur la mesure de diaphonie

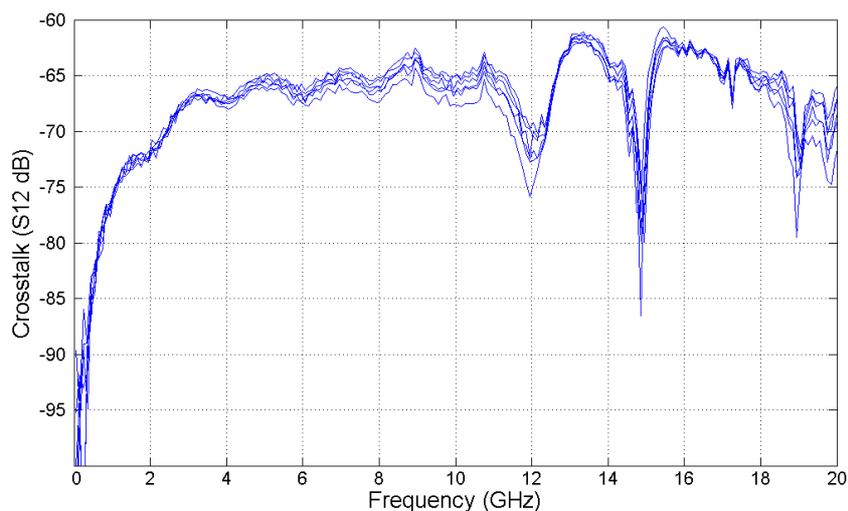
Devant les contraintes liées à la polarisation du laser et du modulateur, la mesure du paramètre  $S_{21}$  devient complexe.

Le dernier paramètre à caractériser est le coefficient de transmission du modulateur vers le laser  $S_{12}$  pour différents courants de polarisation laser, la puissance transmise du modulateur vers le laser pour une tension  $V_{EA}$  appliquée au modulateur de 0 volt pour la figure III.21 et -6 volts pour la figure III.22.

Les figures III.21 et III.22 montrent clairement l'insensibilité de la mesure de diaphonie quelque soit le courant laser ou la tension de polarisation du modulateur. En effet les courbes sont pratiquement superposables avec des niveaux de transmission d'environ -65 dB à 10 GHz. Ce résultat était prévisible compte tenu du fait qu'aucun transfert de signal par la canal optique n'est envisageable, seuls les couplages hyperfréquences sont excités et ceux-ci apparaissent comme indépendants des polarisations statiques.



**Figure III.21 Paramètres de dispersion du d-EML mesurés sous tension de polarisation  $V_{EA}$  nulle pour différents courants d'injection laser de 0 à 90 mA, diaphonie entre le modulateur et le laser ( $S_{12}$ ).**



**Figure III.22 Paramètres de dispersion du d-EML mesurés sous tension de polarisation  $V_{EA}$  de -6 volts pour différents courants d'injection laser de 0 à 90 mA, diaphonie entre le modulateur et le laser ( $S_{12}$ ).**

En comparaison avec la mesure du paramètre  $S_{21}$ , on remarque que la mesure la plus proche correspond à celle de la figure 17 lorsque le courant et la tension sont nuls. Néanmoins, il y a environ 10dB de différence entre les deux mesures.

#### **d) Polarisation statique optimale de l'EML pour la mesure de diaphonie**

On peut déduire plusieurs règles empiriques sur la configuration des polarisations statiques de chacune des fonctions du d-EML pour caractériser la diaphonie des électrodes du laser et du modulateur. En effet on remarque, que la mesure de diaphonie par le paramètre  $S_{21}$  entre les électrodes du laser et du modulateur dépend de l'état passant du laser et de la saturation du modulateur.

Lorsque le laser est éteint, la puissance en entrée de la ligne d'accès de ce dernier est soit réfléchiée, soit atténuée dans la ligne de propagation micro-ruban, soit rayonnée, ou soit transmise sur l'électrode du modulateur par couplage capacitif parasite.

Sur les figures III.18 et III.19, la mesure du paramètre  $S_{11}$  montre que pour une polarisation nulle du laser, et pour tout état de polarisation du modulateur, la mesure de réflexion dans la bande de fréquence DC-20GHz est inchangée et comprise entre :  $10\text{dB} < |S_{11}| < 15\text{dB}$ .

Cette puissance non réfléchiée peut alors être rayonnée dans l'air. Seule une simulation électromagnétique peut déterminer avec exactitude le diagramme d'émission et le niveau de puissance ainsi émis. Il serait alors possible de revenir sur la conception des lignes d'accès ainsi que sur la structure de l'électrode d'excitation du laser.

Les mesures de paramètres S montrent en partie que la désadaptation du modulateur est nécessaire pour une meilleure caractérisation de la diaphonie existante entre les pistes électriques. En effet, cela permet de maximiser la puissance transmise par diaphonie sur le port 2 (via la ligne micro-ruban du modulateur) du VNA. Dans le cas d'une désadaptation moins importante, le signal transmis par diaphonie est en plus grande partie dissipé par la charge dédiée au modulateur (50 ohms), la

puissance reçue sur le port de l'analyseur ne correspond alors plus totalement au signal transmis par diaphonie.

Le niveau de puissance réellement couplé entre les électrodes est directement donné par le paramètre de transmission  $S_{21}$ . Il reste alors à distinguer l'effet de la polarisation du modulateur sur ce couplage. Ce dernier peut en effet coupler une partie de la puissance transmise entre les électrodes au niveau du matériau semi-conducteur actif par le photo-courant qui y est généré. Cet artefact fausse alors la caractérisation du crosstalk car la puissance détectée par l'analyseur ne correspondra pas à la puissance réellement couplée par effet de couplage parasite via l'air. L'unique solution pour s'affranchir de ce phénomène reste alors la saturation de l'électro-absorbant. Pour cela il est nécessaire de produire un signal optique de forte puissance au niveau du laser par injection d'un courant élevé. Le courant de polarisation laser utilisé pour l'expérience s'élève à 90 mA. On remarque alors une désadaptation de l'accès du modulateur accrue de 10 dB. Ceci permet de quantifier plus précisément le niveau de puissance parasite en considérant la contribution de la charge du modulateur à courant nul. Cette puissance parasite sera alors plus élevée que celui de la mesure de  $S_{21}$  de la figure III.18. Paradoxalement, le fait de générer un signal lumineux élevé par injection de courant dans le laser, provoque une transmission du signal d'excitation vers le modulateur mais à présent par couplage électro-optique (photo-courant généré par le laser). Il n'est alors plus possible de caractériser le crosstalk électrique dans cette condition de fonctionnement.

Ayant fait l'hypothèse que la désadaptation est diminuée de 10 dB. Le niveau de diaphonie sera également diminué de 10 dB sur l'ensemble de la réponse dans la bande fréquentielle [0,04GHz - 20GHz]. Ceci donne alors un niveau de diaphonie de l'ordre de -60dB à -70dB à partir de 2 GHz.

Ce raisonnement est corroboré par la mesure du paramètre  $S_{12}$  qui indique bien ce niveau de diaphonie à 5dB près (figures III.21 et III.22).

Ces valeurs étant extrêmement faibles, pourraient correspondre au minimum de puissance détectable par le VNA.

## e) Conclusions

L'étude expérimentale sur la diaphonie du composant a permis de déceler les effets relatifs aux différentes configurations de polarisations statiques du laser et du modulateur. Les résultats de mesures prenant alors en compte l'effet de couplage du modulateur prouvent que le crosstalk entre les électrodes du laser et du modulateur du dEML est au maximum de l'ordre de -60dB à -70dB à hautes fréquences. On peut en conclure que l'architecture des électrodes est robuste à la diaphonie.

Dans le cadre d'une utilisation en modulation duale avec des données inversées, un haut niveau de couplage aurait pu perturber le fonctionnement du composant en transférant une partie du signal destiné à la modulation du laser sur les électrodes du modulateur et réciproquement.

## 5. Mesures du paramètre de 'chirp' de l'EML sous modulation duale

### 5.1. Principe de mesure : effet de la dispersion chromatique d'une fibre optique

La mesure du facteur de chirp est basée sur une modulation petit-signal du composant et la transmission dans une fibre dispersive (SMF 28 dans notre expérience). La porteuse optique produite à  $\lambda = 1540$  nm par le laser est modulée par un signal CW de 5 dBm. Lors de la propagation dans la fibre, les composantes fréquentielles du signal modulé se propagent à des vitesses différentes du fait de la dispersion chromatique. On observe alors un phénomène d'évanouissement à certaines fréquences de modulation lorsque l'on fait varier celle-ci. On obtient ainsi des minima de puissance en sortie de fibre correspondant à des fréquences pour lesquelles le battement entre la porteuse et les harmoniques de modulation de part et d'autre de celle-ci se retrouve en opposition de phase. [105]. La position de ces évanouissements permet de remonter à la valeur du facteur de couplage phase-amplitude " $\alpha$ " pour chaque point de polarisation statique.

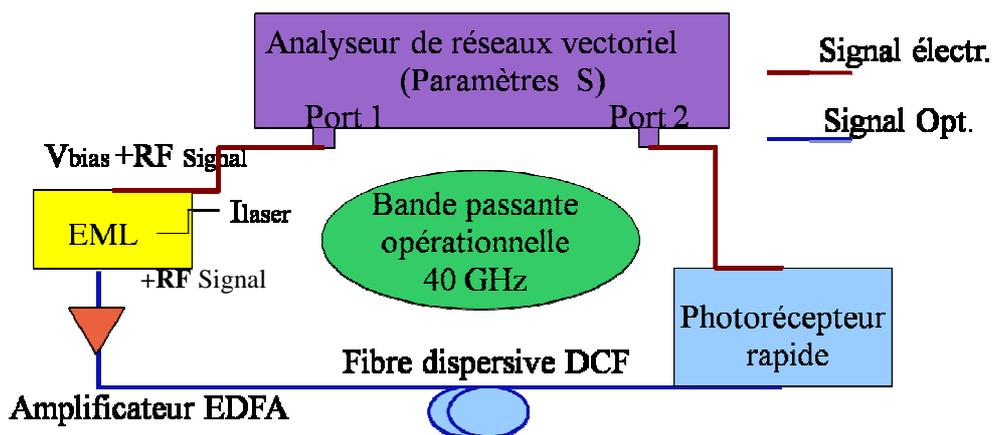


Figure III.23 Schéma de principe de la mesure de chirp petit-signal (facteur de couplage phase-amplitude " $\alpha$ ") à l'analyseur de réseau électrique.

La figure III.23 ci-dessus est une vue schématique du montage expérimental qui permet de mesurer le paramètre de chirp dans un régime de fonctionnement petit-signal du composant. Ce paramètre qui caractérise le couplage phase-amplitude a été défini au chapitre I pour le laser et le modulateur composant les EML utilisés pour l'expérience.

Pour rappel, ce coefficient relie de manière générale la variation de la phase de l'onde à la variation de son intensité par la relation :

Equation III.4

où  $I$  peut aussi bien correspondre à une tension ou à un courant. Dans le cas d'un modulateur à électro-absorption, celui-ci correspond à la dérivée de la partie réelle  $n'$  par rapport à la partie imaginaire  $n''$  de l'indice de réfraction du guide optique :

$$\alpha = \frac{\delta n'}{\delta n''}$$

Equation III.5

On peut appliquer ce formalisme au cas des lasers lorsque le terme de changement statique de longueur d'onde, également nommé chirp adiabatique, est négligé [106]. Dans ce cas, on fera intervenir la variation de la partie réelle 'n' de l'indice de réfraction par rapport à la variation de la densité de porteurs, et la variation du gain 'g' par rapport à la variation de la densité de porteurs:

$$\alpha = -\frac{\frac{\delta n}{\delta N}}{\frac{\delta g}{\delta N}}$$

Equation III.6

Lorsque l'on se place dans le cas d'une modulation CW petit-signal, on peut définir la variation du signal lumineux à la fréquence de modulation 'f' par :

$$I = I_0(1 + m \cos(2\pi ft))$$

Equation III.7

'm' est le taux de modulation considéré très petit ( $m \ll 1$ ).

Considérons le développement en série de Fourier de l'enveloppe du champ électrique de l'onde optique défini tout d'abord par :

$$E = \sqrt{I} e^{j\phi(I)}$$

Equation III.8

$$E = e^{j\omega_0 t} \sum_{-\infty < p < +\infty} A_p e^{j2\pi p f t}$$

Equation III.9

' $\omega_0$ ' étant la pulsation angulaire de l'onde optique.

Les équations III.4 et III.7 peuvent être intégrées dans le développement en série de Fourier du champ électrique (équation III.9), de laquelle on peut exprimer les trois premiers coefficients qui permettent d'exprimer les composantes spectrales du champ électrique du signal optique modulé.

Soit la composante fondamentale  $A_0$  et les harmoniques de premier ordre  $A_1$  et  $A_{-1}$  :

$$A_0 = \sqrt{I_0}$$

Equation III.10.1

$$A_1 = \sqrt{I_0} m \frac{(1 + j\alpha)}{4} \quad A_{-1} = \sqrt{I_0} m \frac{(1 + j\alpha)}{4}$$

Equations  
III.10.2, III.10.3

L'effet de la dispersion chromatique 'D' de la fibre optique sur les composantes spectrales du signal modulé repose sur une différence de la vitesse de propagation de chacune des composantes. En effet si l'on pose l'équation de la constante de propagation :

$$\beta_{\pm p} = \beta_0 \pm \frac{2\pi p f}{v_g} - \frac{\pi \lambda^2 D p^2 f^2}{c} \quad \text{Equation III.11}$$

' $v_g$ ' est la vitesse de groupe.

et l'on considère ensuite l'expression du champ électrique après une propagation de longueur 'L':

$$\mathbf{E} = e^{j\omega_0 t} \sum_{-\infty < p < +\infty} A_p e^{j(2\pi p f t - \beta_p L)} \quad \text{Equation III.12}$$

On peut déterminer l'intensité lumineuse à la fréquence 'f' de chaque composante spectrale du champ électrique :

$$I_f = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \sum_{p+q=1} A_p A_q^* e^{j(\beta_q - \beta_p)L} \right\} \quad \text{Equation III.13}$$

En insérant les équations 10 et 11 dans l'équation 13, on obtient la réponse fréquentielle du composant à la modulation CW appliquée et détectée également par le VNA électrique:

$$I_f = I_0 m \sqrt{1 + \alpha^2} \left| \cos \frac{\pi \lambda^2 D L f^2}{c} + \arctan(\alpha) \right| \quad \text{Equation III.14}$$

On considère que notre plan de référence de mesure se trouve en entrée et en sortie de fibre. Pour cela, on réalise une mesure de la réponse à la modulation sans la fibre optique. Par la suite, on soustrait cette réponse pour s'affranchir surtout de l'influence de la photodiode, ceci correspond à une calibration du banc de mesure. Cela permet de considérer comme transparents les conversions électro-optiques de la modulation d'une part et optoélectronique de la photo-réception d'autre part. De plus, l'atténuation du signal lors de la transmission sur fibre n'est pas considérée car ne représentant qu'une constante scalaire qui s'applique de manière égale au spectre de modulation dans sa totalité.

Voici le signal que l'on observe sur l'écran du VNA électrique lorsque l'on fait propager le signal modulé dans une fibre optique entre 20MHz et 40GHz.

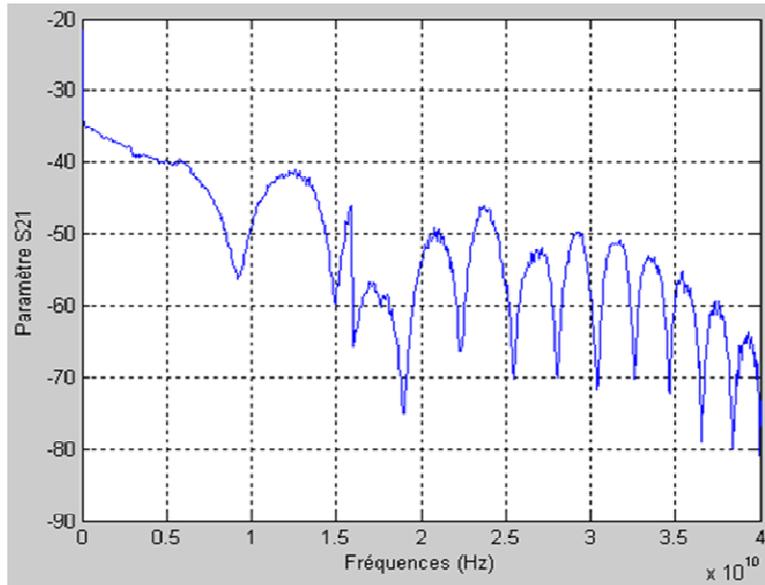


Figure III.24 Paramètres de dispersion du dEML mesurés sous tension de polarisation  $V_E$ .

Les minimas de puissance observés à certaines fréquences correspondent aux solutions (zéros) de l'équation III.14. Ceux-ci vérifient l'équation III.15 suivante qui permet de remonter au paramètre de chirp :

$$\text{---} \quad \text{---}$$

Equation III.15

Après avoir relevé les fréquences ' $f_u$ ' pour chaque point de polarisation que l'on souhaite caractériser, ces derniers forment une droite affine fonction de ' $u$ ' telle que :

Equation III.16

A et B sont respectivement le coefficient directeur de la droite et l'ordonnée à l'origine.

Par le calcul, l'abscisse à l'origine de la droite définie par l'équation III.16 permet de connaître la valeur du coefficient de chirp ' $\alpha$ '.

Pour  $U=0$  :

$$\text{---} \quad \text{---}$$

Equation III.17.1

$$\text{---}$$

Equation III.17.2

et :

$$\text{---} \quad \text{---}$$

Equation III.18

d'où :

$$\alpha = \tan \left[ \frac{\pi}{2} \left( 1 - \frac{B}{A} \right) \right]$$

Equation III.19

et enfin,

$$\alpha = \cotan \left( \frac{\pi}{2} \frac{B}{A} \right)$$

Equation III.11

En posant un chirp nul, c'est-à-dire  $\alpha=0$ , l'équation III.15 devient :

$$f_u^2 L = \frac{c}{2 \lambda^2 D} (1 + 2u)$$

Equation III.21

On peut distinguer les fréquences  $f_u$  correspondantes par :

$$f_u = \sqrt{\frac{c}{2 \lambda^2 D L} (1 + 2u)}$$

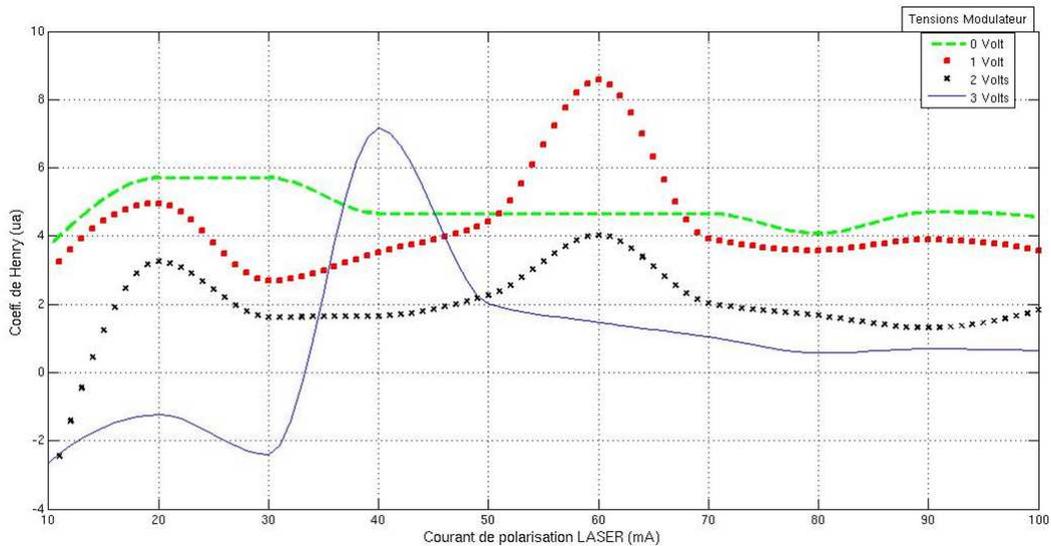
Equation III.22

Réciproquement, la connaissance des fréquences  $f_u$  correspondant à un coefficient de chirp spécifique, permet de déterminer, sur l'écran du VNA à l'aide de marqueurs, le point de polarisation sur le modulateur (tension statique) ainsi que sur le laser (courant d'injection statique) octroyant ces minimas fréquentiels et donc le facteur de chirp désiré.

## 5.2. Mesures du facteur de chirp du laser

D'après la technique ci-dessus exposée, il est possible d'établir les variations du coefficient de couplage phase amplitude pour différentes valeurs de courant de polarisation du laser et différentes tension de polarisation du modulateur. La première série de mesures présentée par la figure III.25 a été réalisée en ne modulant que le laser. Pour cela, le signal issu du port 1 du VNA est connecté au câble RF au moyen d'un T de polarisation, ce câble est relié à la ligne d'accès du laser grâce à la monture de test décrite en début de chapitre. Ensuite on introduit manuellement une variation des polarisations statiques pour caractériser le facteur de chirp du laser en fonction du couple courant/tension.

Le modulateur n'est pas modulé ici, mais nous pouvons remarquer sur les courbes du facteur de chirp du laser que la tension statique du modulateur influe considérablement sur la valeur du facteur de chirp puisque celui-ci diminue lorsque la tension de biais du modulateur augmente. On remarque que le facteur de chirp du laser est pratiquement constant à partir de 30 mA pour une tension fixée. Les pics observés sont dûs à un fonctionnement multi-modes (bi-mode) du laser à 60 mA pour les courbes de -1 volts (carrés rouges) et -2 volts (croix noirs). Pour la courbe à -3 volts (trait plein) ce fonctionnement bi-mode a lieu à 40 mA car la température était hors contrôle et a donc induit un décalage de la longueur d'onde de fonctionnement du laser.



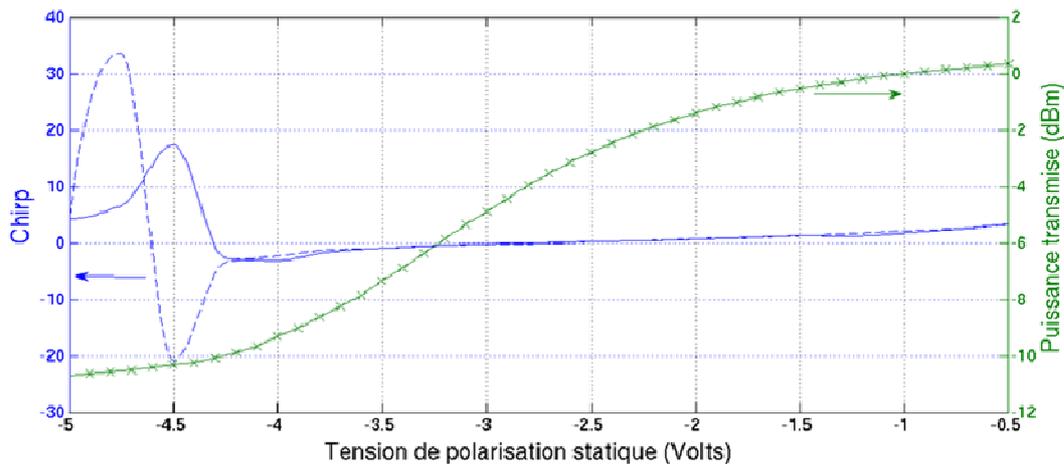
**Figure III. 25 Courbes du facteur de chirp petit-signal du laser en fonction du courant statique et pour différentes valeurs de tension de biais du modulateur.**

Dans tous les cas de figure, ces courbes révèlent le signe du coefficient de couplage phase-amplitude qui est constamment positif hormis pour la courbe de 3 volts entre 10 mA et 33 mA.

### 5.3. Mesures du facteur de chirp du modulateur

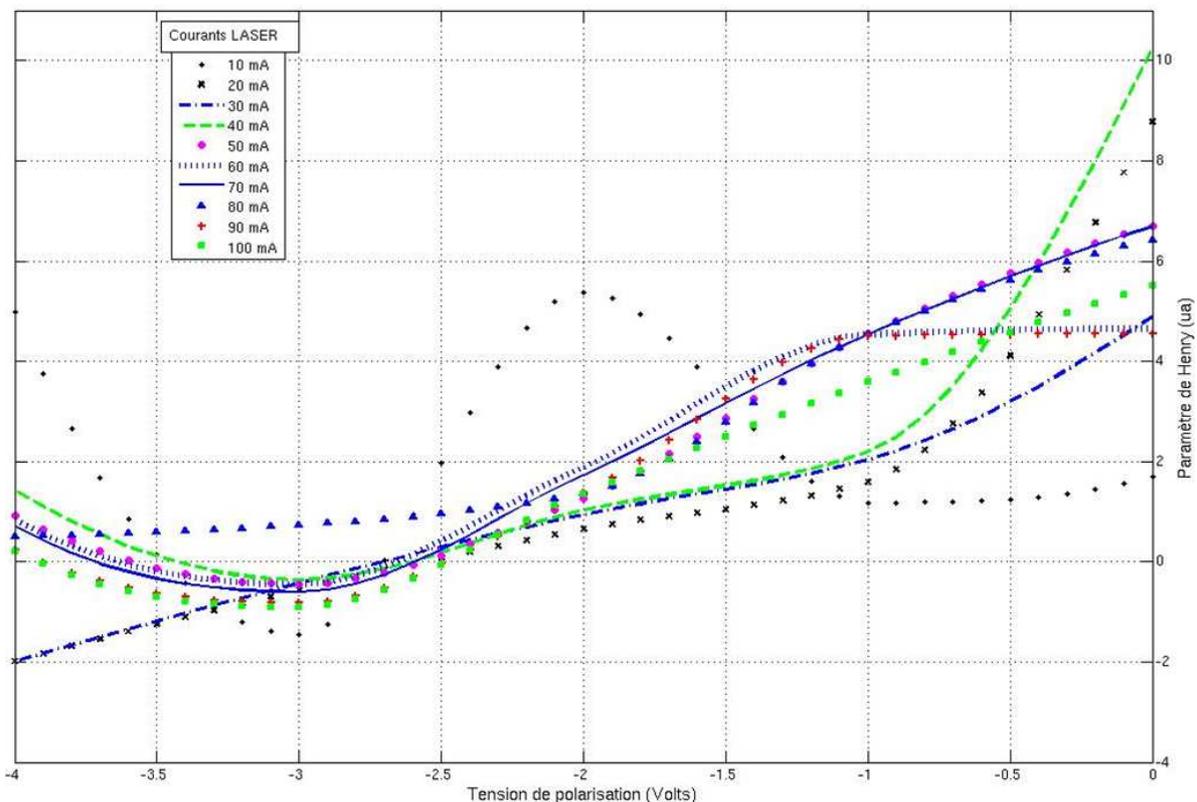
Typiquement on superpose les courbes de chirp et d'absorption du modulateur pour comparer les tensions de biais pour lesquelles il y a d'une part un facteur de chirp proche de 0, et d'autre part pour lesquelles le taux d'extinction statique est linéaire et élevé. La figure III.26 a été réalisée dans les mêmes conditions de mesures du facteur de chirp du laser. Pour un courant fixe de 90 mA, ici nous comparons également la qualité de mesure effectué par un analyseur de spectre (traits pointillés). On remarque que jusqu'à -4 volts les mesures effectuées au VNA et à l'analyseur de spectre sont identiques, après il y a une divergence du fait d'un bruit de mesure car la tension est trop élevée et le signal propagé dans la fibre est très faible, la mesure est donc faussée. Le point clé ici est l'annulation du facteur de chirp pour une tension comprise entre -2,5 volts et -3 volts. Ces tensions correspondent à un taux d'extinction d'environ 5 dB soit tout à fait au centre de la courbe d'absorption.

La conception du composant est donc optimisée pour des performances optimales de modulation. Le fonctionnement grand-signal lors de transmission 10 Gbit/s présenté au chapitre IV confirmera de la qualité de conception du composant.



**Figure III. 26 Courbe du facteur de chirp petit-signal du modulateur (courbes bleus) et courbe d'absorption du modulateur en fonction de la tension de biais (courbe verte).**

Cette première mesure étant en très bon accord avec une conception optimal du composant et surtout sur des mesures effectuées sur d'autres banc de test au III-V Lab, nous avons réalisées ces même mesures pour différents courant de polarisation du laser. La figure III.27 illustre ces mesures pour une variation du courant statique de 10 mA à 100 mA. On remarque que la plupart des courbes se croisent pour un chirp nul à -2,6 volts, hormis pour 80mA et 10 mA. Ceci est compréhensible pour 10 mA puisque nous sommes juste en-dessous du courant de seuil d'émission du laser. Par contre pour un courant de 80 mA le chirp est constamment positif ce qui indique que le modulateur aura de mauvaises performances à ce courant laser, sans nul doute imputable à la puissance de saturation du modulateur EA car le laser lui injecte plus de 10 mW.

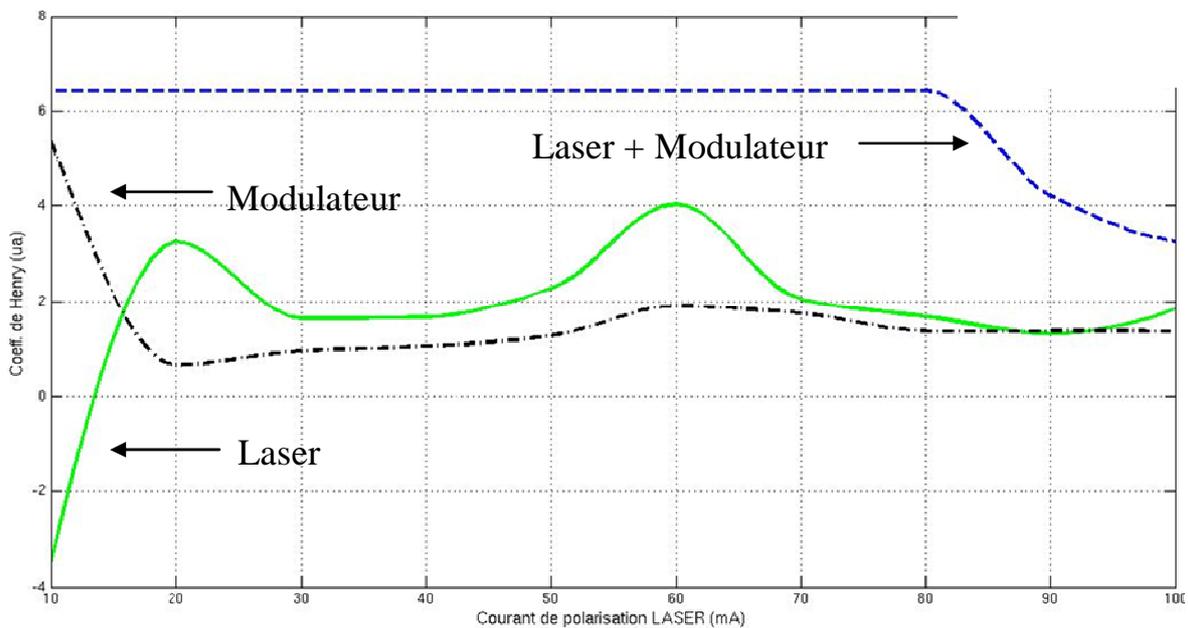


**Figure III. 27 Courbes du facteur de chirp petit-signal du modulateur en fonction de la tension de biais pour différents courant de polarisation statique du laser.**

## 5.4. Mesures du facteur de chirp conjoint du laser et du modulateur

Après avoir caractérisé le chirp petit-signal du laser et du modulateur séparément, nous présentons ici des mesures de chirp en sortie de l'EML lorsque les deux fonctions sont modulées simultanément en phase. Un point important ici à relever est le fait que le signal électrique injecté sur chaque accès de l'EML est identique car lors de ces expériences nous avons utilisé un diviseur de puissance et non un atténuateur variable. Les courbes de chirp du laser seul et du modulateur seul sont présentées sur le même graphique que le chirp conjoint des deux sur la figure III.28.

Les courbes de mesures sont effectuées en fonction du courant statique du laser et une tension de biais fixée à -2 volts. Le facteur de chirp conjoint est constant de 10 mA à 80 mA et a pour valeur 6,2 puis il décroît jusqu'à 100 mA pour atteindre la valeur de 3,5. En analysant l'allure de la courbe on distingue bien que les facteurs de chirp se somment, hormis les légères variations du chirp du laser seul et du modulateur seul n'ont pas d'effet sur le chirp conjoint du laser et du modulateur en modulation simultanée.



**Figure III. 28** Courbes du facteur de chirp petit-signal du modulateur (points-pointillés), du laser (trait plein) et du laser + modulateur (pointillés) en fonction du courant de polarisation statique du laser et une tension de biais de -2 Volts.

Cette mesure montre qu'en régime petit signal le chirp dû à une modulation duale, est très sensible au taux de modulation du modulateur  $m_{MEA}$  et à l'efficacité fréquentielle de modulation  $\beta_{DFB}$  du laser. Ce principe est utilisé dans une étude publiée par F. Devaux [107]. Dans cet article les chirps du laser seul et du modulateur seuls sont reliés au chirp conjoint des deux en tenant compte des taux de modulation de chaque fonction tel que :

$$\alpha = \frac{\alpha_{MEA}m_{MEA} + \alpha_{DFB}\beta_{DFB}}{m_{MEA} + \beta_{DFB}}$$

**Equation III.23**

En considérant ensuite la réponse en fréquence d'une fibre optique soumise à un signal optique modulé sinusoidalement, l'auteur montre que la distance peut être largement incrémentée pour un

signal proche de 10 GHz avec moins de 3dB de pertes. Il établit alors un chirp optimal  $\alpha_{opt}$  et une expression de la modulation FM (MHz/mA) du laser dépendant du rapport des taux de modulation tel que :

$$(\alpha_{DFB} - \alpha_{opt}) + \frac{m_{MEA}}{\beta_{DFB}}(\alpha_{MEA} - \alpha_{opt}) = 0$$

**Equation III.24**

$$FM = F_{opt} \frac{\eta}{2P_0} \left(1 + \frac{m_{MEA}}{\beta_{DFB}}\right)$$

**Equation III.24**

ici  $\eta$  (mW/mA) est l'efficacité différentielle du laser,  $F_{opt}$  est le décalage fréquentiel optimal dû au chirp optimal, et  $P_0$  la puissance du signal optique délivré par le laser.

Nous verrons au chapitre V une explication différente de ce phénomène d'augmentation de distance de transmission de signaux optique modulés en CW.

## 6. Conclusions du chapitre

Les capacités du banc de test réalisée ont été démontrée tant pour la caractérisation de la bande passante du laser et du modulateur de l'EML, que pour la mesure du coefficient de chirp petit-signal.

Les mesures de bandes passantes du laser et du modulateur ont été mesurées à 12,5 GHz et 35 GHz respectivement, ce qui qualifie le composant étudié à une modulation duale pour des transmissions à 10 Gbit/s.

Les mesures de chirp réalisées sont en accord avec les mesures effectuées sur d'autres bancs de test du III-V Lab, ont confirmé une conception optimale du composant pour certains couples de valeurs de polarisation statiques offrant un chirp nul pour le modulateur. La caractérisation du chirp conjoint des deux fonctions nécessite le contrôle du rapport des taux de modulations du laser et du modulateur.

# Chapitre IV : Modulation duale et performances de l'EML pour les transmissions numériques NRZ au débit de 10 Gbit/s

## 1. Introduction

La plateforme de test à trois accès ayant été conçue pour intégrer les composants EMLs montés sur embase (non fibrés) dans un système de transmission expérimental haut débit, c'est-à-dire dans un régime de modulation grand signal, il fut possible de faire la relation entre les performances « SYSTEME » et la pré-compensation de dispersion chromatique réalisée par une modulation duale du composant. La réalisation du banc de caractérisation des EMLs dans la bande fréquentielle électrique [DC - 40 GHz] a permis de valider leur utilisation pour les transmissions numériques au format de modulation NRZ à 10 Gbit/s compte tenu de la bande passante du laser à 12,5 GHz. En effet, la bande passante des lasers fournis par le 3-5 Lab qui sont optimisés pour des débits 10 Gbit/s ne permet pas une implémentation de la modulation duale des EMLs au-delà de 10 Gbit/s comme cela fut constaté durant un test à 20 Gbit/s.

De plus, le chirp petit-signal qui a pu être caractérisé pour différents points de fonctionnement du laser et du modulateur, ne sera plus significatif dans un régime grand signal cadencé par des séquences PRBS. On définit alors la variation de fréquence instantanée, appelé également « chirp grand-signal », pour caractériser le couplage phase-amplitude de chacune des fonctions du composant. Cette grandeur peut être mesurée et ainsi confrontée aux records de distances de transmissions établis en laboratoires. Les résultats de mesures du taux d'erreur binaire (BER) témoignant de la qualité de transmission, il est alors possible d'établir l'amélioration due à la modulation duale qui, expérimentalement, a permis de doubler la distance de transmission tout en s'affranchissant d'une compensation de dispersion chromatique en ligne.

La technique expérimentale de mesure de chirp grand-signal est présentée en introduction de la caractérisation de la pré-compensation chromatique par modulation duale pour une meilleure compréhension des résultats de mesures et de leurs interprétations. De même, les conditions expérimentales de mesure de BER en transmission seront détaillées et permettront ainsi d'établir au mieux la spécificité des performances d'une modulation conjointe du laser et du modulateur sur la qualité des signaux NRZ modulés au débit de 10 Gbit/s.

Enfin, des règles empiriques sont proposées sur la corrélation entre les performances de la modulation duale et les paramètres statiques et dynamiques, fixant les points de fonctionnement adéquats du composant « laser + modulateur », tels que le courant d'injection « DC + RF » modulant le laser, et la synchronisation entre les signaux de données haut-débit modulant chacune des fonctions du composant.

## 2. Pré-compensation de la dispersion chromatique par modulation duale du laser-modulateur intégrés

Cette partie est essentiellement dédiée à la caractérisation du couplage phase-amplitude dans le domaine grand signal et la compréhension du phénomène de compensation chromatique d'une fibre optique monomode standard. Après avoir expliqué la technique de mesure de déviation instantanée en fréquence du signal optique et la relation de celle-ci avec la dégradation du signal soumis à la dispersion chromatique, nous pourrions présenter les différents résultats de mesure pour différentes configurations de modulation du laser et du modulateur. En effet, la monture de test RF à trois accès a été conçue pour contrôler le niveau de puissance injecté sur chacun des accès RF, et également pour contrôler leur déphasage ou retard (time delay) relatif.

### 2.1. Technique de mesure de la déviation en fréquence instantanée

Le montage expérimental permettant de réaliser la mesure de la variation de fréquence temporelle pendant la durée d'une impulsion est constitué d'un ensemble d'éléments optiques et électriques pilotés par un traitement informatique et une acquisition des données automatique. Ce dernier est été monté à demeure au 3-5 Lab et totalement automatisé. Le but ici n'étant pas de constituer un manuel détaillé du montage, nous nous concentrerons tout d'abord sur le principe physique de la mesure qui repose dans notre cas sur un interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré dont le procédé a été présenté dans un article paru en 1994 [108]. Plus récemment, d'autres techniques de mesures ont fait l'objet de publications [109] [110], une maturité dans leur mise en œuvre ainsi que dans l'interprétation des résultats pourraient s'avérer intéressante pour le très haut-débit en complément de la technique ici utilisé. Par la suite, sera détaillé le protocole expérimental utilisé pour appliquer judicieusement les niveaux de puissances des signaux de modulation ainsi que leur synchronisation.

### 2.2. Principe de mesure utilisant un interféromètre de Mach-Zehnder

L'interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) est constitué de deux bras identiques où une onde optique dont la puissance a été divisée préalablement par deux (3 dB) se propage pour ensuite être recombinaisonnée sur un même bras de sortie. On peut agir sur la phase des signaux traversant les bras de l'interféromètre par différents effets physiques adaptés aux matériaux constituant le MZI. Le fait d'introduire un déphasage de  $\pi$  (180°) entre les signaux, permet de générer des interférences destructives en sortie de l'interféromètre et donc ainsi d'exercer une diminution significative de la puissance du signal. Dans notre cas, on s'intéresse à la courbe de réponse qui a la forme d'une sinusoïde au carré dû à un déphasage sur l'ensemble d'une période de  $2\pi$ . On peut ainsi réaliser un discriminateur optique de fréquence en considérant le montage schématisé dans la figure ci-dessous. Le MZI utilisé dans notre expérience est constitué de deux bras en fibres optiques de longueurs légèrement différentes (4mm pour une longueur totale d'environ 5m entre chaque coupleur) dont l'un est modulé (déphasage du signal optique) au moyen d'un élément piézo-électrique.

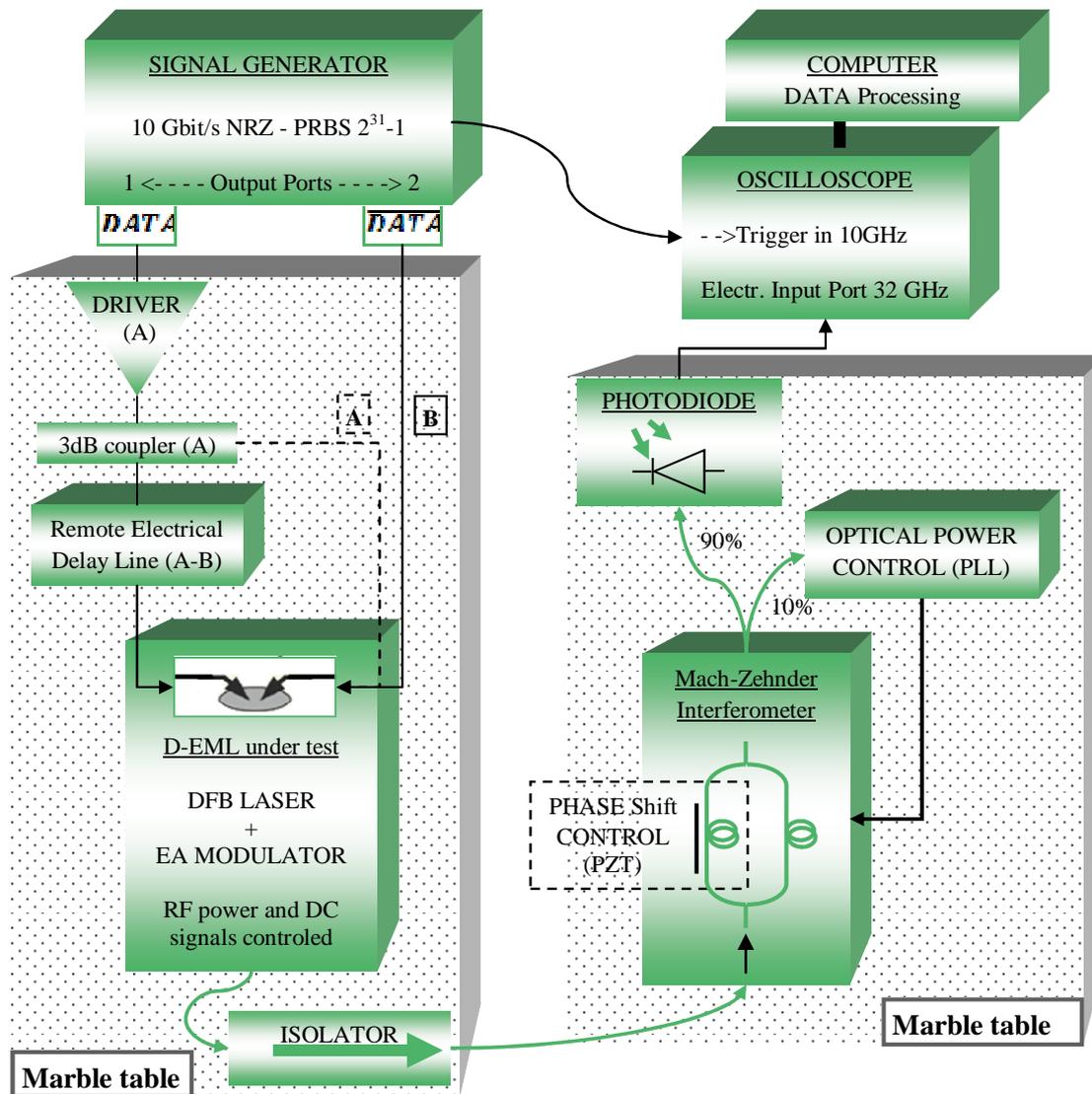
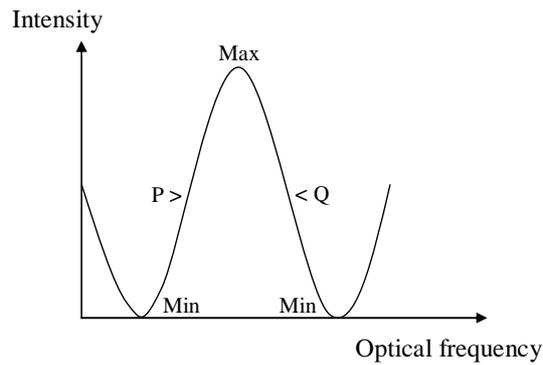


Figure IV.1 Montage expérimental de mesure du chirp grand-signal

Le contrôle de la variation de phase du signal optique traversant l'un des bras du MZI permet d'en établir sa fonction de transfert. Celle-ci décrit la transformation de la modulation de phase en modulation d'amplitude comme en témoigne la figure IV.2. Modulation de phase et de fréquence étant reliées par un simple opérateur de dérivation, on représente la réponse du MZI en fonction de la fréquence optique.

La boucle de contre-réaction représentée sur le schéma du montage (Optical Power Control) est dédiée au maintien d'une puissance moyenne constante à la sortie du MZI. On peut ainsi se placer dans les régions de pente positive ou négative de la courbe. Lorsque que l'on se place au centre de chaque pente, point P (pente positive) ou Q (pente négative), on peut relever une variation d'amplitude due à une variation de fréquence induite par le chirp instantanément. Pour le point P, une augmentation de l'amplitude en sortie du MZI signifiera une variation positive de la fréquence de l'onde optique alors qu'une diminution d'amplitude correspondra à une variation négative et inversement pour le point Q.



**Figure IV.2 Fonction de transfert de l'interféromètre de Mach-Zehnder**

L'acquisition réalisée par l'oscilloscope permet par la suite de retrouver la variation de fréquence positive ou négative due au chirp après détection de l'amplitude du signal au moyen d'une photodiode rapide. En effet, la détection d'enveloppe du signal optique retranscrit la somme de deux composantes, une composante que l'on nommera  $V_{AM}$  et l'autre  $V_{FM}$ . La première correspond à la modulation du signal sous test, et la deuxième correspond à la variation d'amplitude dû au passage dans l'interféromètre et est reliée directement à la variation de fréquence instantanée de ce signal (chirp).

En se plaçant aux points P et Q, nous pouvons recueillir respectivement deux acquisitions  $V_+$  et  $V_-$  :

$$\begin{cases} V_+ = V_{AM} + V_{FM} \\ V_- = V_{AM} - V_{FM} \end{cases}$$

**Equation IV.1**

Ce système d'équation permet alors de retrouver chacune des composantes, soient :

$$V_{AM} = \frac{V_+ + V_-}{2}$$

**Equation IV.2**

$$V_{FM} = \frac{V_+ - V_-}{2}$$

**Equation IV.3**

Ce procédé reste valable en considérant une déviation en fréquence comprise, pour chaque point P et Q, entre la valeur maximale (Max) et la valeur minimale (Min) de la réponse du MZI. Cette plage correspond à la moitié de l'intervalle spectrale libre (ISL ou FSR : Free Spectral Range) du MZI compris dans une période de la courbe de réponse, soit sur la figure IV.2 entre les deux minimums de la fonction de transfert. Ceci également dans l'hypothèse où ce FSR est grand devant le spectre de modulation de la source testé, ce qui permet de traiter toutes les composantes fréquentielles du signal modulé. Le MZI utilisé possède un ISL de 47,6 GHz avec une précision de +/- 0,2 GHz.

Dans ce cas, la fonction de transfert étant sinusoidalement périodique, la variation de fréquence du signal optique est donné par :

$$\Delta f = \frac{FSR \sin^{-1} \left( \frac{V_{FM}}{V_{AM}} \right)}{2\pi}$$

**Equation IV.4**

Ce dispositif de mesure n'est fiable que lorsque la calibration du MZI est effective, i.e. lorsque toute la puissance est bien transmise au sommet de sa courbe de réponse et que l'origine de  $\Delta f$  est bien au centre de la pente positive pour le point P et négative pour le point Q.

### 2.3. Protocole expérimental de mesure sous modulation duale

Les résultats de mesures qui seront présentés dans ce chapitre ont été établis dans un contexte expérimental complexe compte tenu de l'ensemble des paramètres à maîtriser. La connaissance de ce protocole expérimental est impérative pour pouvoir différencier le chirp grand-signal de chacune des fonctions de l'EML et le chirp d'une modulation duale de celui-ci.

Avant de continuer sur les spécificités liées à la mesure de chirp sous modulation, quelques points clés du banc de mesure.

Tout d'abord les signaux électriques de modulation doivent être de bonne qualité, car l'utilisation de câbles hyperfréquences trop long ou comportant plusieurs transitions nuit à la pureté du signal et le dégrade compte tenu de la réponse non uniforme en fréquence de ces câbles équivalent à des filtres passe-bas. Ceci a pour effet d'arrondir les créneaux des signaux numériques, et de fausser l'évaluation du chirp réel provoqué par les séquences PRBS d'un signal NRZ de bonne qualité. Dans le cas du chirp conjoint de chaque fonction sous modulation, ce problème de qualité de signal de modulation a moins d'impact car il va se répercuter de la même manière sur chaque configuration de mesure, i.e. avec ou sans modulation duale.

En ce qui concerne la mesure, l'oscilloscope doit être réglé de manière à visualiser l'ensemble du signal modulé, qui est le plus souvent une l'impulsion correspondant à un seul bit. Le réglage de la base de temps et d'amplitude doit permettre de centrer l'impulsion sur l'écran tout en maintenant correctement la puissance optique moyenne en sortie du MZI.

L'acquisition étant automatisée, les commandes pour établir les mesures en P et Q doivent être fait dans le même ordre avec une calibration automatique pour chaque point. Le contrôle visuel ici est primordial pour s'assurer que l'impulsion est entièrement contenue dans l'écran de l'oscilloscope.

Le schéma de la figure IV.1 décrit le synoptique du procédé utilisé pour mesurer le chirp du laser seul, celui du modulateur seul, et le chirp résultant de la modulation simultanée des deux fonctions. L'existence de deux configurations différentes d'injection des signaux électriques hyperfréquences, symbolisée par la voie A et la voie B, permet de moduler le laser et le modulateur avec la même séquence de données, *DATA* (voie A), ou bien avec la séquence opposée,  $\overline{DATA}$  (voie B), celle-ci est directement délivrée par le générateur de signaux NRZ. Pour moduler le laser avec le même signal que le modulateur, on utilise un coupleur 3dB (6dB réellement sur chaque voie). Chacune des voies doit conserver la synchronisation des séquences de données sachant qu'une ligne à retard électrique est utilisée sur l'une des voies pour contrôler le déphasage relatif entre les accès sur le composant. Afin de s'affranchir du retard temporel propre à la ligne à retard, il est indispensable de le caractériser au préalable et d'ajuster la longueur des câbles électriques. Le prêt d'une ligne à retard programmable de grande excursion de la marque COLBY (refs : PDL-100A-625PS) par un fournisseur de composants RF, a permis de s'affranchir des soucis de longueurs de câbles. En effet, avec une plage de variation de 625 ps et une résolution de 0,5 ps, l'ajustement des câbles a été moins complexe car avec un temps bit à 10 Gbit/s équivaut à 100 ps, ce qui laisse une marge de plus de 500 ps d'ajustement, soit environ 10 cm de longueur de câble RF. La bande passante de cet équipement étant de 18GHz, il est tout à fait envisageable d'utiliser ce même dispositif pour une caractérisation du chirp de signaux modulés au

débit de 25 Gbit/s. Néanmoins, cet élément a pour inconvénient majeur son encombrement (32cm x 13cm x 34 cm, et 7,3 kg).

L'utilisation du dispositif dans la configuration  $\overline{DATA}$ , voie B, est plus simple à mettre en œuvre car les signaux délivrés par le générateur ont chacun assez d'amplitude (2 volts crête à crête), et dans ce cas le driver (amplificateur hyperfréquence) n'est pas nécessaire.

Une vérification sur la synchronisation peut être faite sur l'oscilloscope en superposant les traces du signal de modulation du laser et du modulateur. En effet, la visualisation d'une modulation simultanée ne donne pas d'information sur le déphasage temporel qui existe entre les deux signaux arrivant sur l'EML. On distingue seulement une dégradation du signal comme on peut le constater sur la figure IV.3.

La figure IV.4 illustre ce procédé expérimental permettant de contrôler la superposition temporelle des signaux en vue d'une modulation duale. On distingue le signal modulé par le laser seul (courbe noire) et celui du modulateur+laser (courbe verte) qui est pratiquement en opposition de phase et très peu altérée. Le signal hyperfréquence utilisé pour moduler le laser est ici atténué de 11dB par rapport au signal utilisé pour le modulateur. Un diagramme de l'œil doit ensuite être visualisé pour vérifier que le signal modulé par les deux fonctions (figure IV.5) est quasiment identique au signal modulé par le modulateur seul, un taux d'extinction de 10dB est mesuré sur la figure.

Une autre source de perturbation de la synchronisation des deux voies d'accès électriques de l'EML est localisée sur la monture de test car le contrôle de la puissance du signal hyperfréquence est réalisé par deux atténuateurs électriques variables montés en série. Ces derniers imposent un retard différent pour chaque atténuation car il s'agit d'atténuateurs manuels à plots (refs. Agilent Technologies: 8494-B atténuation= [0 ; 11dB], et 8495-B atténuation= [0 ; 70dB]). Le montage en série permet de combiner les atténuations par pas de 1dB et de 10dB jusqu'à 81dB. Ces éléments permettent ainsi de maîtriser le signal injecté dans le laser. La mesure de chirp pourra alors traduire l'effet de la puissance RF injectée dans le laser avec une extinction de la modulation de celui-ci à partir de 30dB d'atténuation, en effet l'atténuateur servira aussi d'interrupteur du laser. Ceci n'implique pas une extinction de l'émission laser car l'injection de courant continu reste indépendante.

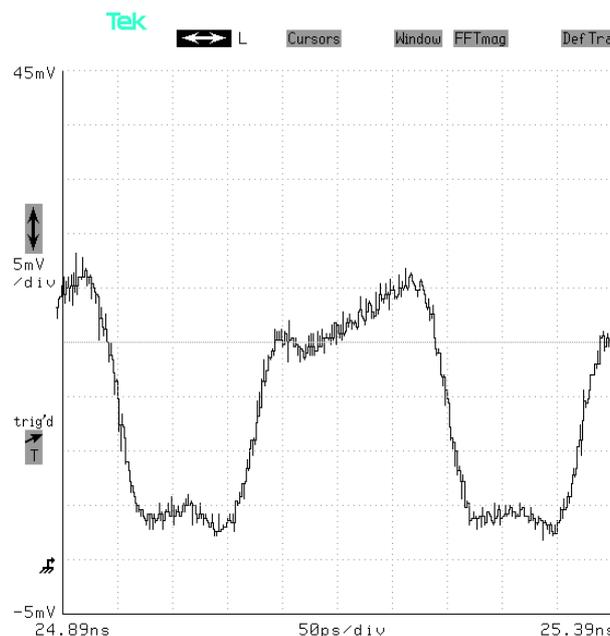


Figure IV.3 Signal émis par l'EML sous modulation des deux fonctions (séquence 0110)

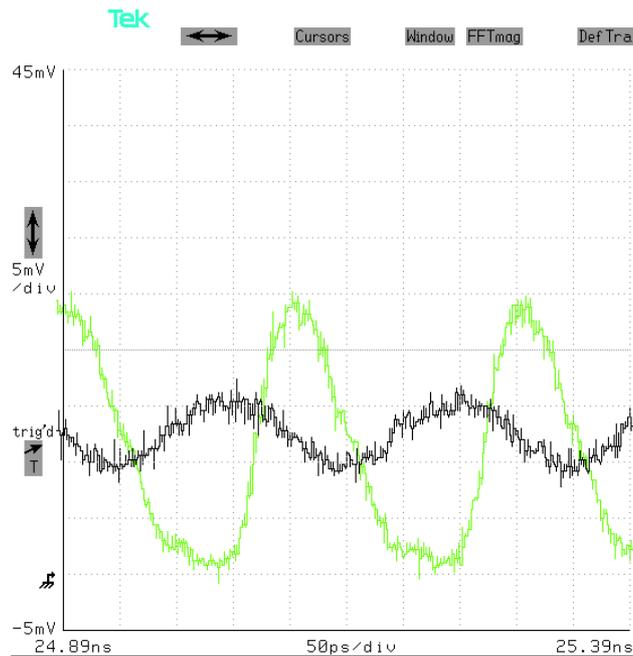


Figure IV.4 Traces des signaux de modulation du laser seul (noir) et du modulateur+laser (vert).

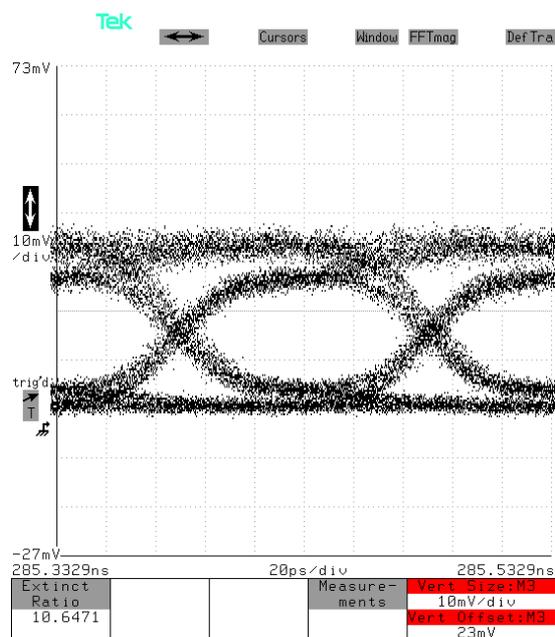


Figure IV. 5 Diagramme de l'œil de l'EML sous modulation duale à 10 Gbit/s.

## 2.4. Caractérisation expérimentale du chirp grand signal à 10 Gbit/s

Cette partie est consacrée à la mesure de la déviation en fréquence du composant dans différentes configurations de fonctionnement. Le montage expérimental permet en effet de moduler chaque fonction de l'EML séparément ou bien conjointement. Il est donc possible d'identifier l'effet de la modulation duale du composant en comparant les différentes mesures pour des puissances de modulation du laser différentes et un déphasage entre le laser et le modulateur, tout en considérant leurs points de fonctionnement statique. La température de l'embase supportant le composant est régulée à 25°C pour l'ensemble de l'expérience.

Il existe trois régions caractéristiques d'une impulsion :

- Front montant ou transitoire montant
- Amplitude constante
- Front descendant ou transitoire descendant

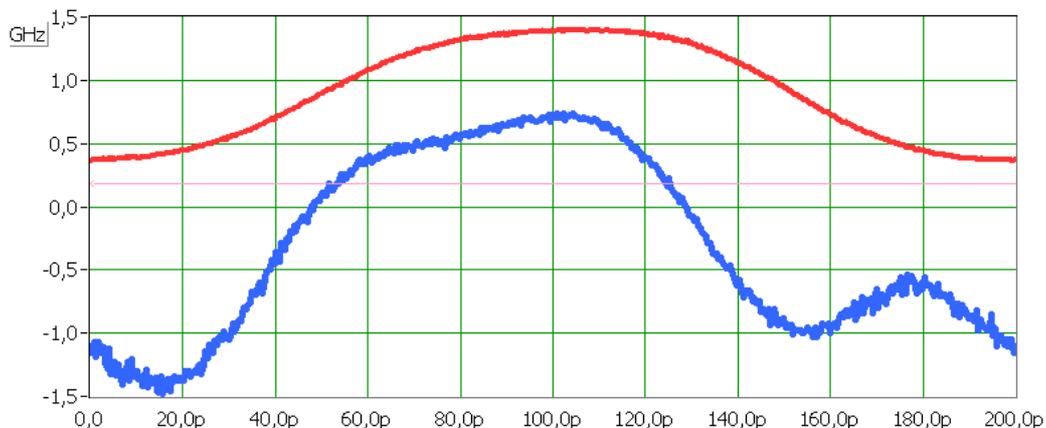
Celles-ci correspondent, pour la réponse en fréquence, au chirp transitoire dans la région des transitoires de l'impulsion du signal modulé, et au chirp adiabatique dans la zone centrale d'amplitude constante.

La variation de fréquence optique induit un enrichissement spectral de notre signal, cet élargissement spectral varie pendant le temps de l'impulsion et présente une plus grande variation au niveau des transitoires. Cependant, le maximum d'énergie du signal optique étant localisée dans la région centrale de l'impulsion, c'est à cet instant que les composantes spectrales seront le plus sous influence de la dispersion chromatique lors de la propagation sur fibre comme cela a été établi à la partie 2.2 du premier chapitre. Pour cette raison, la région située entre les deux transitoires montant et descendant, devra être analysée avec le plus grand soin. Pour le chirp des transitoires, leur analyse est également importante du fait de leurs relation avec les effets non-linéaires de la fibre (SPM) à forte puissance d'injection dans la fibre.

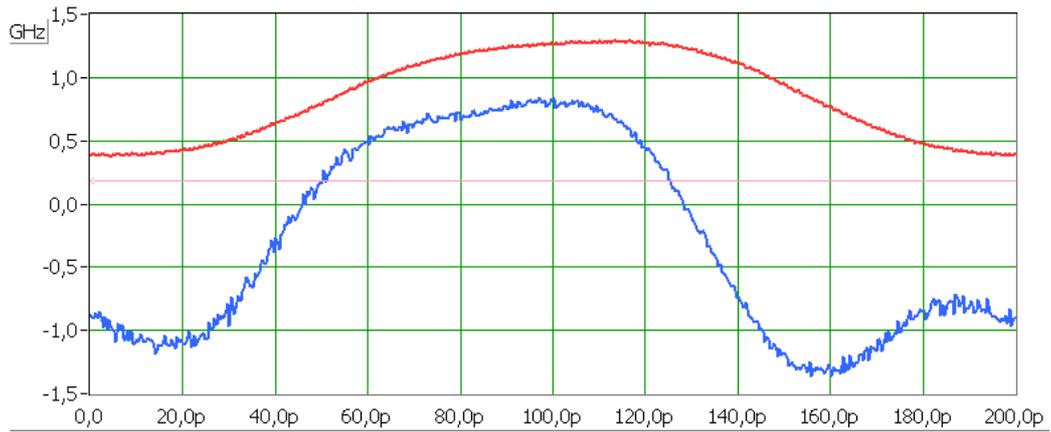
## 2.5. Chirp grand-signal du modulateur à électro-absorption de l'EML

### a) Mesures de chirp à 10 Gbit/s, soit une impulsion de 100 ps

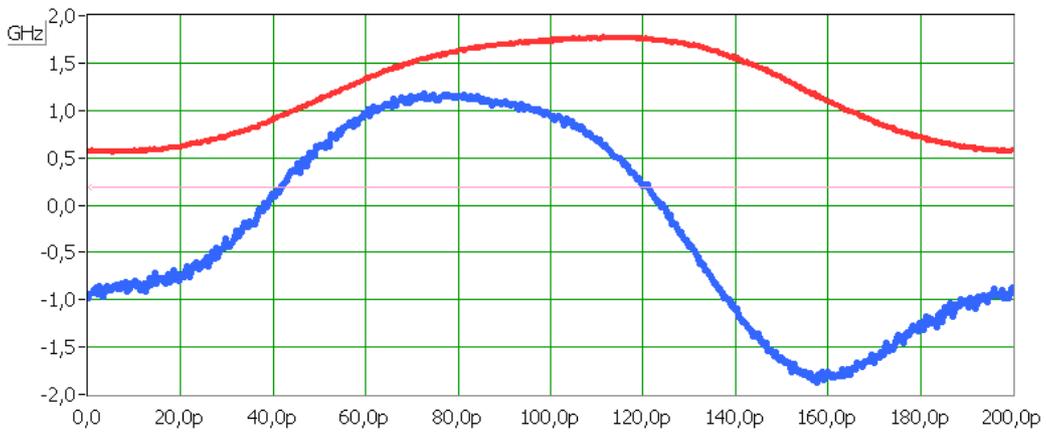
Les paramètres fixant de fonctionnement du modulateur sont ici maintenus constants avec 2,5 volts crête-à-crête pour l'amplitude du signal de modulation et -1,8 volt pour la tension de polarisation statique. Différentes valeurs du courant de polarisation statique du laser permettront de retrouver la dépendance à la longueur d'onde du coefficient de couplage phase-amplitude modulateur (Cf. chapitre III) puisque la raie d'émission du laser varie avec le courant (Cf. chapitre II). En effet, on distingue différentes réponses de chirp grand-signal du modulateur lorsque le courant de polarisation statique du laser varie de 35 mA à 60 mA.



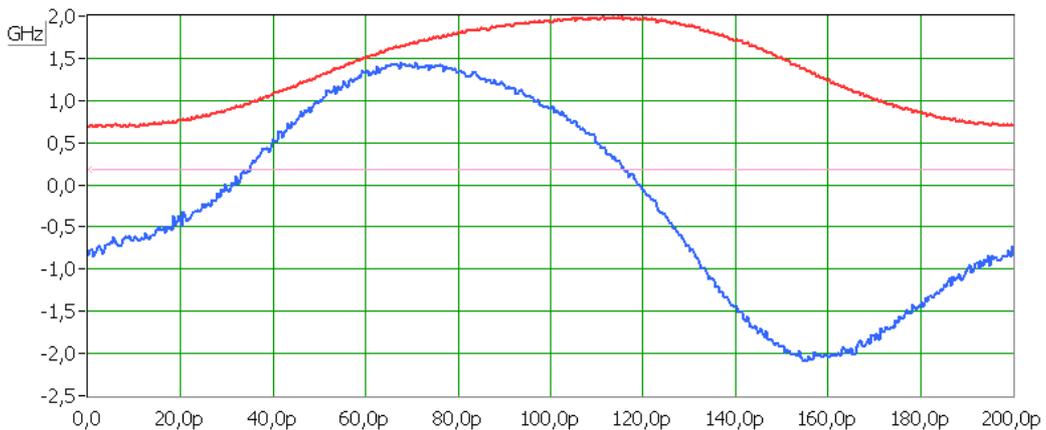
**Figure IV.6** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur soumis à une excursion de 2,5 volts autour de -1,8 V (courbe rouge, unité arbitraire) pour un courant de polarisation statique du laser de 35 mA.



**Figure IV.7** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur soumis à une excursion de 2,5 volts autour de -1,8 V (courbe rouge, unité arbitraire) pour un courant de polarisation statique du laser de 40 mA.



**Figure IV.8** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur soumis à une excursion de 2,5 volts autour de -1,8 V (courbe rouge, sans unité) pour un courant de polarisation statique du laser de 50 mA.



**Figure IV.9** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur soumis à une excursion de 2,5 volts autour de -1,8 V (courbe rouge, unité arbitraire) pour un courant de polarisation statique du laser de 60 mA.

La forme de la courbe de chirp grand-signal dans la région centrale de l'impulsion et d'amplitude quasi constante, devrait correspondre au chirp d'une tension constante non variante, et donc un chirp constamment nul durant cette période, mais compte tenu de la réponse en intensité qui n'est pas réellement constante à son sommet, on a donc un chirp qui est à peu près constant autour de +0,5 GHz. Pour le chirp transitoire, le front montant passe de -1,3GHz à +0,5GHz et le front descendant passe de +0,7GHz à -1GHz lorsque le courant est fixé à 35mA (Figure IV.6).

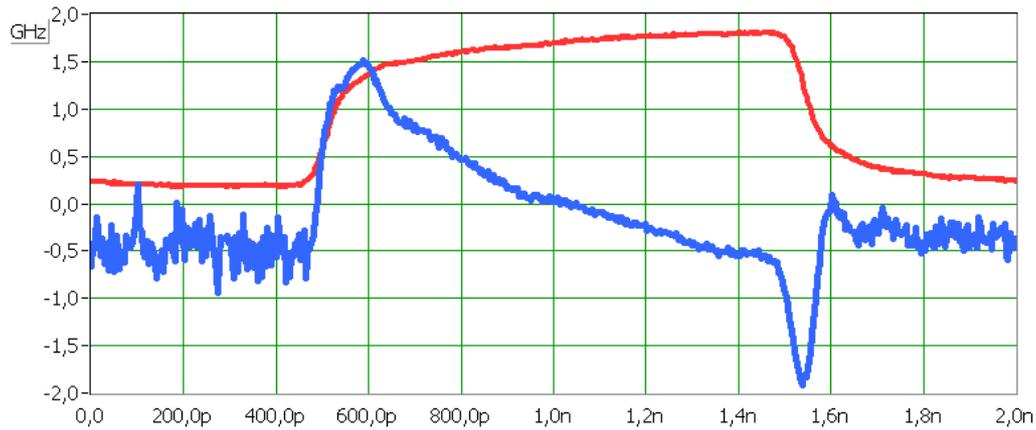
Ensuite, pour un courant de 40 mA le chirp correspondant au centre de l'impulsion est toujours constant avec une légère modification du front montant, qui diminue à -1 GHz, et du front descendant qui augmente jusqu'à -1,3 GHz. Ces valeurs permettent de caractériser l'excursion en fréquence du chirp et donc d'en établir la pente de chirp durant l'impulsion que l'on peut ensuite comparée à la pente du chirp d'une impulsion transmise dans une fibre dans un régime de dispersion seul ou un régime dispersif et non-linéaire comme vu au chapitre I.

Lorsque l'on atteint 50 mA la forme en palier du chirp s'estompe progressivement pour disparaître à 60 mA et devenir une pente décroissante. Le chirp n'est plus monotone. Les fronts montant et descendant de chirp transitoire sont proches, avec +1,1GHz et +1,5GHz pour le front montant pour ces deux courants, et une accentuation pour celui du front descendant jusqu'à -2GHz. Ces différences s'expliquent en partie par une variation de la longueur d'onde avec le courant statique du laser. L'absorption du modulateur étant dépendante de la longueur d'onde, le couplage phase-amplitude est différent. Les mesures du coefficient de Henry vues au chapitre III corroborent ce phénomène car ce coefficient, qui est dépendant de la longueur d'onde, est différent pour chaque couple courant/tension même s'il s'annule pratiquement toujours pour -2,5 volts de polarisation statique du modulateur (figure III.27).

### **b) Mesures de chirp à 1 Gbit/s, soit une impulsion de 1 ns**

On utilise également une technique de mesure à 1Gbit/s pour mieux observer un état stable ou constant du composant et ainsi analyser plus facilement le chirp adiabatique. Car comme cela apparaît dans ces courbes de mesure, le chirp adiabatique n'est pas établi pour une impulsion réellement constante dans sa partie centrale. Ceci s'explique par la forme du signal modulant le composant qui est très arrondie compte tenu de la qualité du générateur assez ancien qui est justement dédié à des mesures à 1Gbit/s.

La figure IV.10 qui est présentée ci-dessous illustre la courbe de mesure de chirp grand-signal pour un temps bit de 1 nanoseconde (correspondant au débit de 1 Gbit/s).



**Figure IV.10** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur à 1Gbit/s soumis à une excursion de 2,5 volts (courbe rouge, unité arbitraire) pour un courant de polarisation statique du laser de 40 mA.

Cette courbe présente la caractéristique essentielle d'une pente de chirp négative qui conjointement avec l'effet de la dispersion chromatique d'une transmission sur fibre, le signal en est dégradé. En effet l'existence de cette pente implique un déphasage des composantes spectrales du signal à l'émission, corrélé à un régime de dispersion anormal d'une fibre SMF ayant la même pente de chirp, cela provoque une accentuation de l'élargissement temporelle de l'impulsion (cf. chapitre I).

## 2.6. Chirp grand-signal du laser DFB à multi-puits quantiques de l'EML

Lors de la caractérisation du chirp du laser, la dynamique des signaux de modulation cadencés au taux de répétition de 10 GHz permet d'observer des variations de fréquence très rapides du laser. Dans ce cas la dynamique du laser liée à son temps de relaxation qui n'est pas assez court, ne permet pas un retour à l'état stable du laser durant la région centrale d'amplitude constante de l'impulsion. Pour cette raison il est primordiale d'établir une série de mesure pour des impulsions de plus longue durée, soit dans cette étude un temps de 1ns correspondant à au débit de 1 Gbit/s ou bien que l'on peut considérer également comme 10 temps de bit à 10 Gbit/s.

L'ensemble de ces résultats permettra de mieux comprendre le fonctionnement du laser pris séparément avant de considérer une configuration de modulation synchronisée avec le modulateur.

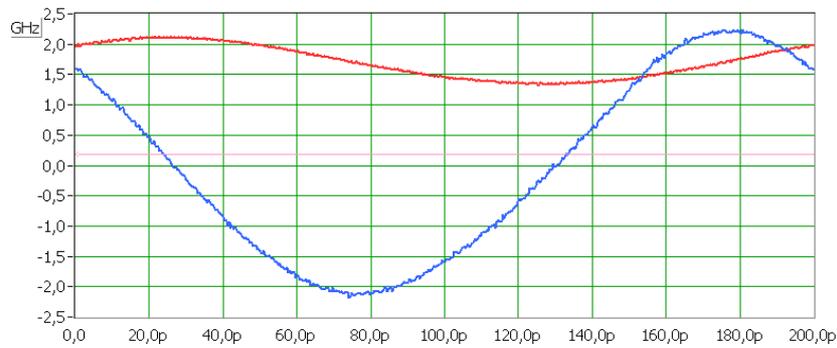
Une variation du niveau de puissance du signal hyperfréquence modulant le laser permettra d'étudier et de quantifier son impact sur le chirp grand-signal du laser. Les atténuateurs variables électriques utilisés pour cette expérience, décrits précédemment, ont pour unité de référence le décibel, alors que le générateur délivre un signal d'amplitude en volts, ce qui implique une conversion :

- 1° [tension] (signal avant atténuation)
- 2° [puissance] (application de l'atténuation)
- 3° [tension] (signal modulant le laser)
- 4° [courant] (excursion du courant de modulation)

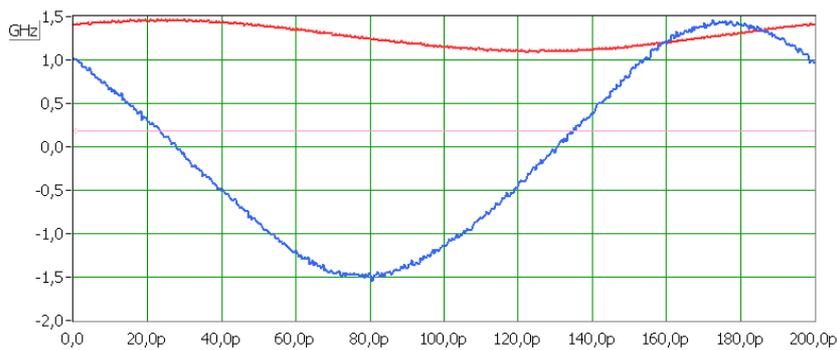
Pour rappel, une résistance de 50 Ohms est placée en série sur la ligne d'accès micro-ruban dédiée au laser. L'impédance du laser étant très faible, quelques Ohms, la charge en série va fixer le courant de modulation injecté dans le laser. L'utilisation du courant de modulation ainsi que de l'atténuation utilisée pour chaque mesure sera explicité le plus possible pour faire le parallèle entre la puissance du signal de modulation et le courant correspondant.

### a) Mesures de chirp à 10 Gbit/s, soit une impulsion de 100 ps

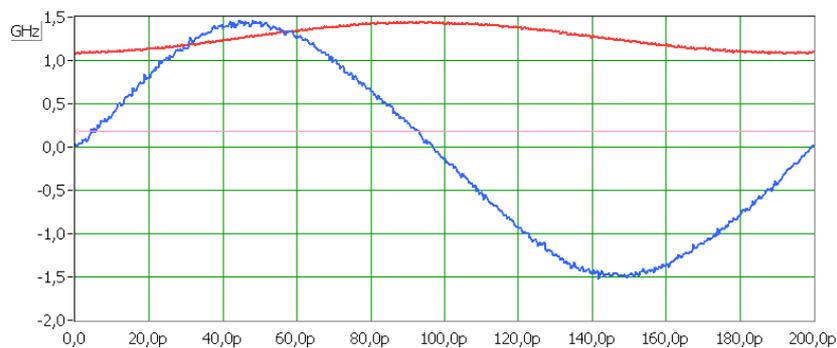
Les courbes de mesures présentées ci-dessous ont été effectuées dans les mêmes conditions de polarisation statique que précédemment et correspondent aussi à une variation du courant statique de polarisation du laser. Ceci permet de retrouver la dépendance en fonction du courant statique, de la déviation fréquentielle liée à la modulation du laser.



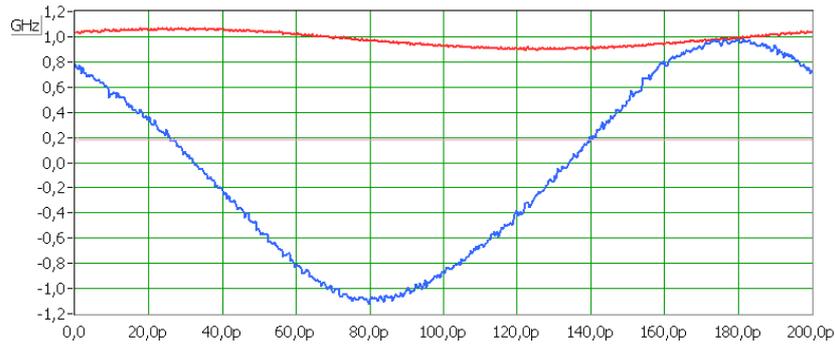
**Figure IV.11** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) pour une excursion en courant de 2,5 mA (atténuation= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 30 mA.



**Figure IV.12** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) pour une excursion en courant de 2,5 mA (atténuation= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA.



**Figure IV.13** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) pour une excursion en courant de 2,5 mA (atténuation= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 50 mA.



**Figure IV.14** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) pour une excursion en courant de 2,5 mA (atténuation= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 60 mA.

Au regard de ces courbes il apparaît clairement que le chirp du laser varie pratiquement sinusoidalement entre deux extremums avec des montées et des descentes de pente quasi-identique au signe prêt du fait de la forme également sinusoidale du signal de modulation compte tenu de l'atténuation appliquée. La notion de chirp adiabatique n'est plus réaliste compte tenu de la dynamique de la déviation en fréquence. On remarque un décalage entre un maximum de l'intensité de l'impulsion et un maximum de chirp. Celui peut être assimilé à un déphasage de  $\pi/2$ , soit une avance temporelle de la courbe de chirp par rapport à la modulation d'amplitude du laser.

Les déviations en fréquence du chirp transitoire atteignent, pour un courant de modulation de 2,5mA, un maximum de +2,3 GHz et -2,1 GHz pour un courant de 30mA (figure IV.11). Pour des courants plus élevés ces déviations diminuent jusqu'à +1 GHz et -1,1 GHz pour un courant de 60mA (figure IV.14).

Le calcul des pentes des fronts montant et descendant du chirp transitoire permet également de quantifier l'effet du courant statique sur ces derniers car il y a bien une différence entre le front montant et descendant. L'allure du chirp est sinusoidale mais les pentes sont bien différentes.

Pentes et extremums du chirp transitoire :

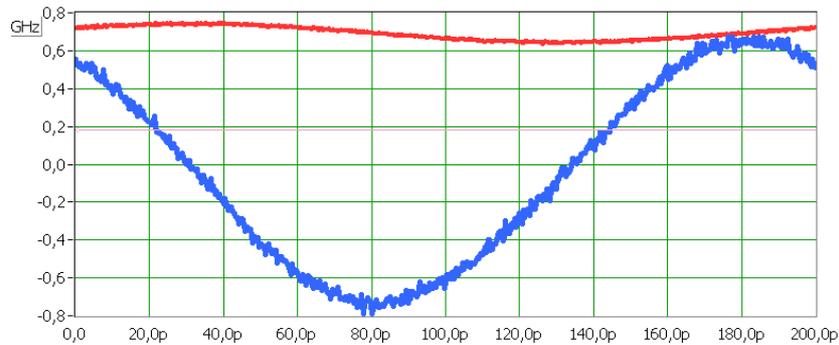
Courant I (mA)	Pente positive $p_+$ (GHz/ps)	Pente négative $p_-$ (GHz/ps)	Déviati on fréquentielle positive $\Delta f_{\max}$ (GHz)	Déviati on fréquentielle négative $\Delta f_{\min}$ (GHz)	Excursion fréquentielle $\Delta f$ (GHz)
30	$p_+ = 5,0 \cdot 10^{-5}$	$p_- = -7,0 \cdot 10^{-5}$	$\Delta f_{\max} = +2,3$	$\Delta f_{\min} = -2,1$	4,2
40	$p_+ = 4,5 \cdot 10^{-5}$	$p_- = -4,0 \cdot 10^{-5}$	$\Delta f_{\max} = +1,4$	$\Delta f_{\min} = -1,5$	2,9
50	$p_+ = 4,0 \cdot 10^{-5}$	$p_- = -4,0 \cdot 10^{-5}$	$\Delta f_{\max} = +1,4$	$\Delta f_{\min} = -1,5$	2,9
60	$p_+ = 3,0 \cdot 10^{-5}$	$p_- = -3,0 \cdot 10^{-5}$	$\Delta f_{\max} = +1,0$	$\Delta f_{\min} = -1,1$	2,1

Ces calculs mettent en évidence une dissymétrie entre transitoire montant et descendant pour un courant de 30 mA. Pour les autres courants plus élevés, les pentes des transitoires montant et descendant sont quasi-identiques.

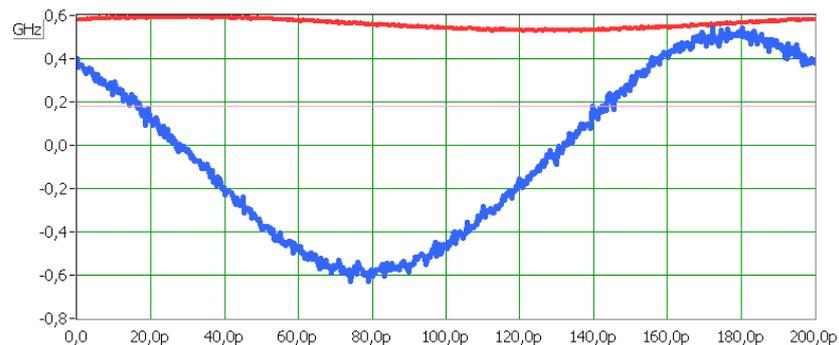
Lorsque la densité de porteurs augmente, il y a une diminution du chirp du fait de la diminution de la résonance du laser (Cf. chapitre III). Le chirp du laser est, d'après ces résultats, sensible au courant de polarisation statique. Ce qui est en accord avec la modélisation du couplage phase-amplitude explicité au chapitre II.

Dans un deuxième temps, les mesures sont reprises avec une atténuation de 26 dB sur l'entrée du laser. Par rapport à une puissance de 12 dBm correspondant à 2,5 volts crête-à-crête, le courant de modulation varie de 0,8 mA crête-à-crête.

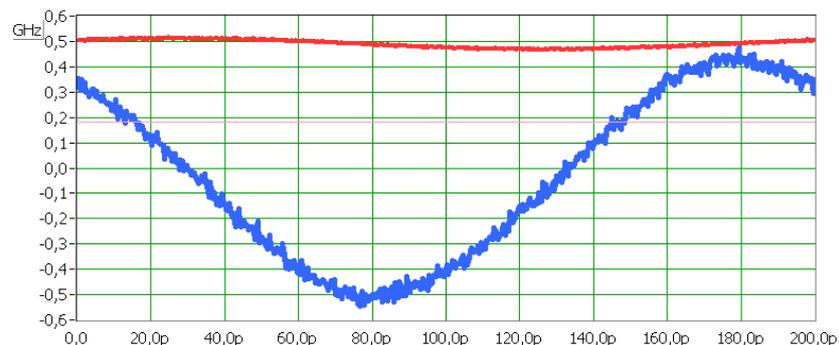
A nouveau, le calcul des pentes des fronts montant et descendant du chirp transitoire permet également de quantifier l'effet du courant statique sur ces derniers.



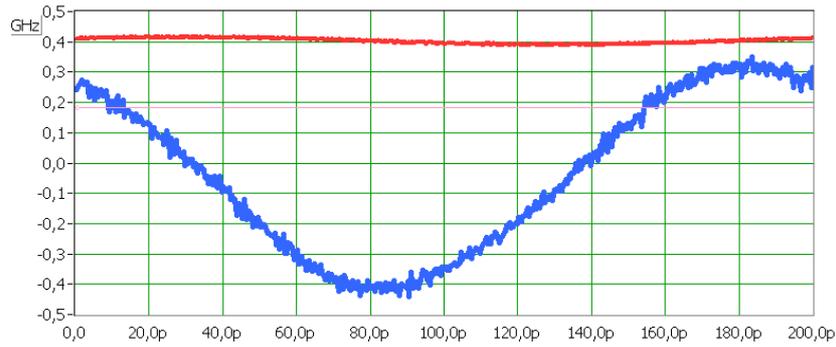
**Figure IV.15** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) pour une excursion en courant de 0,8 mA (atténuation= 26dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 30 mA.



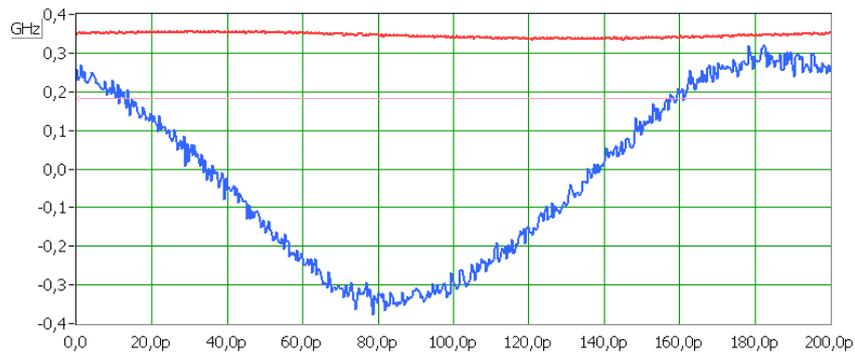
**Figure IV.16** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) pour une excursion en courant de 0,8 mA (atténuation= 26dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 35 mA.



**Figure IV.17** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) pour une excursion en courant de 0,8 mA (atténuation= 26dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA.



**Figure IV.18** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) pour une excursion en courant de 0,8 mA (atténuation= 26dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 50 mA.



**Figure IV.19** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) pour une excursion en courant de 0,8 mA (atténuation= 26dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 60 mA.

Pentes et extremums du chirp transitoire :

Courant I (mA)	Pente positive $p_+$ (GHz/ps)	Pente négative $p_-$ (GHz/ps)	Déviati on fréquentielle positive $\Delta f_{\max}$ (GHz)	Déviati on fréquentielle négative $\Delta f_{\min}$ (GHz)	Excursion fréquentielle (GHz)
30	$p_+ = 2,0 \cdot 10^{-5}$	$p_- = -2,0 \cdot 10^{-5}$	$\Delta f_{\max} = +0,65$	$\Delta f_{\min} = -0,75$	0,9
35	$p_+ = 1,75 \cdot 10^{-5}$	$p_- = -1,75 \cdot 10^{-5}$	$\Delta f_{\max} = +0,5$	$\Delta f_{\min} = -0,6$	0,9
40	$p_+ = 1,5 \cdot 10^{-5}$	$p_- = -1,25 \cdot 10^{-5}$	$\Delta f_{\max} = +0,4$	$\Delta f_{\min} = -0,5$	0,9
50	$p_+ = 1,0 \cdot 10^{-5}$	$p_- = -1,0 \cdot 10^{-5}$	$\Delta f_{\max} = +0,3$	$\Delta f_{\min} = -0,4$	0,9
60	$p_+ = 1,0 \cdot 10^{-5}$	$p_- = -1,0 \cdot 10^{-5}$	$\Delta f_{\max} = +0,28$	$\Delta f_{\min} = -0,35$	0,93

Ces résultats témoignent également de la dissymétrie des fronts montant et descendant du chirp transitoire pour un faible courant ainsi que de l'effet du niveau de courant statique injecté dans le laser. On remarque que cet effet est plus marqué pour des faibles courants car entre 30 mA et 35 mA on observe une variation de 0,15 GHz pour  $\Delta f_{\max}$  alors qu'entre 35 mA et 40 mA on observe une variation plus faible de 0,1 GHz.

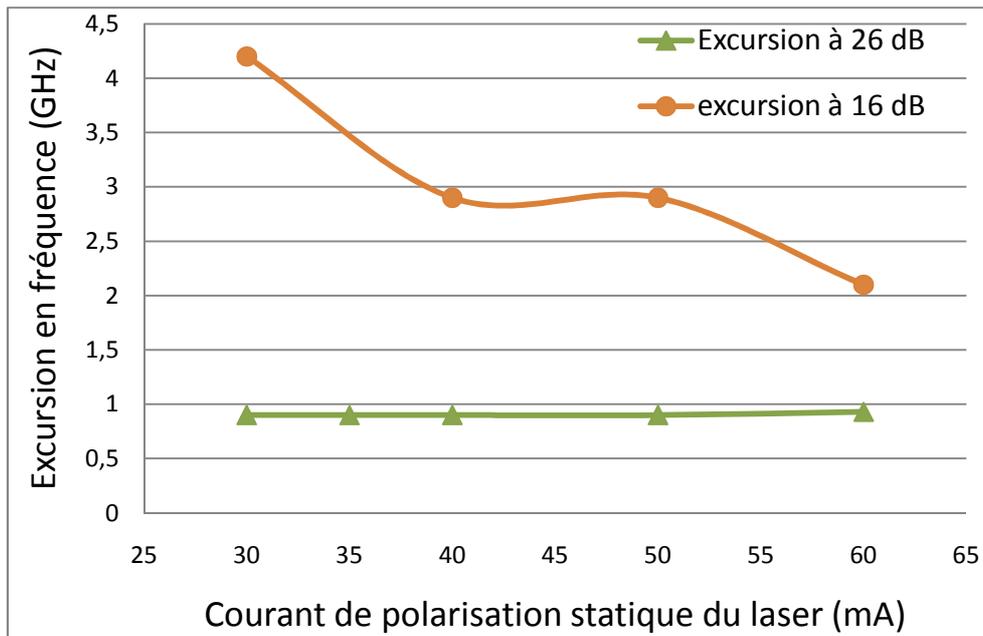


Figure IV.A Excursion en fréquence du laser pour différents courants statiques de polarisation et deux atténuations de 26 dB et 16 dB sur le signal de modulation par rapport au signal injecté dans le modulateur de 2,5 volts.

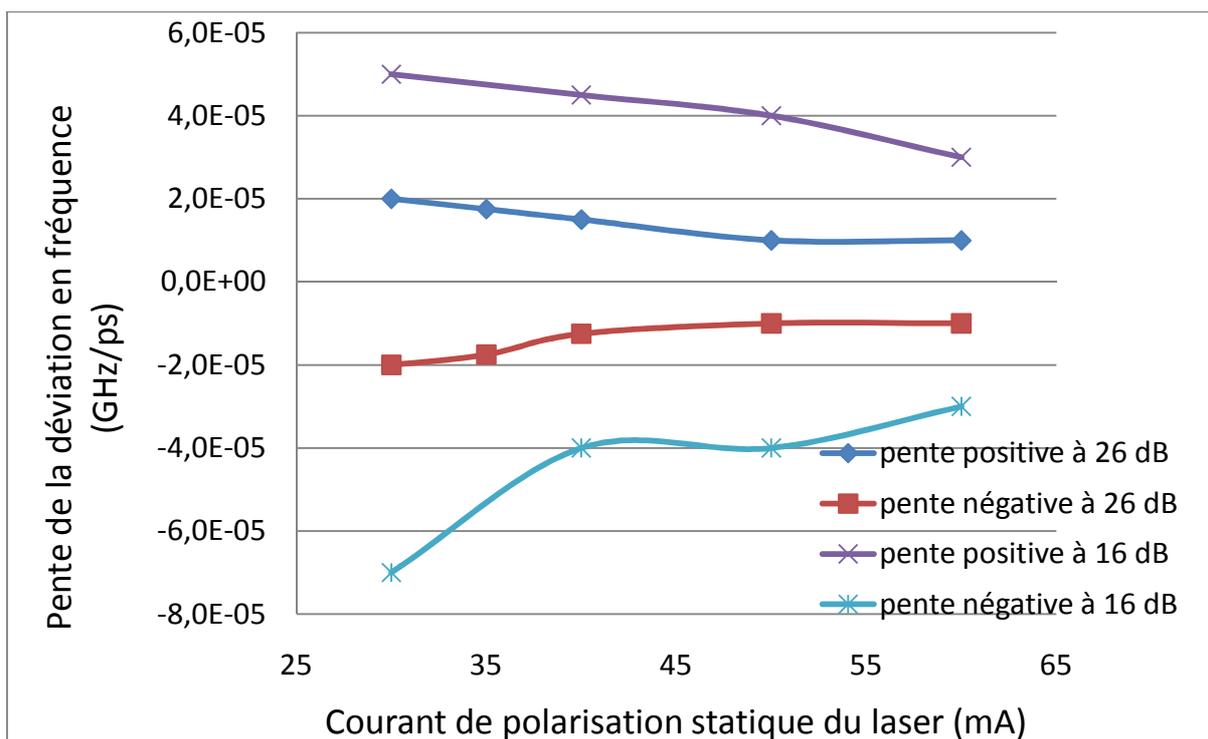


Figure IV.B Pente de la déviation en fréquence du laser pour différents courants de polarisation statique et deux atténuations de 26 dB et 16 dB sur le signal de modulation par rapport au signal injecté dans le modulateur de 2,5 volts.

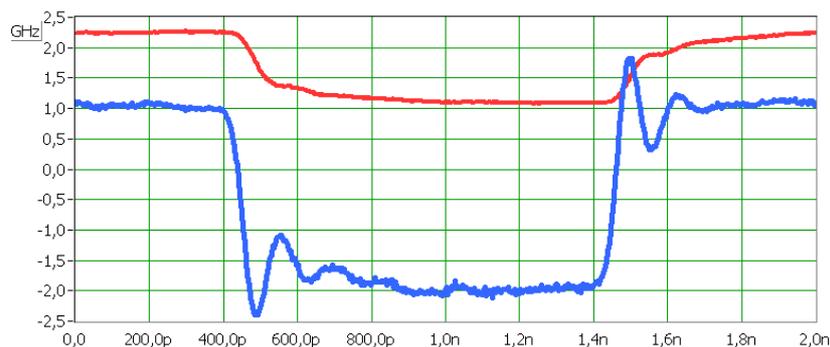
Les courbes de la figure IV.A caractérisent l'excursion en fréquence du laser pour différents courants de polarisation du laser à deux atténuations différentes du signal de modulation du laser. Lorsque le courant diminue de 60 mA à 30 mA, l'excursion fréquentielle, i.e. le chirp transitoire augmente de 2

GHz à 4 GHz. Cette réponse s'explique par le phénomène de résonance du laser qui est plus prononcé lorsque l'on se rapproche du seuil d'émission. Les courbes de la figure IV.B correspondent à la pente de la déviation en fréquence, i.e. du chirp transitoire pour les fronts montant (pente positive) et descendant (pente négative). Pour une grande atténuation (26 dB) les pentes sont quasiment constantes. On remarque cependant que les pentes ont une tendance opposées lorsque le courant varie. Le chirp transitoire du front montant (pente positive) va augmenter lorsque le courant augmente, et inversement pour le chirp transitoire descendant (pente négative). Pour une atténuation de 16 dB on retrouve le même phénomène mais cette fois beaucoup plus marqué pour la pente de chirp négative lorsque le courant augmente. La pente du chirp transitoire des fronts descendant est donc beaucoup plus corrélée avec l'excursion en fréquence dans ces conditions de mesures.

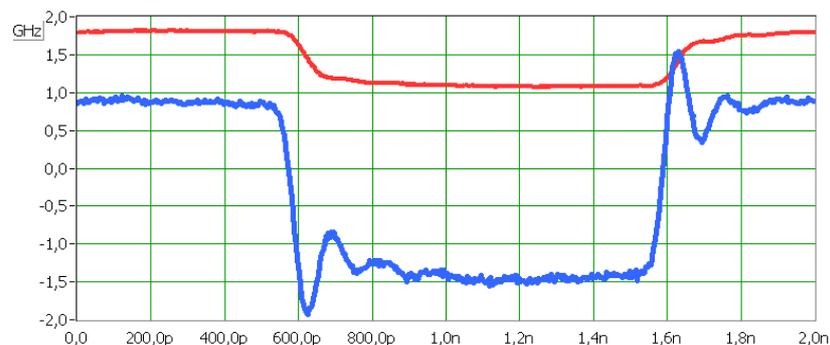
### b) Mesures de chirp à 1 Gbit/s, soit une impulsion de 1 ns

Après avoir caractérisé l'effet du courant statique sur le chirp du laser, on s'intéresse dans cette partie à séparer le chirp transitoire et adiabatique pour une modulation en créneau à des taux de répétition plus lent pour des niveaux de puissances du signal de modulation différents.

Le point de fonctionnement de l'EML a également été fixé pour l'ensemble des mesures avec un signal modulant délivré par le générateur de 2 volts crête à crête, une polarisation statique du modulateur de -1,7 volt, et un courant statique pour le laser de 40 mA. Le signal modulant le laser a été atténué de 10dB à 30 dB par rapport au signal modulant délivré (2 volts crête-à-crête en sortie du générateur).



**Figure IV.20** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s pour une excursion en courant de 10 mA (atténuation= 10dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA.



**Figure IV. 21** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s pour une

excursion en courant de 6 mA (atténuation= 12dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA.

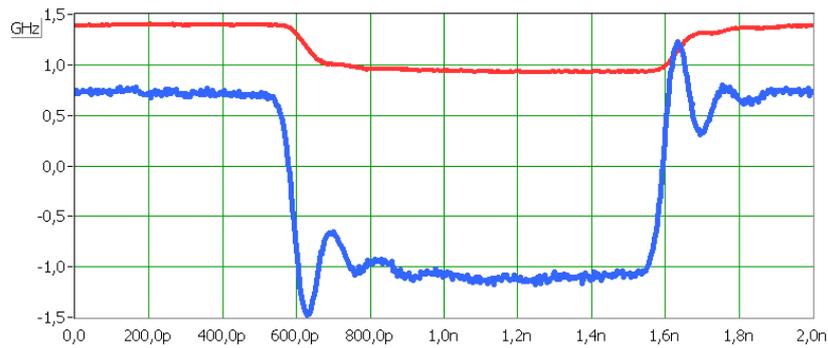


Figure IV. 22 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s pour une excursion en courant de 4 mA (atténuation= 14dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA.

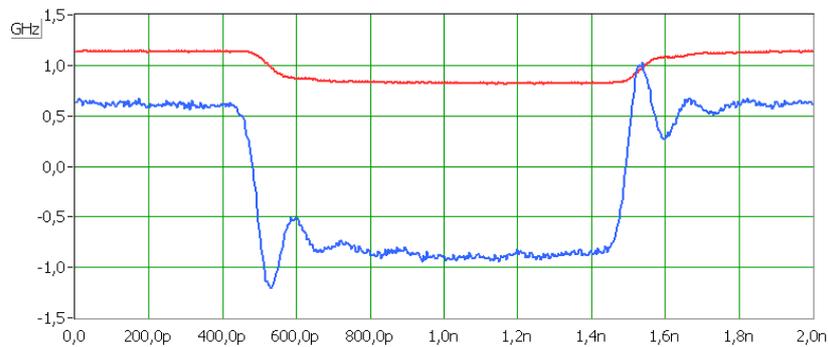


Figure IV. 23 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s pour une excursion en courant de 2,5 mA (atténuation= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA.

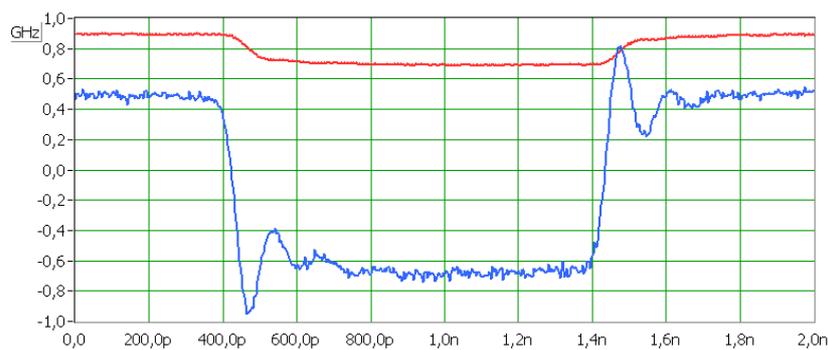
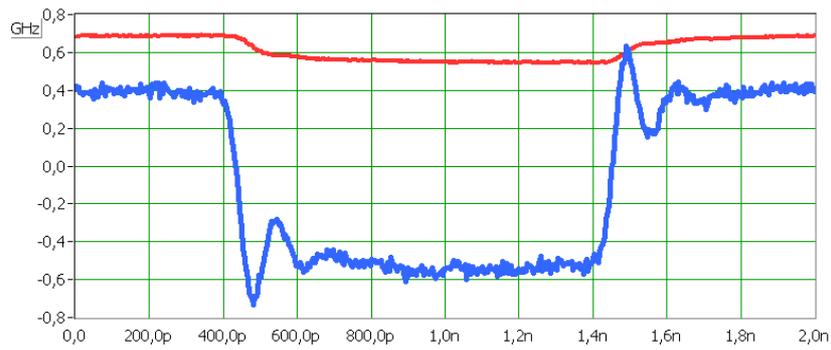
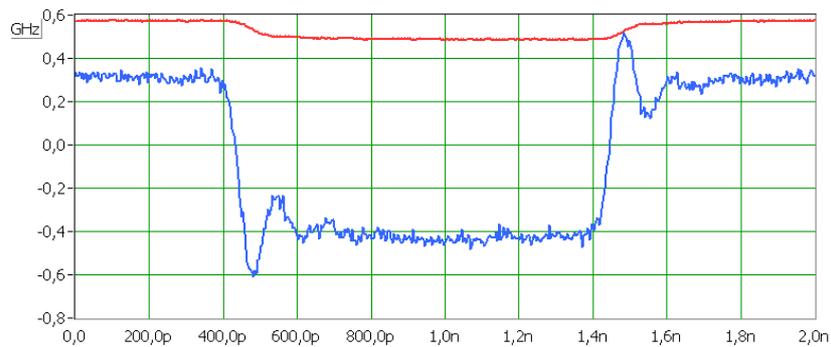


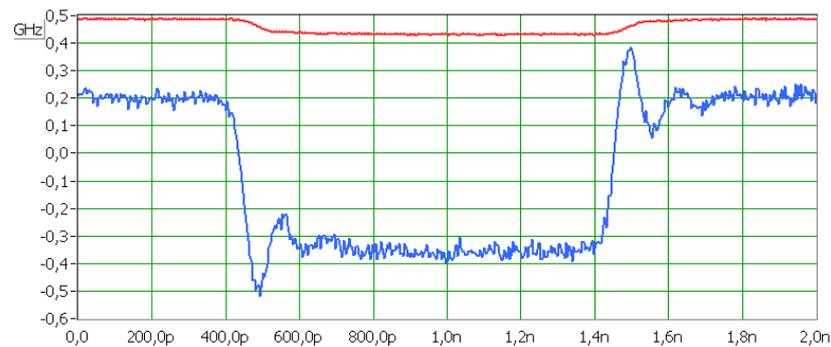
Figure IV. 24 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s pour une excursion en courant de 1,5 mA (atténuation= 18dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA.



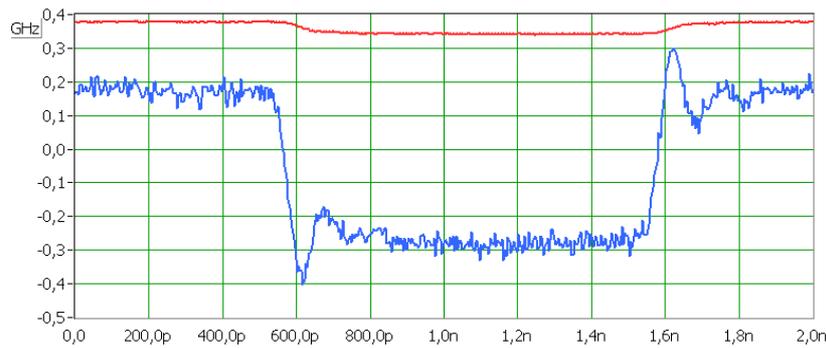
**Figure IV. 25** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s pour une excursion en courant de 1,3 mA (atténuation= 20dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA.



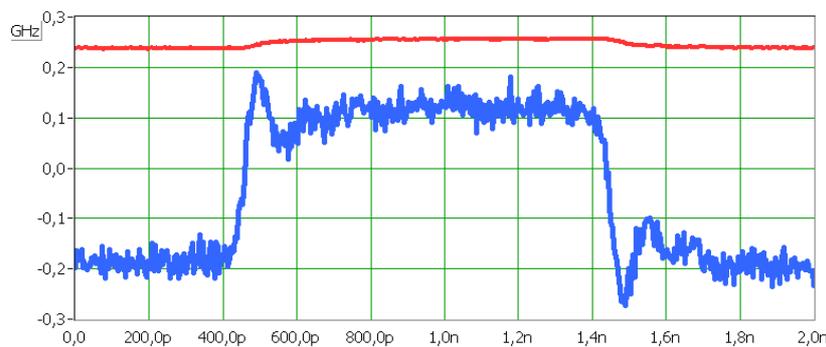
**Figure IV. 26** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s pour une excursion en courant de 1,1 mA (atténuation= 22dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA.



**Figure IV. 27** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s pour une excursion en courant de 0,9 mA (atténuation= 24dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA.



**Figure IV. 28** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s pour une excursion en courant de 0,8 mA (atténuation= 26dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA.



**Figure IV. 29** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s pour une excursion en courant de 0,2 mA (atténuation= 30dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA.

D'après ces courbes le chirp adiabatique pour le 1 (niveau de haute amplitude) et le 0 (niveau de basse amplitude) peut être quantifié pour chaque atténuation imposée sur le signal ou bien pour chaque courant de modulation. De même, le temps de retour à un état stable après le début des fronts montant et descendant de l'impulsion sont quantifiable et de l'ordre de 400 ps soit 4 temps bits à 10 Gbit/s.

Chirp adiabatique entre les niveaux 1 et 0 :

Atténuation de 10 dB

$$\Delta f_1 = +1,0 \text{ GHz} ; \Delta f_0 = -2,0 \text{ GHz} ; \Delta f = 3 \text{ GHz}$$

Atténuation de 12 dB

$$\Delta f_1 = +0,9 \text{ GHz} ; \Delta f_0 = -1,5 \text{ GHz} ; \Delta f = 2,4 \text{ GHz}$$

Atténuation de 14 dB

$$\Delta f_1 = +0,7 \text{ GHz} ; \Delta f_0 = -1,1 \text{ GHz} ; \Delta f = 1,8 \text{ GHz}$$

Atténuation de 16 dB

$$\Delta f_1 = +0,6 \text{ GHz} ; \Delta f_0 = -0,9 \text{ GHz} ; \Delta f = 1,5 \text{ GHz}$$

Atténuation de 18 dB

$\Delta f_1 = +0,5 \text{ GHz}$  ;  $\Delta f_0 = -0,75 \text{ GHz}$  ;  $\Delta f = 1,25 \text{ GHz}$

Atténuation de 20 dB

$\Delta f_1 = +0,4 \text{ GHz}$  ;  $\Delta f_0 = -0,65 \text{ GHz}$  ;  $\Delta f = 1,05 \text{ GHz}$

Atténuation de 22 dB

$\Delta f_1 = +0,3 \text{ GHz}$  ;  $\Delta f_0 = -0,4 \text{ GHz}$  ;  $\Delta f = 0,7 \text{ GHz}$

Atténuation de 24 dB

$\Delta f_1 = +0,2 \text{ GHz}$  ;  $\Delta f_0 = -0,35 \text{ GHz}$  ;  $\Delta f = 0,55 \text{ GHz}$

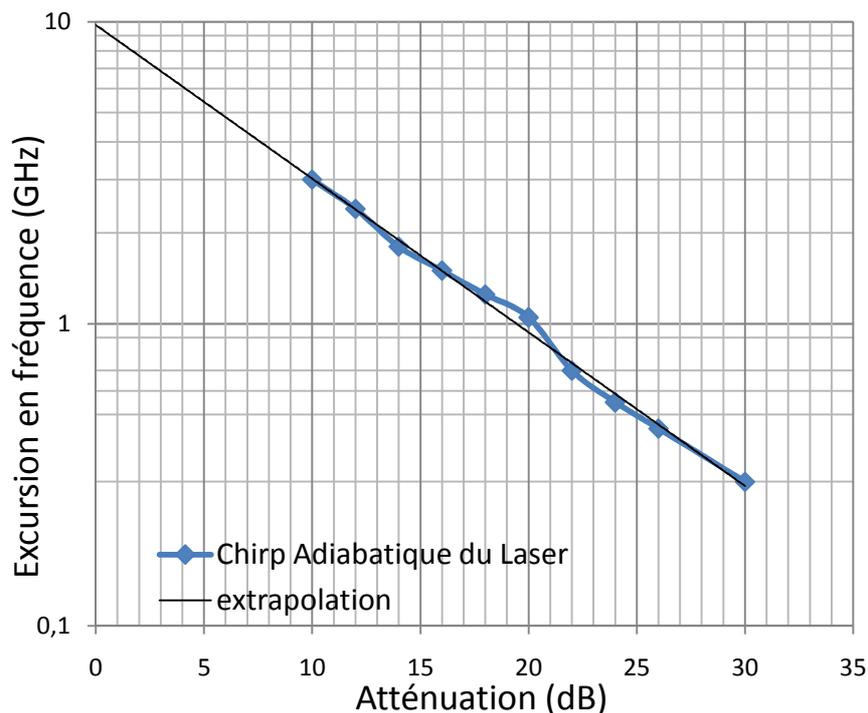
Atténuation de 26 dB

$\Delta f_1 = +0,17 \text{ GHz}$  ;  $\Delta f_0 = -0,29 \text{ GHz}$  ;  $\Delta f = 0,45 \text{ GHz}$

Atténuation de 30 dB

$\Delta f_1 = +0,1 \text{ GHz}$  ;  $\Delta f_0 = -0,2 \text{ GHz}$  ;  $\Delta f = 0,3 \text{ GHz}$

La variation de l'intensité du signal de modulation à 1 Gbit/s montre bien une diminution du chirp adiabatique en fonction de l'atténuation appliquée sur le signal de modulation. On remarque également que la déviation fréquentielle paraît plus importante pour les 0 que pour les 1 si l'on prend pour référence l'origine de l'axe vertical de la courbe de chirp. Il faut garder tout de même une réserve à cet artefact de mesure car cette différence doit être due à un décalage de calibration.



**Figure IV.C** Variation du chirp adiabatique du laser polarisé à 40 mA en échelle logarithmique, en fonction de l'atténuation du signal en son entrée (carrés). Droite extrapolée pour des atténuations faibles (droite).

L'élément important de cette caractérisation est l'excursion en fréquence qui est tracée sur la figure IV.C en fonction de l'atténuation du signal de modulation. On remarque que la réponse est linéaire (carrés) en échelle logarithmique et diminue avec une augmentation de l'atténuation. En extrapolant cette courbe, on obtient une excursion en fréquence proche de 10 GHz lorsque le signal modulant le

laser est égal au signal modulant le modulateur, i.e. ici 2,5 volts d'excursion fournis par le générateur. Ces résultats peuvent être reliés à ceux du chirp transitoire du laser qui augmente également lorsque le courant de polarisation du laser diminue.

## 2.7. Chirp grand-signal de l'EML sous modulation duale du laser et du modulateur

Les caractérisations du chirp pour le laser et le modulateur ayant été établie séparément, le but est dans cette partie de déterminer le chirp de l'EML dans un fonctionnement simultanée des deux fonctions.

L'utilisation du déphasage relatif entre les signaux de modulation du laser et du modulateur permettra d'évaluer l'incidence d'une modulation décalée ou désynchronisée entre les deux fonctions. De même, l'atténuateur électrique en amont du laser permettra de quantifier l'effet du niveau d'intensité du signal modulant le laser.

### a) Mesures de chirp à 10 Gbit/s

Comme cela a été expliqué à la partie 2.1 de ce chapitre, la mesure de chirp grand-signal demande le respect d'un protocole de réglage et de calibration pour chaque mesure. Ceci ne permet pas de faire une série continue de mesure. De plus le réglage des paramètres fixant le déphasage et l'atténuation doit être effectué manuellement pour chaque mesure. L'utilisation du banc de mesure étant limitée dans le temps, seuls certains déphasages et atténuation ont été testés. Pour l'atténuation, on retrouve celles utilisées pour la caractérisation du laser seul, et pour le déphasage  $\phi_{DEML}$  on utilise un retard par pas de 1/4 de temps bit, soit 25 ps.

Certains paramètres fixant le point de fonctionnement du laser et du modulateur ont été fixés également pour l'ensemble des mesures, soit une tension de polarisation statique du modulateur de -1,75 volt et une amplitude de 2,5 volts pour le signal modulant délivré par le générateur.

Les courbes sont présentées sous forme d'annexe.

## ANNEXE 1

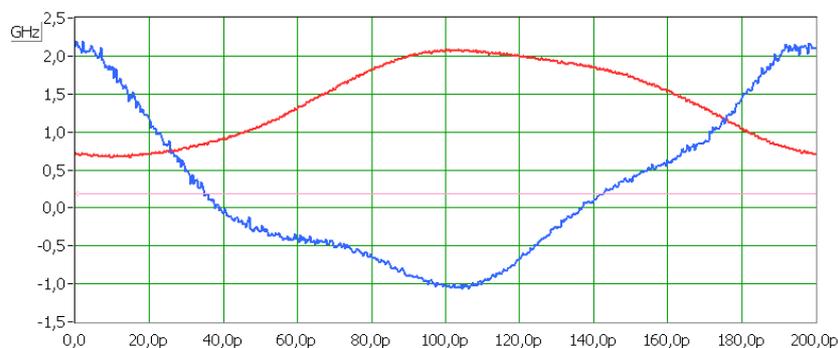
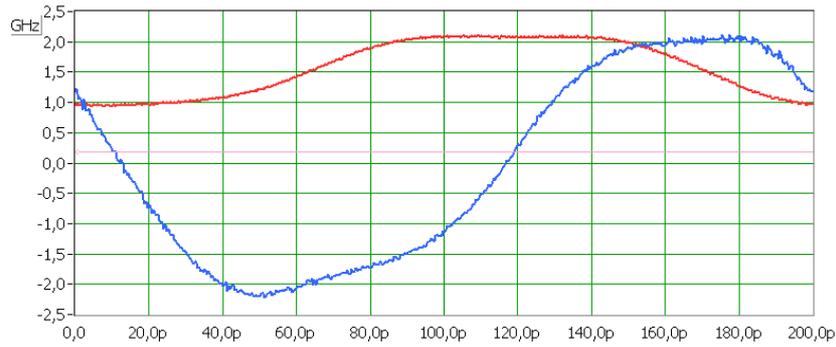
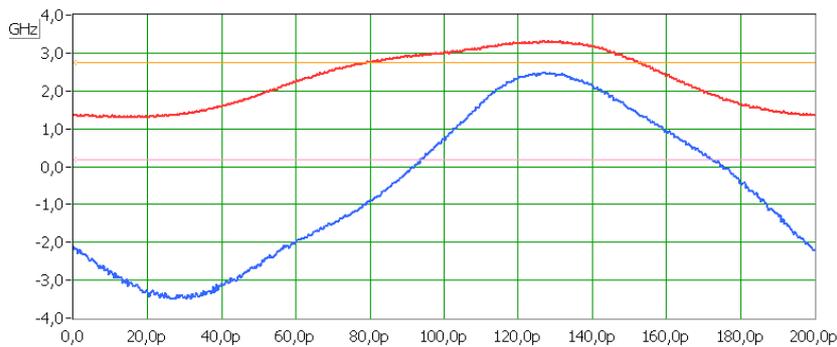


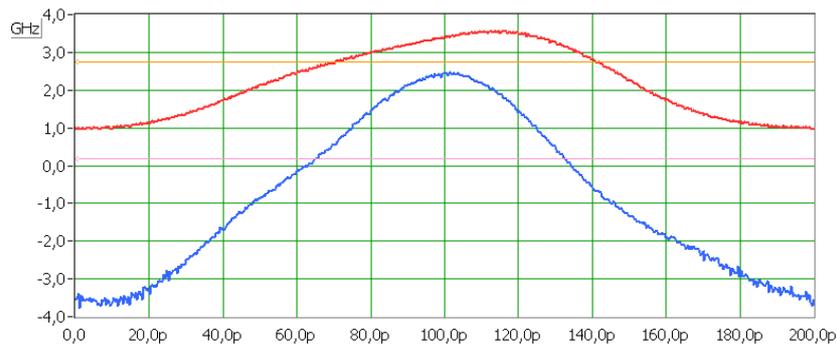
Figure IV. 30 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/ $V_{mod}$  = 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 30 mA,  $\phi_{DEML}=0ps$ .



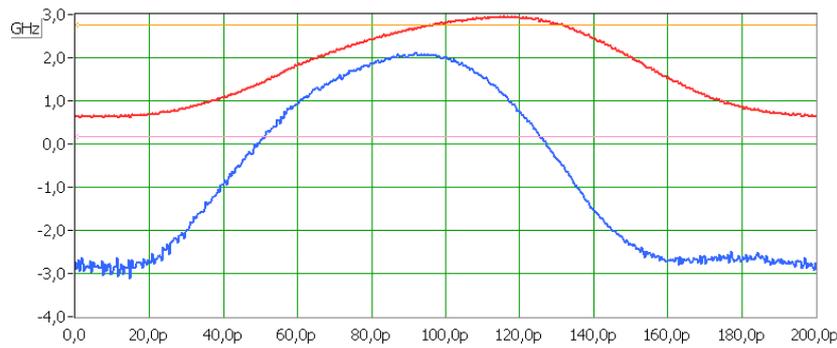
**Figure IV. 31** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 30 mA,  $\phi_{DEML}=25ps$ .



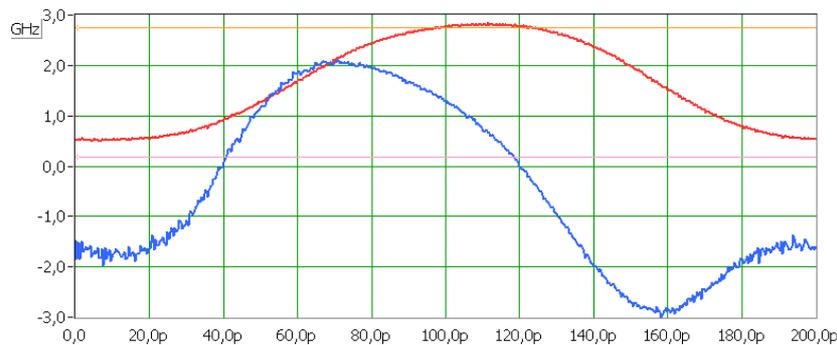
**Figure IV. 32** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 30 mA,  $\phi_{DEML}=50ps$ .



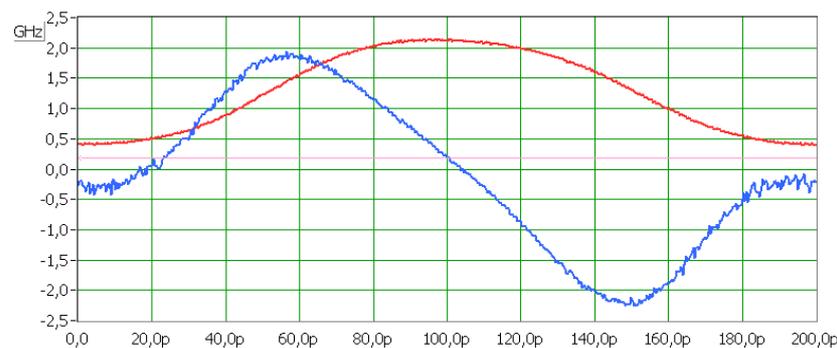
**Figure IV. 33** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 30 mA,  $\phi_{DEML}=75ps$ .



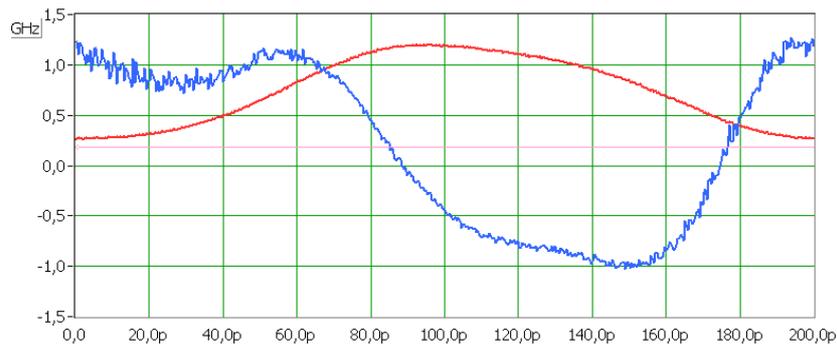
**Figure IV. 34** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 30 mA,  $\phi_{DEML}=100ps$ .



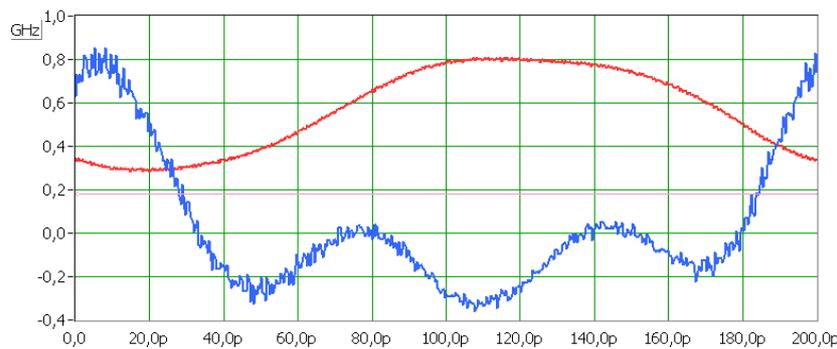
**Figure IV. 35** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 30 mA,  $\phi_{DEML}=125ps$ .



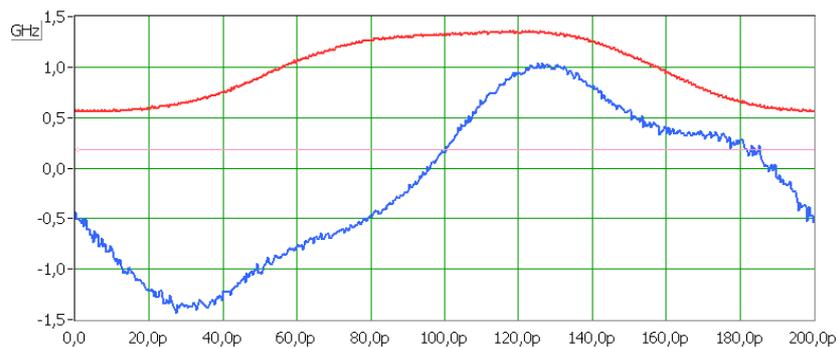
**Figure IV. 36** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 30 mA,  $\phi_{DEML}=150ps$ .



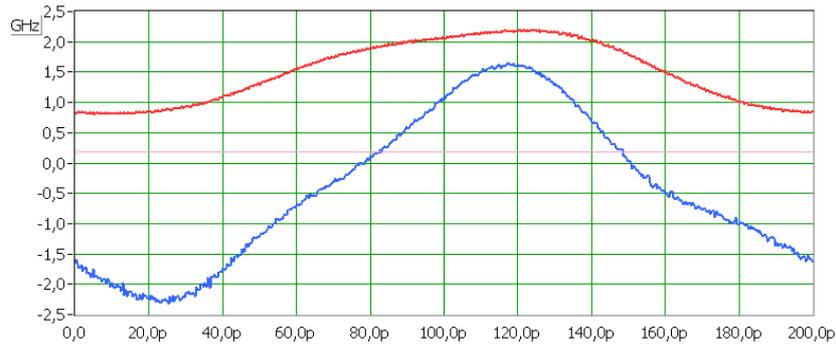
**Figure IV. 37** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s pour une excursion en courant de 0,1 mA (atténuation= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 30 mA,  $\phi_{DEML}=175ps$ .



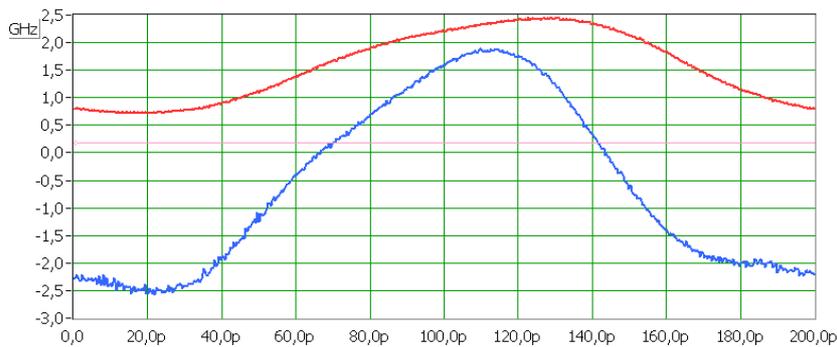
**Figure IV. 38** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=0ps$ .



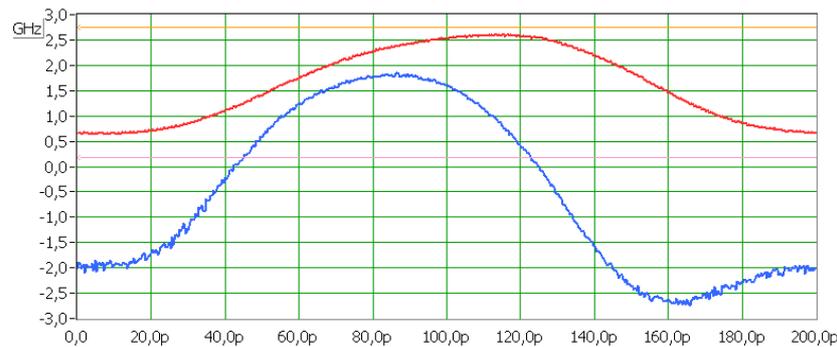
**Figure IV. 39** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=25ps$ .



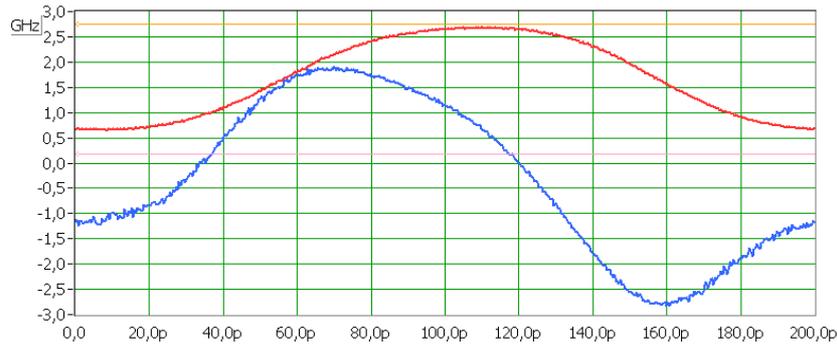
**Figure IV. 40** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=50ps$ .



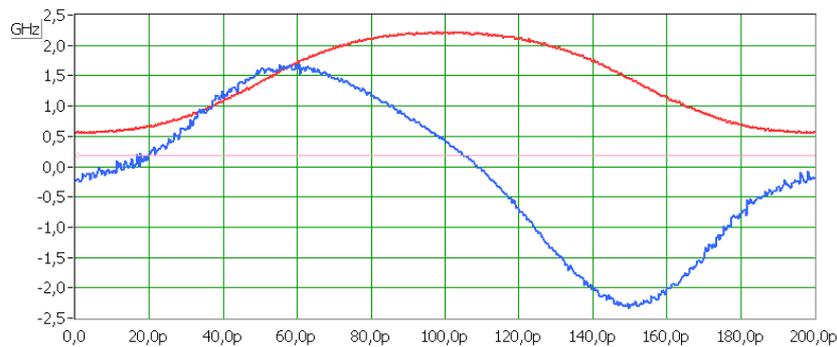
**Figure IV. 41** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=75ps$ .



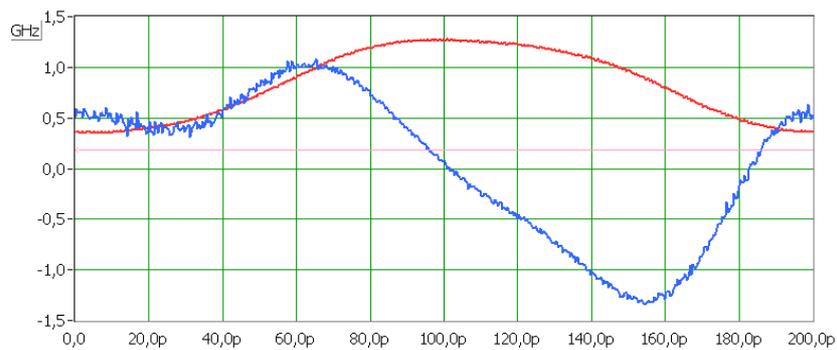
**Figure IV. 42** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=100ps$ .



**Figure IV. 43** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{\text{DEML}}=125\text{ps}$ .



**Figure IV. 44** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{\text{DEML}}=150\text{ps}$ .



**Figure IV. 45** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{\text{DEML}}=175\text{ps}$ .

Les courbes suivantes ont été réalisées avec une atténuation de 26 dB. L'effet étant très faible, seulement quelques exemples seront exposés.

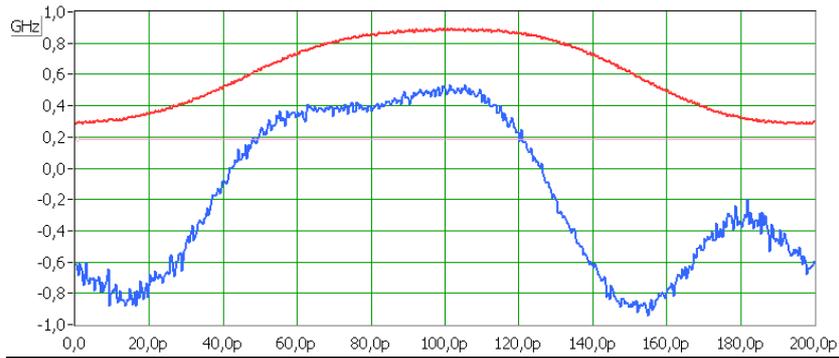


Figure IV. 46 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 26dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=0ps$ .

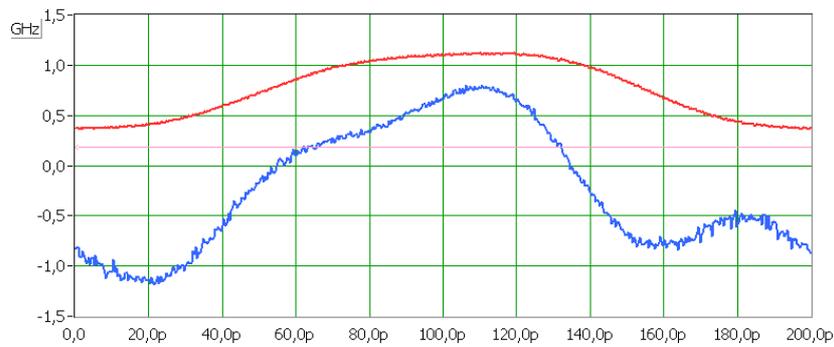


Figure IV. 47 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 26dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=25ps$ .

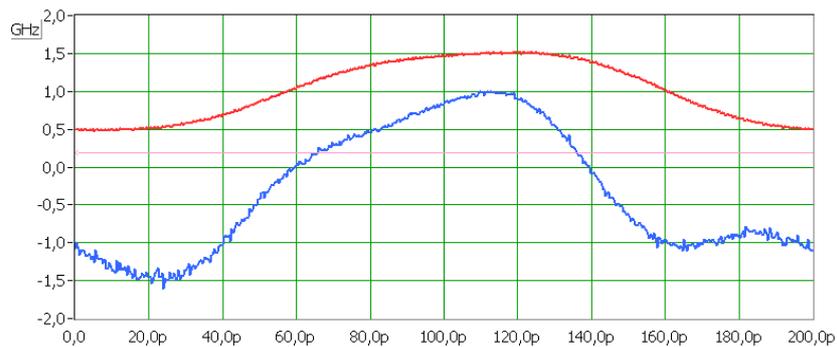
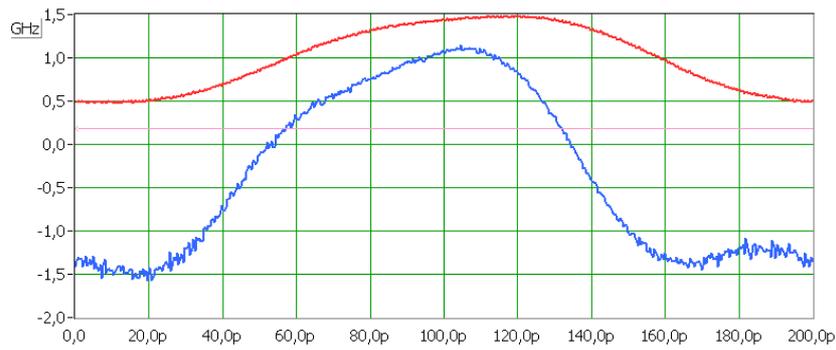
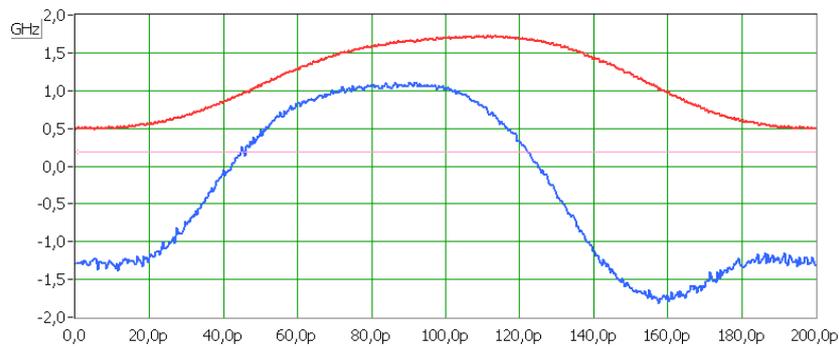


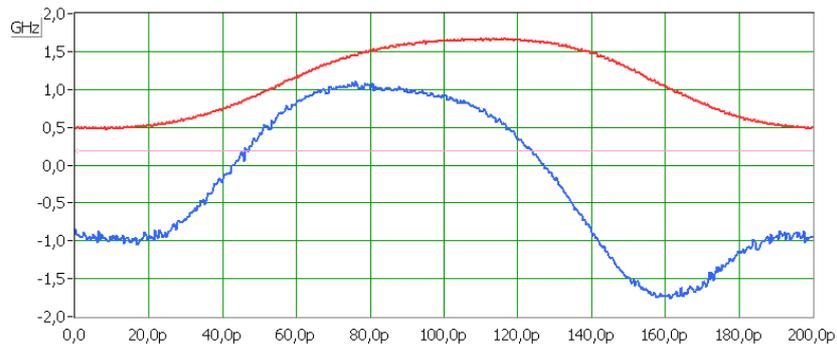
Figure IV. 48 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 26dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=50ps$ .



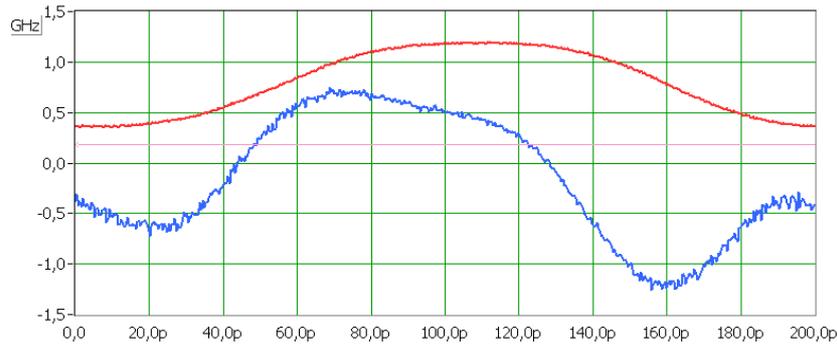
**Figure IV. 49** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 26dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=75ps$ .



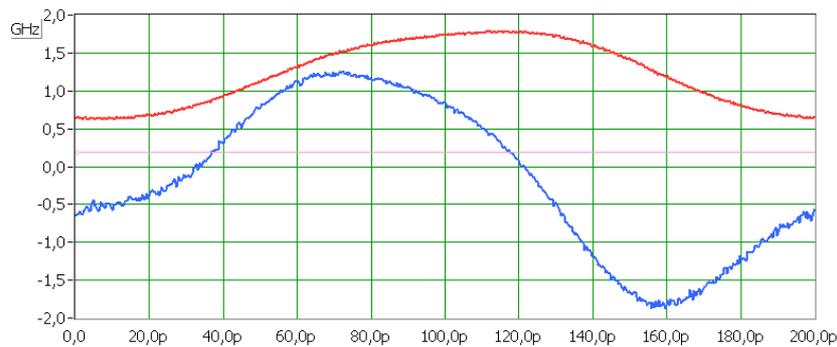
**Figure IV. 50** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 26dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=100ps$ .



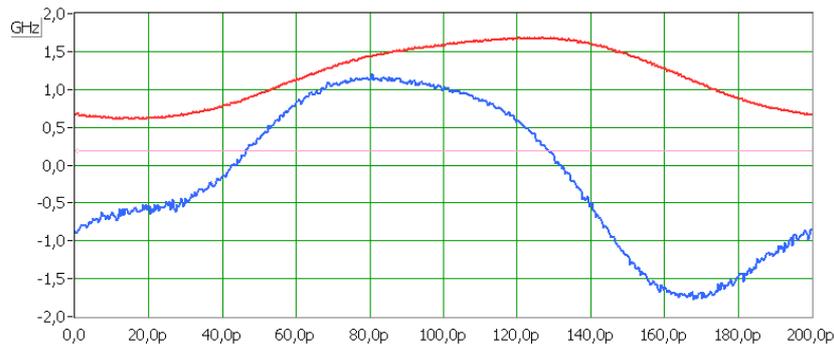
**Figure IV. 51** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 26dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=125ps$ .



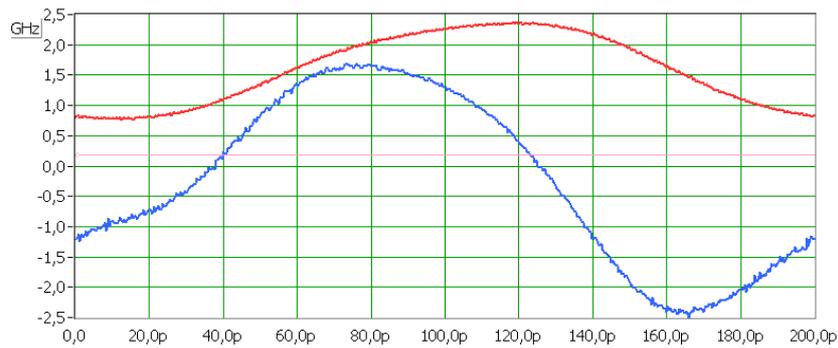
**Figure IV.** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 26dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=175ps$ .



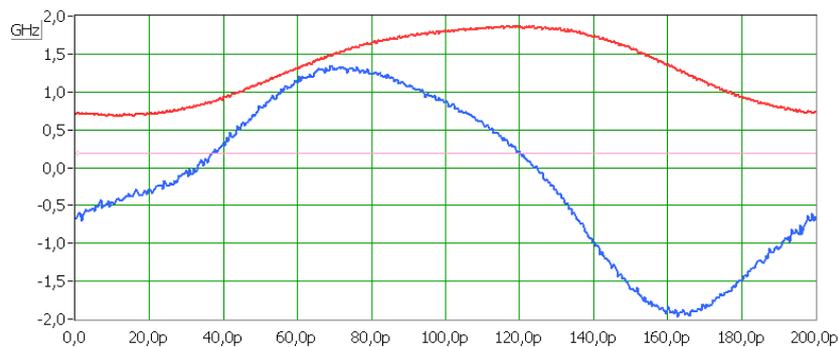
**Figure IV.** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 26dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 60 mA,  $\phi_{DEML}=0ps$ .



**Figure IV. 52** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 26dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 60 mA,  $\phi_{DEML}=25ps$ .



**Figure IV. 53** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 26dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 60 mA,  $\phi_{DEML}=100ps$ .



**Figure IV. 54** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 26dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 60 mA,  $\phi_{DEML}=180ps$ .

Pour une atténuation de 16 dB, un chirp constant est observé pendant le niveau haut de l'impulsion (1) lorsque le décalage temporel est nul, i.e. lorsque les signaux modulant chaque fonction sont opposés. Ce phénomène est illustré sur la figure IV.30 pour un courant de 30 mA et sur la figure IV.38 pour un courant de 40 mA.

Les courbes de chirp pour 40 mA et 60 mA montrent qu'une atténuation de 26 dB est trop importante pour changer le chirp du modulateur car le chirp du laser étant faible, le chirp du signal émis par l'EML est équivalent au chirp du modulateur seul.

### **b) Mesures de chirp à 1 Gbit/s**

Les courbes de mesures présentées ci-dessous ont été réalisées avec une amplitude de 2 volts crête à crête pour le signal modulant délivré par le générateur et une tension statique de polarisation du modulateur de -1,7volt.

Le courant statique est fixé à 40 mA pour l'ensemble des mesures.

Les résultats sont également présentés sous forme d'annexe.

## ANNEXE 2

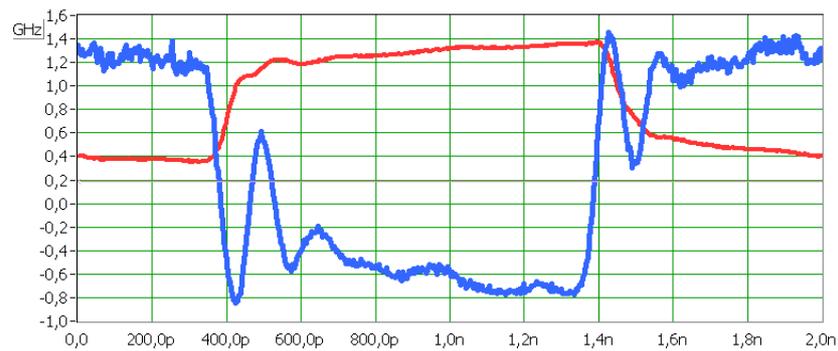


Figure IV. 55 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= = 10dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{\text{DEML}}=0\text{ps}$ .

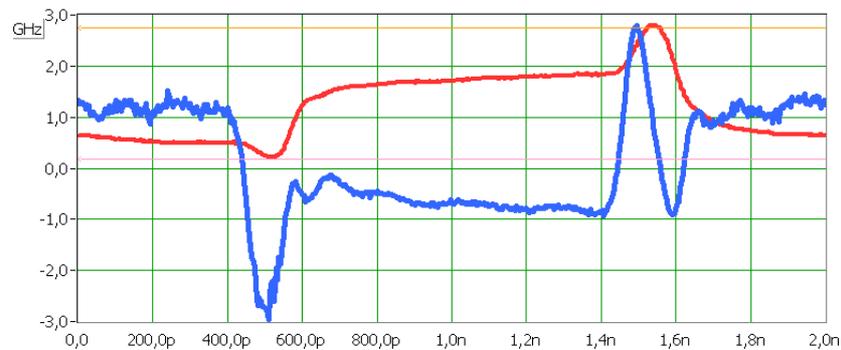


Figure IV. 56 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 10dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{\text{DEML}}=100\text{ps}$ .

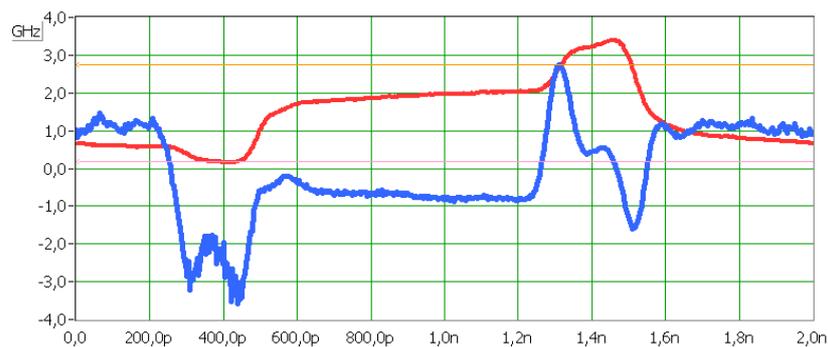
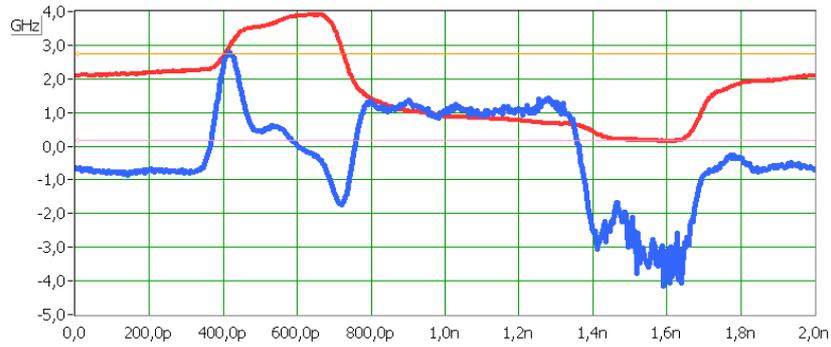
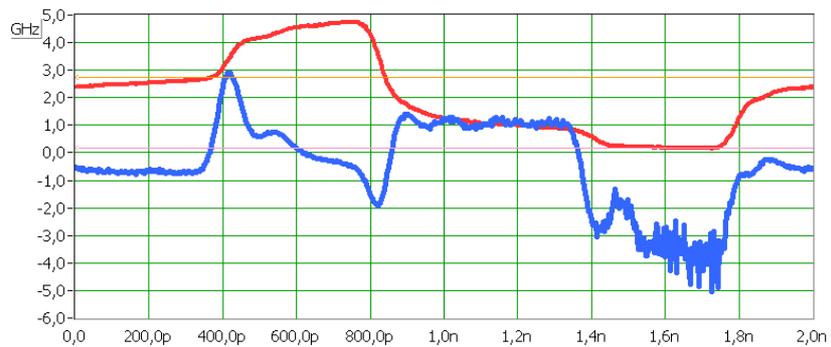


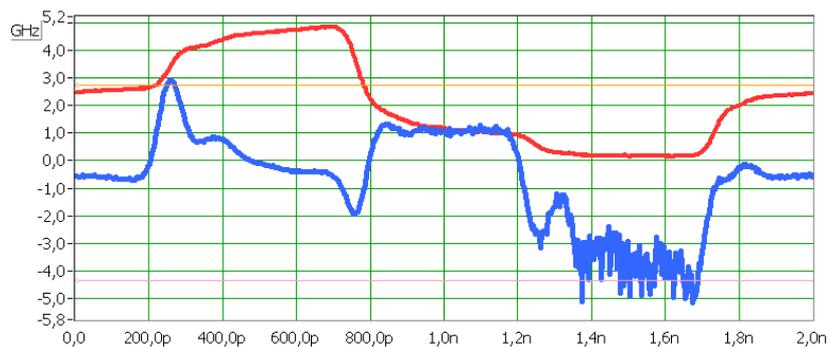
Figure IV. 57 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= = 10dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{\text{DEML}}=200\text{ps}$ .



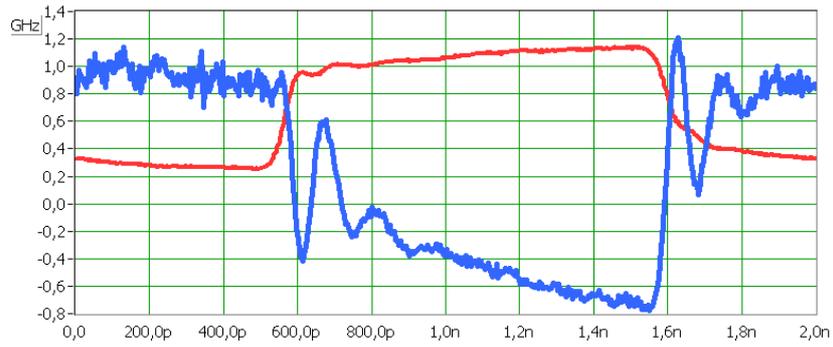
**Figure IV. 58** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 10dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=300ps$ .



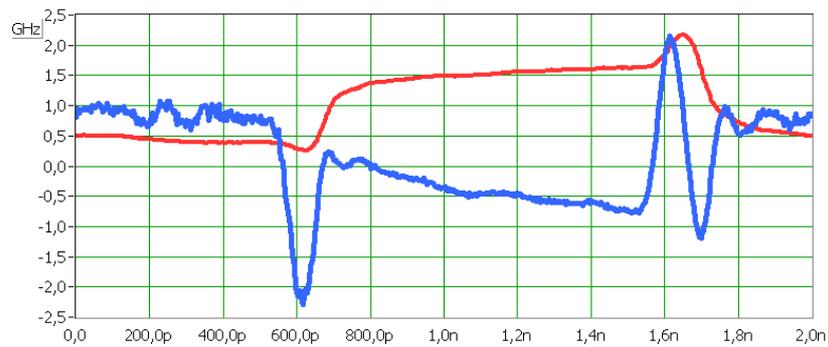
**Figure IV. 59** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 10dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=400ps$ .



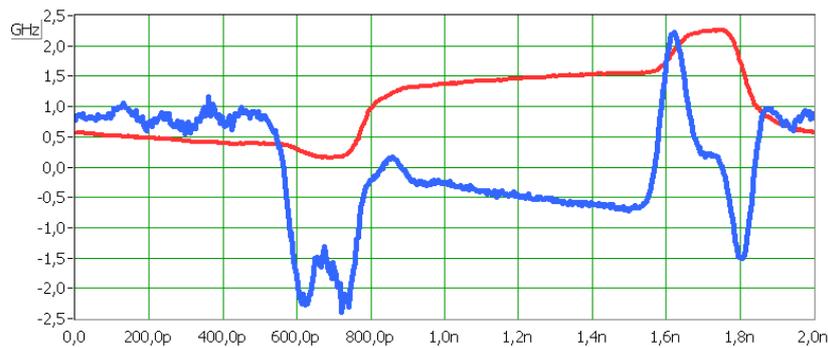
**Figure IV. 60** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 10dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=500ps$ .



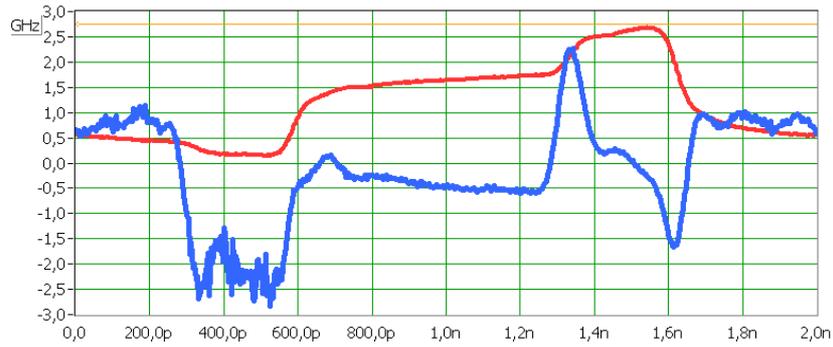
**Figure IV. 61** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 12dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=0ps$ .



**Figure IV. 62** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 12dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=100ps$ .

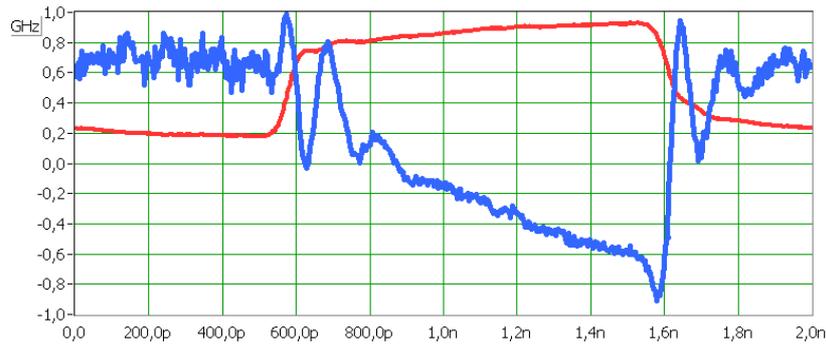


**Figure IV. 63** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 12dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=200ps$ .

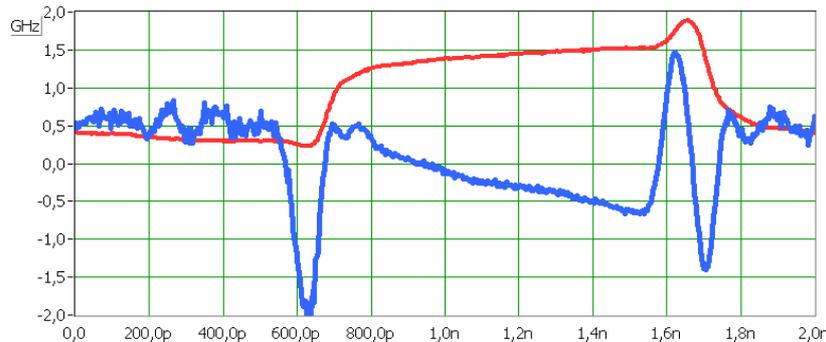


**Figure IV. 64** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 12dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=300ps$ .

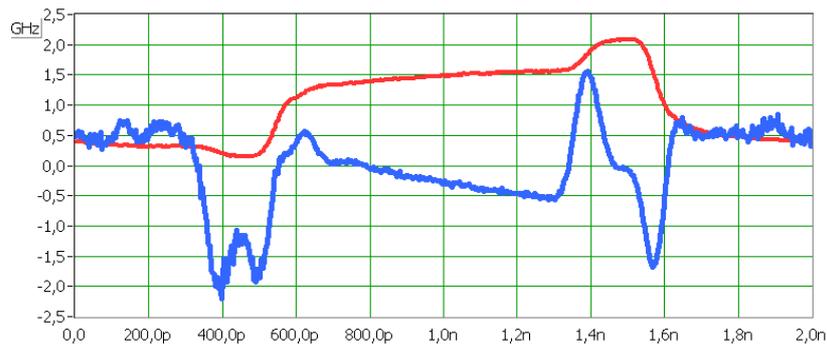
Ces courbes montrent que l'on obtient un chirp adiabatique presque constant avec une faible pente lorsque les impulsions ne sont pas déphasées et aussi lorsque le décalage temporel est de 100 ps et 200 ps. Au-delà de ce décalage le chirp transitoire du laser provoque un pic de déviation de plus de +2 GHz, de plus l'impulsion est dégradée du fait de la superposition d'une partie du 1 du laser avec la fin du 1 du modulateur (figure IV.65-66).



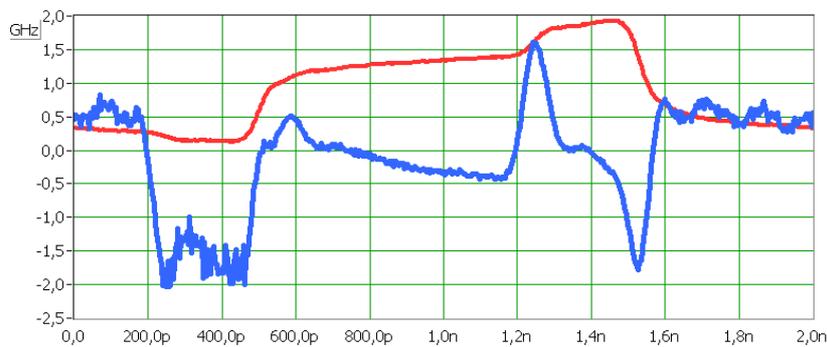
**Figure IV. 65** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 14dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=0ps$ .



**Figure IV. 66** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 14dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=100ps$ .

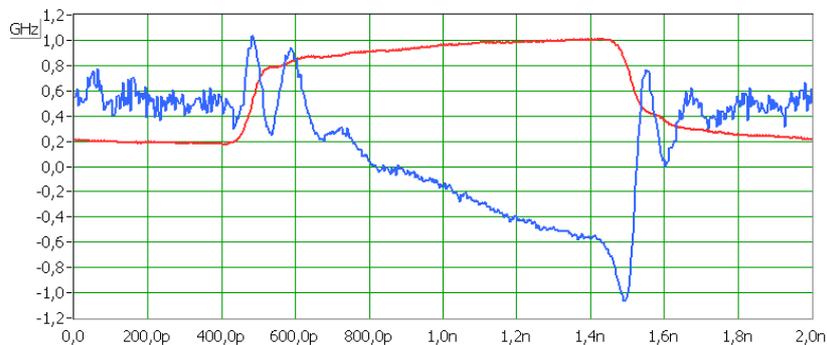


**Figure IV. 67** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 14dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=20ps$ .

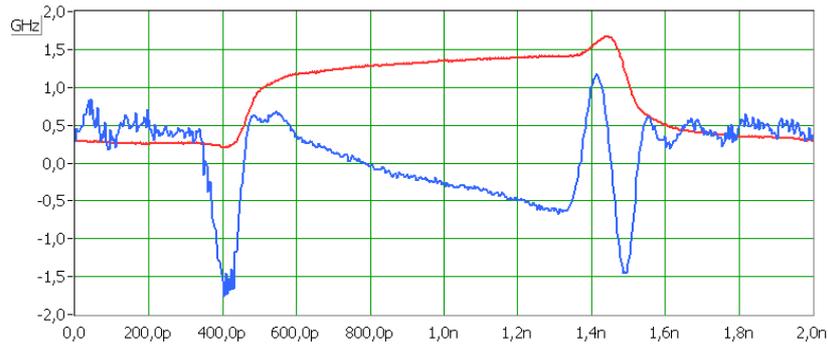


**Figure IV. 68** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 14dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=30ps$ .

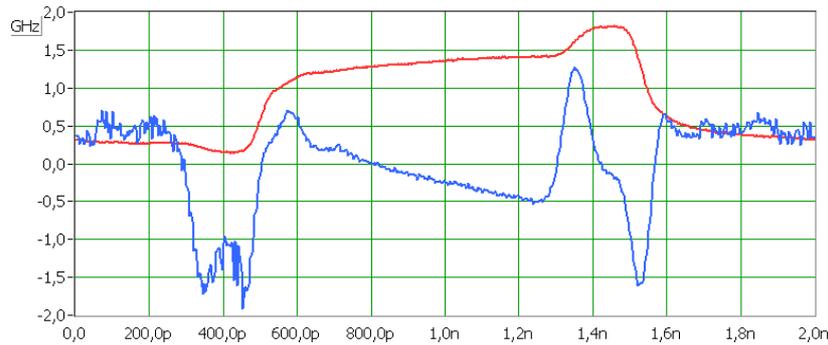
D'après ces courbes, on distingue une augmentation de la pente du chirp dans la région centrale de l'impulsion, qui n'est alors plus adiabatique pour une atténuation de 16 dB par rapport à une atténuation de 10dB et 12dB. Ce qui est en accord avec les mesures réalisées sur le laser seul où le chirp adiabatique diminuait également lorsque le signal modulant le laser était plus atténué.



**Figure IV. 69** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=0ps$ .

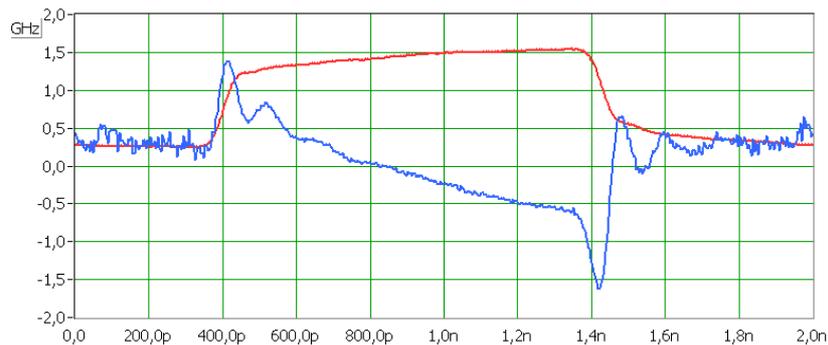


**Figure IV. 70** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=100ps$ .

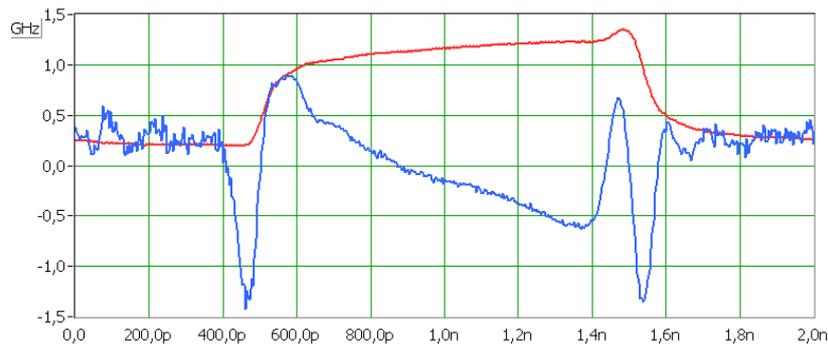


**Figure IV. 71** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=200ps$ .

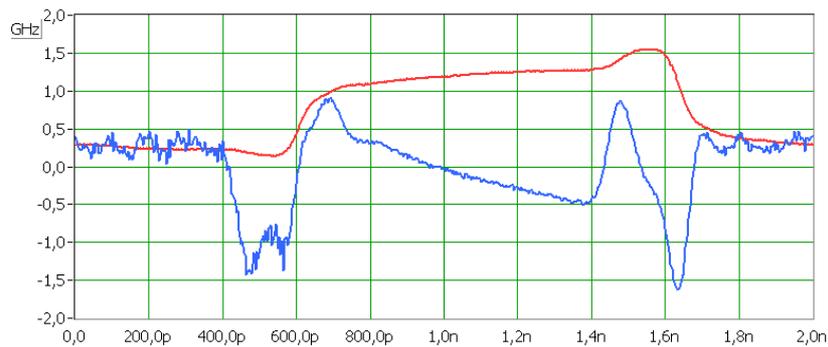
On peut appliquer pour les prochaines courbes, les mêmes remarques faites pour une atténuation de 14dB.



**Figure IV. 72** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 18dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{DEML}=0ps$ .



**Figure IV. 73** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 18dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{\text{DEML}}=100\text{ps}$ .



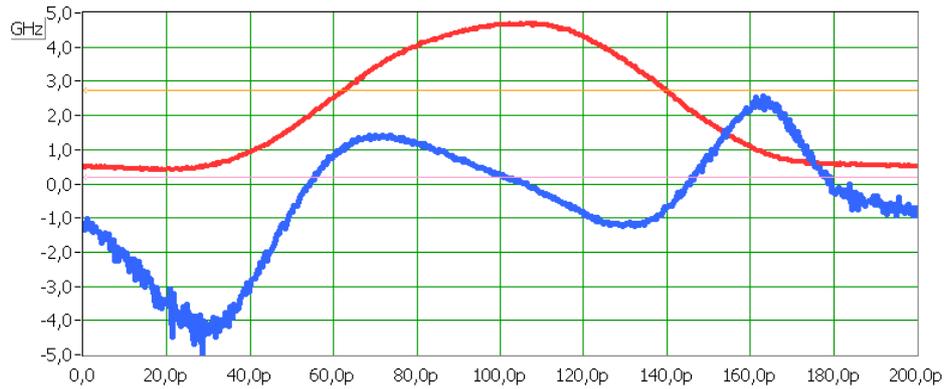
**Figure IV. 74** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 18dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA,  $\phi_{\text{DEML}}=200\text{ps}$ .

Lorsque l'atténuation du signal modulant le laser est très élevée, ici de 30 dB, le chirp adiabatique du signal émis par l'EML correspond au chirp du modulateur lorsque le laser n'est pas modulé.

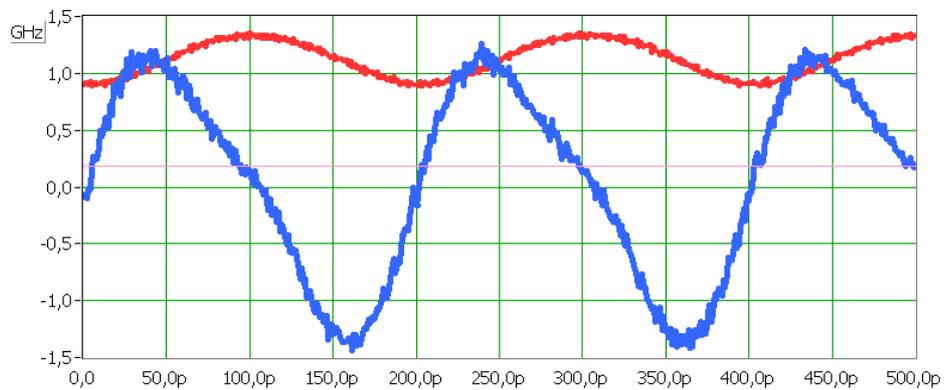
## 2.8. Modulation duale optimale de l'EML à 10 Gbit/s

L'analyse ayant été effectuée sur chaque fonction séparément, puis sur un fonctionnement conjoint des deux fonctions de l'EML, l'objectif ici est d'utiliser le point de fonctionnement statique et dynamique du composant le plus adéquat pour une transmission sur fibre optique dépassant les limites fixées par la dispersion chromatique lorsque seul le modulateur est modulé.

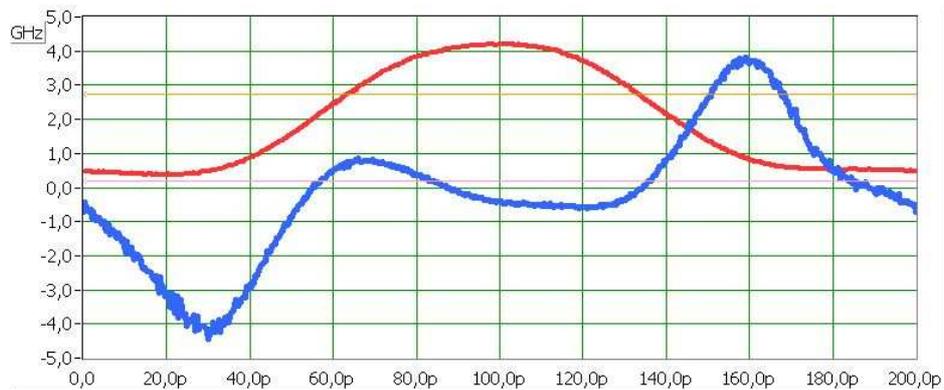
Pour cela, les courbes de mesures de chirp, correspondant à une modulation du laser ayant permis de transmettre un signal sur 113 Km sans compensation de dispersion (voir partie 3 de ce chapitre), sont présentés.



**Figure IV. 75 0%** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s pour une excursion en tension de 2 volts autour d'une tension de polarisation statique du modulateur -2,5 volts et un courant statique pour le laser de 50 mA.



**Figure IV. 76** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 10dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 50 mA.



**Figure IV. 77** Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 10dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 50 mA,  $\phi_{DEML}=0ps$ .

La courbe de la figure IV.77 permet de voir l'effet de la modulation du laser qui aplanie la courbe de chirp en comparaison de la courbe de chirp de la figure IV.75 où le modulateur seul est modulé et où le chirp adiabatique a clairement une pente décroissante. Ces résultats ont été présentés à la conférence OFC 2009 au cours d'une session orale [111].

Ces résultats de mesure permettent de mettre en évidence la contribution du laser et du modulateur au chirp de l'EML sous modulation duale. On remarque sur la figure IV.77 que le chirp est pratiquement constant pendant la région centrale de l'impulsion. L'excursion en fréquence qui était de 2,5 GHz a été diminuée à 0,8 GHz. Ceci permet au signal d'être moins dégradé par l'effet de dispersion chromatique lors de la propagation.

On peut envisager également une incrémentation de cet effet lorsque l'on augmente la puissance du signal injecté sur le laser puisque l'excursion en fréquence du laser dépend de la puissance du signal d'excitation. En faisant varier le courant on peut également incrémenter cet effet et compenser la dispersion chromatique des fibres car la pente du chirp sera positive comme celle du chirp du laser seul et donc opposée à la pente de chirp dû à la dispersion. Les expériences en transmission, réalisées sur des longueurs de fibre variables ont été réalisées sur ce principe d'optimisation.

### 3. Transmissions expérimentales NRZ à 10 Gbit/s du D-EML

#### 3.1. Protocole expérimental des mesures de BER en transmissions

En parallèle des installations de transmissions optiques à 10 Gbit/s dont dispose notre laboratoire à Telecom ParisTech, des mesures de BER ont été pratiquées sur différentes plateformes en fonction des disponibilités de matériel d'une part, et pour exploiter certaines particularités telles que la longueur de fibre et le chirp grand signal au III-V Lab, et le haut débit 40 Gbit/s sur PRISM à Supelec.

Notre plateforme de transmission (figure IV.78) comprend un générateur PRBS de signaux NRZ alimentant les deux entrées hyperfréquence du composant avec des séquences  $2^n-1$  ( $n = [7 ; 31]$ ). L'ajustement temporel pour inverser les données entre le laser et le modulateur (en configuration *Data/Data*, ou push-pull) est obtenu grâce à une ligne à retard variable électrique comme cela a été fait pour la caractérisation du chirp grand-signal vu dans la partie précédente (voir figure IV.1). La ligne de transmission est constituée de fibres optiques standard SMF terminées par un récepteur optique 10Gb/s à récupération d'horloge à 9.95328 GHz. Le laser et le modulateur sont polarisés à différents courant et tension de polarisations statiques. La température du dispositif est contrôlée à 25°C. L'équilibre en puissance entre les deux modulations est obtenu en associant deux atténuateurs variables évoluant par pas de 1 dB et 10 dB respectivement comme cela a été vu dans la partie précédente 2.3. Le diagramme de l'œil est optimisé dans un premier temps en modulant l'électro-absorbant du modulateur seul directement par le signal délivré par le générateur ou par un amplificateur hyperfréquence délivrant une tension pouvant atteindre 3 volts d'excursion. Les résultats de taux d'erreur (BER) sont obtenus en fonction de la puissance optique reçue ajustée à l'aide d'un atténuateur optique variable précédant un EDFA et dégradant l'OSNR. Les filtres optiques d'émission et de réception utilisés sont ajustables en longueur d'onde avec une largeur spectrale assez élevée pour transmettre le signal utile dans la bande C et filtrer le bruit d'ASE issu des amplificateurs EDFA.

En ce qui concerne les mesures effectuées au 3-5 Lab et sur PRISM, le montage est équivalent hormis le récepteur optique qui est sensiblement différent. Il est donc nécessaire de caractériser le récepteur optique afin de connaître et de s'affranchir de l'impact de l'OSNR sur la mesure de taux d'erreurs binaires. Pour cela il suffit de procéder à des mesures de BER pour différents OSNR mesurés à l'analyseur de spectre optique grâce au coupleur placé après le préamplificateur optique comme cela est schématisé sur la figure IV.98. L'atténuateur placé en amont de l'EDFA permet de dégrader l'OSNR.

Le deuxième atténuateur permet de contrôler la puissance moyenne reçue par la photodiode. On considère un filtre de résolution de 0,1 nm pour la mesure du signal et du bruit.

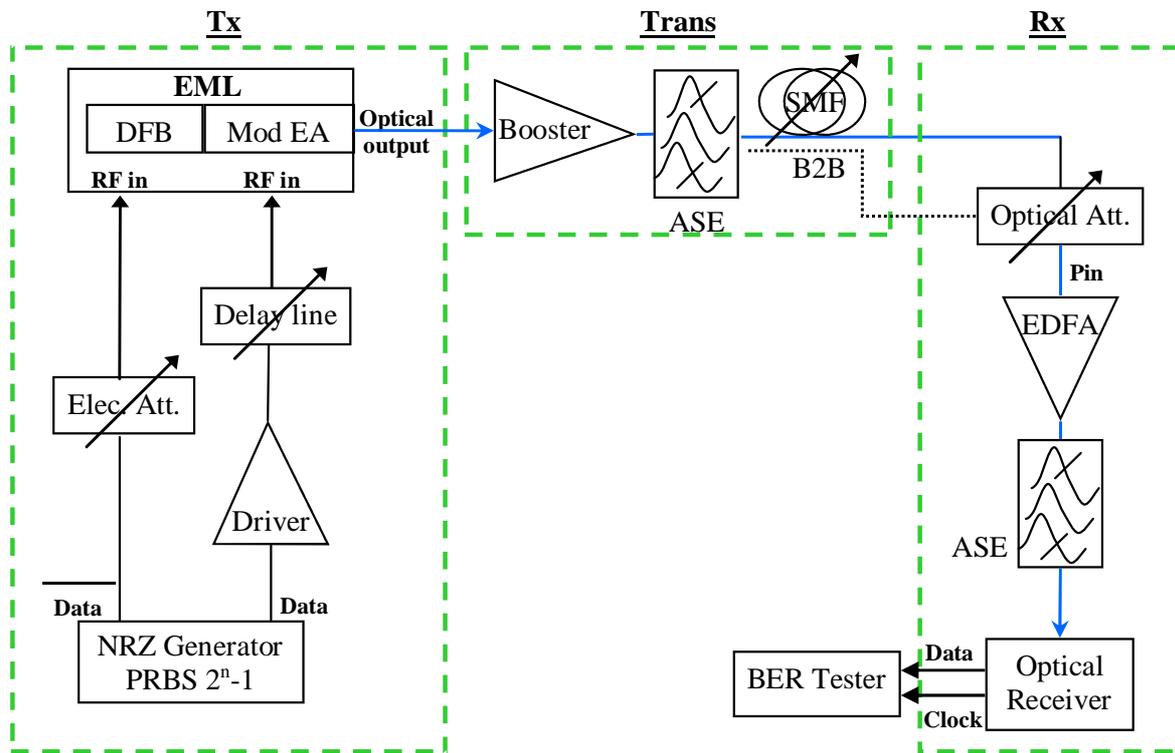


Figure IV.78 Synoptique des transmissions expérimentales du d-EML à 10 Gbit/s

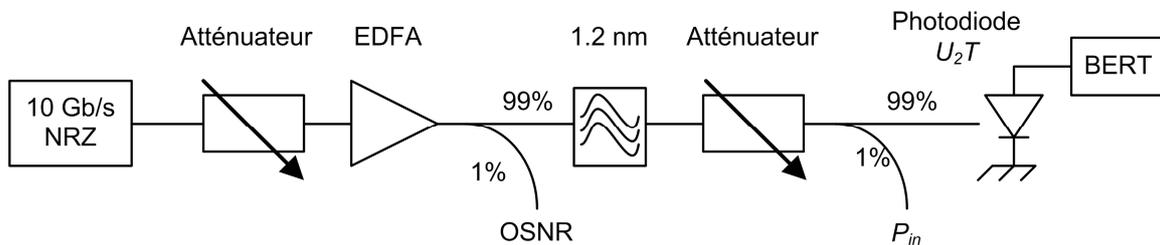


Figure IV.79 Schéma du principe de mesure de la sensibilité à l'OSNR d'une photodiode

Les mesures effectuées sur la photodiode de marque U2t au laboratoire d'optoélectronique (PRISM) de l'école Supélec sont présentées sur la figure IV.80 [50]. On remarque que le fait d'injecter un signal à OSNR élevé ( $OSNR > 28$  dB) a pour effet un BER qui tend vers 0 pour des puissances reçues par la photodiode de -4 dBm. Le récepteur se trouve alors en limite de bruit thermique. Dans ces conditions de fonctionnement du récepteur, une origine optique de la dégradation ne peut être mise en évidence. En analysant maintenant les courbes d'OSNR faible ( $OSNR < 28$  dB), on remarque l'apparition d'un plancher d'erreurs autour de -2 dBm et 0 dBm de puissance reçue sur la photodiode. Ceci permet de se placer dans un domaine de fonctionnement correspondant à la limite de bruit optique. En effet, pour des niveaux de puissances supérieures la photodiode dégrade intrinsèquement la mesure de BER.

Différents récepteurs optiques ont été utilisés au cours des mesures de BER associées à la modulation duale. Les premières mesures effectuées sur la plateforme 10 Gbit/s de notre laboratoire ont été effectuées avec un récepteur conçu à Alcatel-Lucent car la récupération d'horloge de notre plateforme

était hors service. Ce récepteur avait déjà été caractérisé pour évaluer l'impact de l'OSNR et de la puissance reçue avec une puissance optimale spécifiée en dessous de 0 dBm.

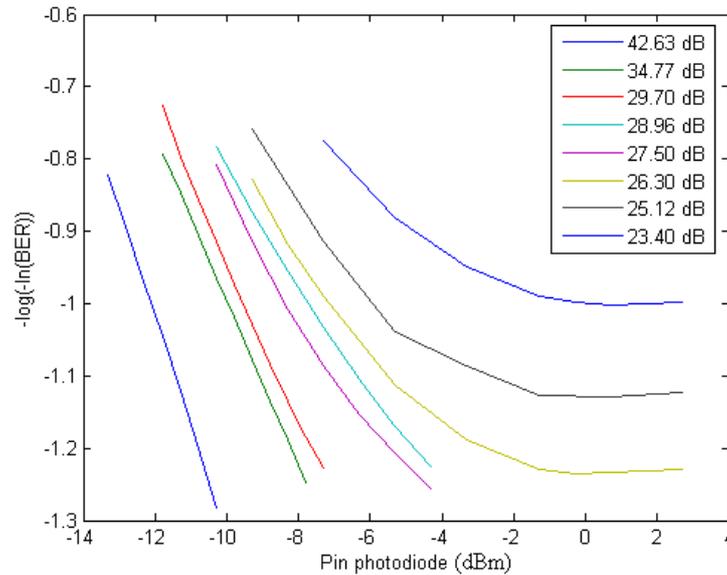


Figure IV. 80 Caractérisation de la sensibilité à l'OSNR de la photodiode U2t (XPRV-2021) à 10 Gbit/s

En ce qui concerne les mesures de BER effectuées au III-V Lab, le récepteur optique utilisé présente également une sensibilité à l'OSNR dont la caractérisation est illustrée sur la figure IV.81. Ce récepteur présente un début de plancher d'erreurs à partir de -8 dBm pour un OSNR de 19 dB en entrée. Son utilisation sera alors limitée par le bruit d'ASE à partir de cette puissance.

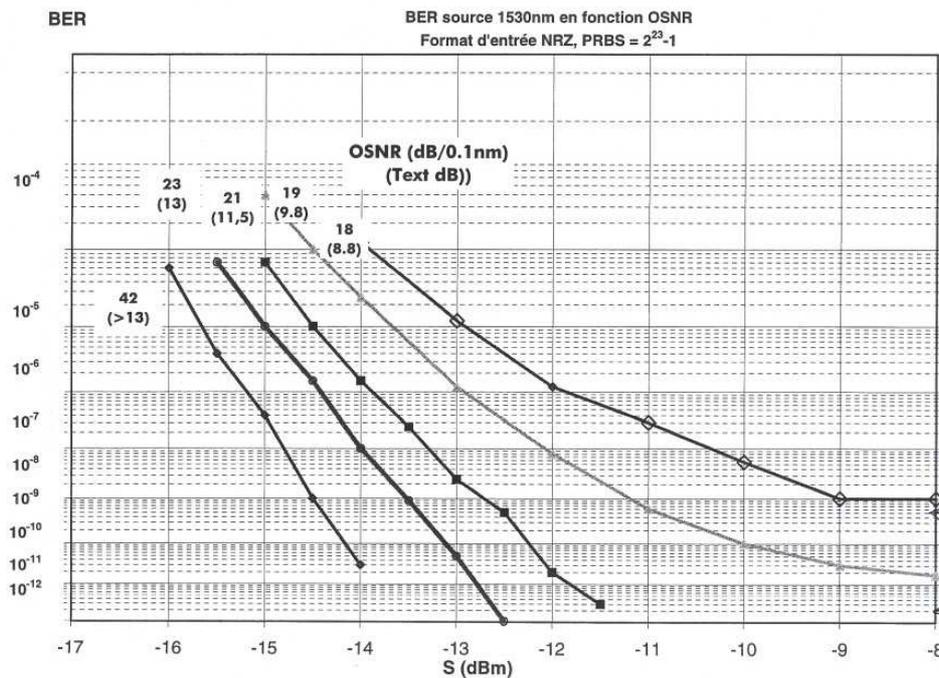


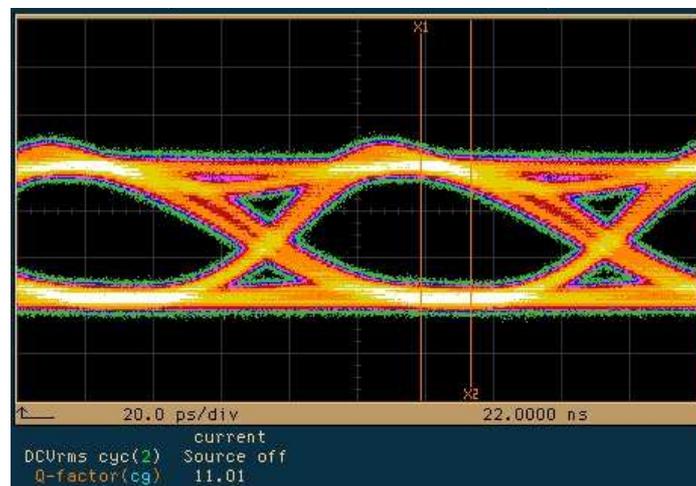
Figure IV. 81 Caractérisation de la sensibilité à l'OSNR du récepteur 10 Gbit/s NEL (SS21B)

Afin d'évaluer la qualité du signal électrique délivré par le générateur de séquences PRBS, la visualisation des diagrammes de l'œil est effectuée au moyen d'un oscilloscope rapide. On peut ainsi caractériser la qualité de modulation de chaque fonction de l'EML avant et après transmission en mesurant par exemple le taux d'extinction dynamique (Extinction Ratio) et l'ouverture de l'œil.

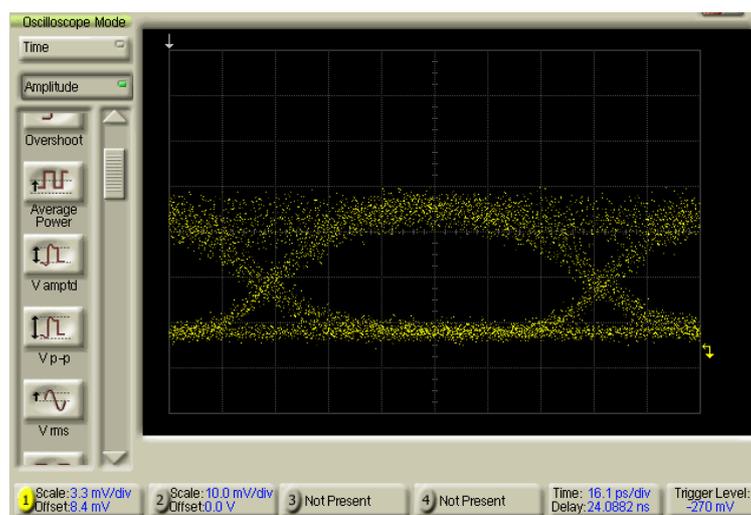
La figure IV.82 témoigne de la qualité de modulation du laser seul soumis à une modulation NRZ de 10 Gbit/s en back-to-back. Un facteur Q supérieur à 11 y est mesuré confirmant ainsi l'aptitude du laser de l'EML pour une modulation à 10 Gbit/s.

Pour le diagramme de l'œil du modulateur seul, les figures IV.83 et IV.84 sont présentées pour différentes excursions de tension de modulation.

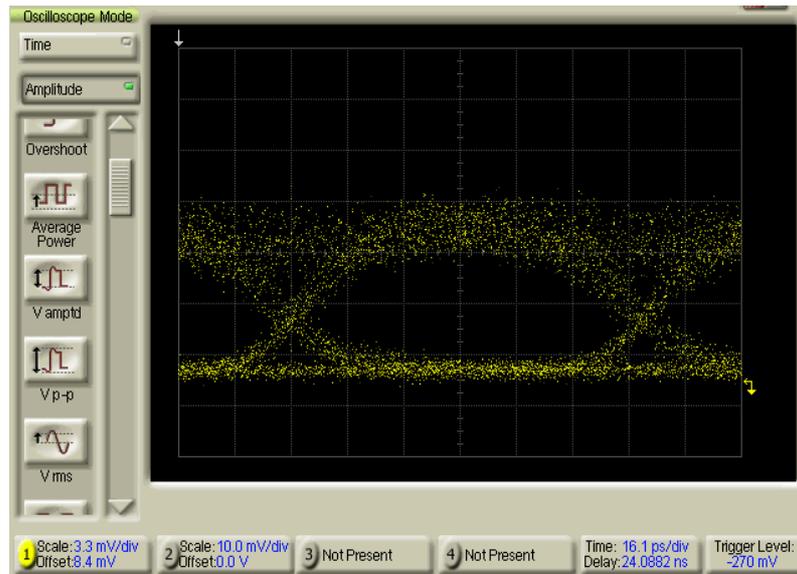
Enfin, on peut observer sur la figure IV.85 la qualité du diagramme de l'œil pour une modulation duale push-pull du laser et du modulateur. L'ouverture de l'œil est un peu affectée par la modulation du laser au niveau du front montant mais sur le reste du diagramme celui-ci reste très ouvert.



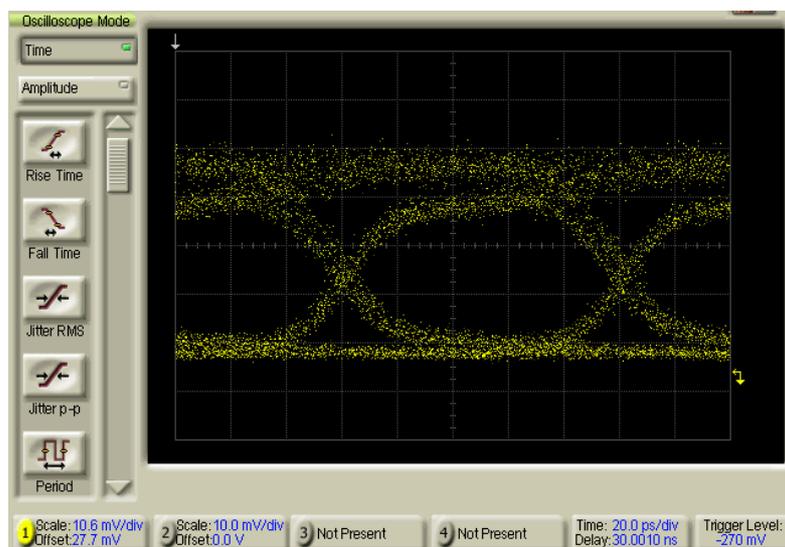
**Figure IV. 82 Diagramme de l'œil du laser à 10Gbit/s pour un courant statique de 40 mA et signal modulant d'une excursion en tension de 2 volts.**



**Figure IV. 83 Diagramme de l'œil du modulateur à 10Gbit/s avec un courant de 40mA et -1,9 volt de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2 volts.**



**Figure IV. 84** Diagramme de l'œil du modulateur à 10Gbit/s en back to back avec un courant de 40mA et -1,9 volt de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts.

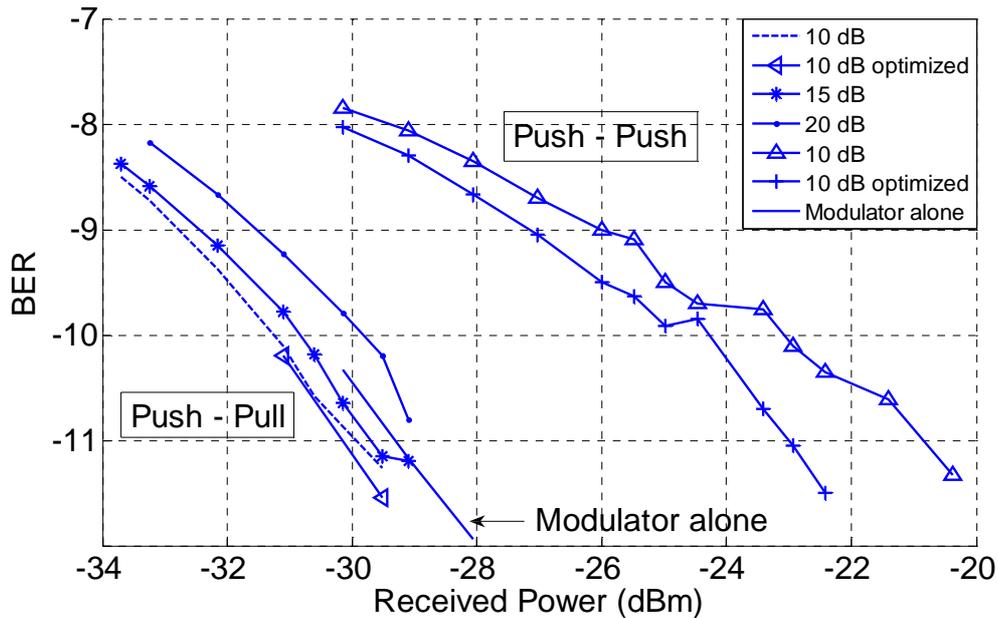


**Figure IV. 85** Diagramme de l'œil de l'EML sous modulation duale à 10Gbit/s avec un courant de 32,5 mA et -1,9 volt de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et de 250 mVolts pour le laser.

### 3.2. Modulation duale à séquence binaire identique : push-push

Les résultats présentés dans [112] dont ce travail de thèse s'est inspiré en grande partie, démontrent l'augmentation de la portée de transmission par une modulation du laser en utilisant une modulation push-pull et push-push d'un laser et d'un modulateur discret. Notre premier montage de mesure de BER a été dédié à la comparaison de ces deux configurations de modulation duale.

Les résultats de BER sont présentés sur la figure IV.86 pour différentes atténuation du signal modulant le laser. De plus les résultats d'une transmission sans modulation du laser sont présentés sur le graphique de la figure IV.86.



**Figure IV. 86** Comparaison du BER pour une modulation duale push/push et push/pull sur une transmission de 63 km de fibre SMF. Les polarisations statiques sont fixées à 35 mA pour le laser et -2,1 volts pour le modulateur avec un signal de modulation de 2 volts crête à crête.

La première constatation à la vue de ces résultats est la dégradation du signal engendrée par une modulation push-push car on observe une pénalité de plus de 6 dB pour un BER de  $10^{-11}$  si l'on compare avec la courbe du modulateur seul (trait continu). Par contre, à l'inverse une modulation duale push-pull permet de conserver, voire d'améliorer le taux d'erreurs.

Ceci confirme l'analyse faite précédemment sur le chirp grand signal du laser et du modulateur de l'EML. En effet la déviation fréquentielle du laser est croissante sur les 0 et décroissante sur les 1, donc les composantes spectrales du signal émis par l'EML sont déphasées dans le même sens que le déphasage induit par la fibre SMF standard utilisée. La pré-distorsion induite par la modulation du laser va amener une dégradation supplémentaire lors de la propagation du signal du fait de la dispersion chromatique.

D'après ces premières constatations, le travail expérimental sera axé sur une modulation push-pull car le formalisme décrit par H. Kim ne peut être appliqué au laser DFB de l'EML du III-V Lab pour une modulation à 10 Gbit/s car la variation de fréquence est distribuée sur l'ensemble du temps bit et non sur les fronts montants et descendant uniquement.

### 3.3. Modulation duale à séquence binaire opposée : push-pull

La mise au point du montage expérimental et des conditions optimales pour incrémenter les distances de transmission NRZ à 10 Gbit/s se sont déroulées en plusieurs étapes. Les premiers tests de modulation duale d'un EML qui ont été effectués sur la plateforme 10 Gbit/s de notre laboratoire ont permis d'établir un premier record de 113 km de transmission sur fibre SMF sans compensation de dispersion chromatique de type DCF. Ces premiers résultats ont également été présentés à San Diego en mars 2009 au cours de la conférence internationale OFC [111]. Les courbes de mesures de BER sont présentées ci-dessous sur les figures IV.87 et IV-88.

Ces premiers résultats très encourageants montrent que le signal n'est pas dégradé par la propagation dans la fibre car il n'y a pas de pénalités significatives, à taux d'erreurs fixé, entre la mesure en back to back et la mesure après 50 km, 88 km et 113 km. En comparaison une modulation classique de l'EML dont le résultat est également présenté sur ces mêmes figures témoigne bien d'une pénalité de 2 dB, et 4 dB à  $BER = 10^{-8}$ . Le signal issu de la modulation duale nécessite moins de puissance en réception, toujours à taux d'erreurs fixé. Pour un  $BER = 10^{-9}$ , un gain de 3 dB apparaît pour 50 km et 88 km, et un gain de 2 dB pour 113 km. Ce gain est dû à une combinaison entre le chirp et l'effet non-linéaire d'auto-modulation de phase car le booster utilisé en début de transmission a une puissance d'émission de 13 dBm, ce qui est au dessus du niveau de seuil non-linéaire compris entre 8 dBm et 10 dBm.

Des distances de transmission supérieures n'ont pas pu être testées au cours de cette campagne de mesure par un manque de tronçons de fibres, mais ces premiers résultats laissent présager la possibilité de repousser d'avantage la limite fixée par la dispersion chromatique comprise entre 80 km et 90 km à 10 Gbit/s.

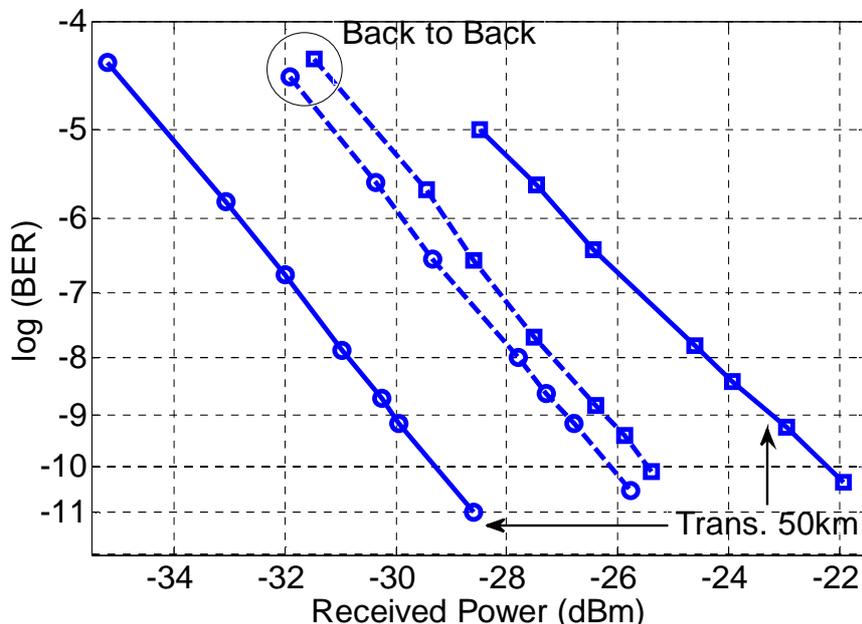


Figure IV.87 Mesures de BER en back to back et sur une transmission de 50 km de fibre SMF (carrés : modulateur ; cercles : modulateur+laser).

La seconde série de mesures de BER effectuée au III-V Lab en parallèle des mesures de chirp grand-signal utilise une puissance d'entrée de fibre inférieure à 10 dBm. La transmission a été testée jusqu'à 165 km. Les résultats sont reportés sur le figure IV.99. On y observe un plancher d'erreurs à  $BER = 10^{-8}$ . Pour chaque distance caractérisée par une mesure de BER, le diagramme de l'œil associé ci-dessous témoigne de la qualité du signal transmis avec de plus une mesure du taux d'extinction dynamique (DER) lorsque le niveau de bruit sur les 1 le permet.

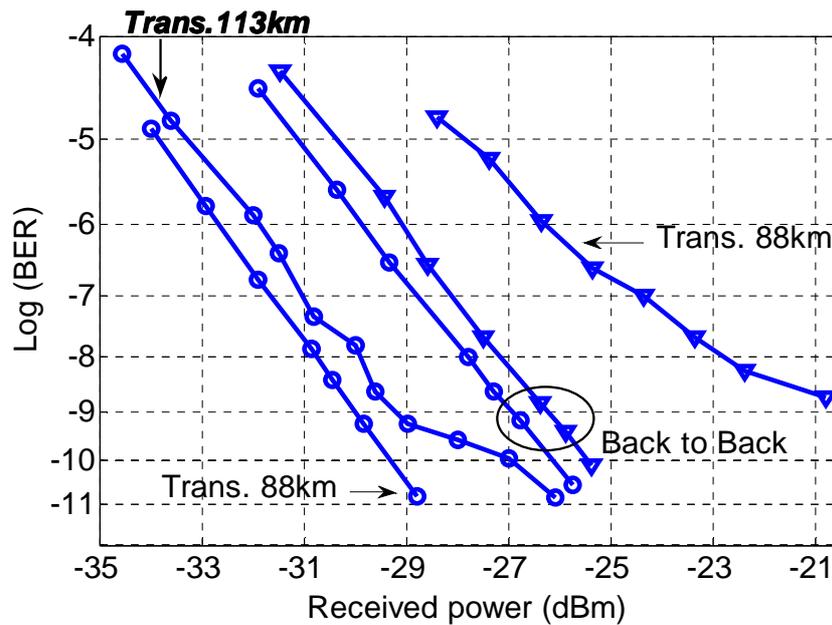


Figure IV.88 Mesures de BER en back to back et sur une transmission de 88km et 113km de fibre SMF (triangles : modulateur ; cercles : modulateur+laser).

Ainsi la dégradation d'une modulation duale push-pull sur l'ouverture de l'œil présentée précédemment (figure IV.85) est ci-dessous (figure IV.89) quantifiée par la mesure du taux d'extinction dont la valeur est de 10,6 dB. Quant à la déformation des impulsions au niveau de leur front montant, on distingue un abaissement de ce dernier contre un redressement des impulsions pour les fronts descendant. Ce phénomène est lié à la fréquence instantanée qui croît pour les bits à 1 lorsque le laser est modulé assez fortement. Dans ce cas les composantes de basses fréquences sont situées au début des impulsions alors que les hautes fréquences sont localisées temporellement à la fin des l'impulsions.

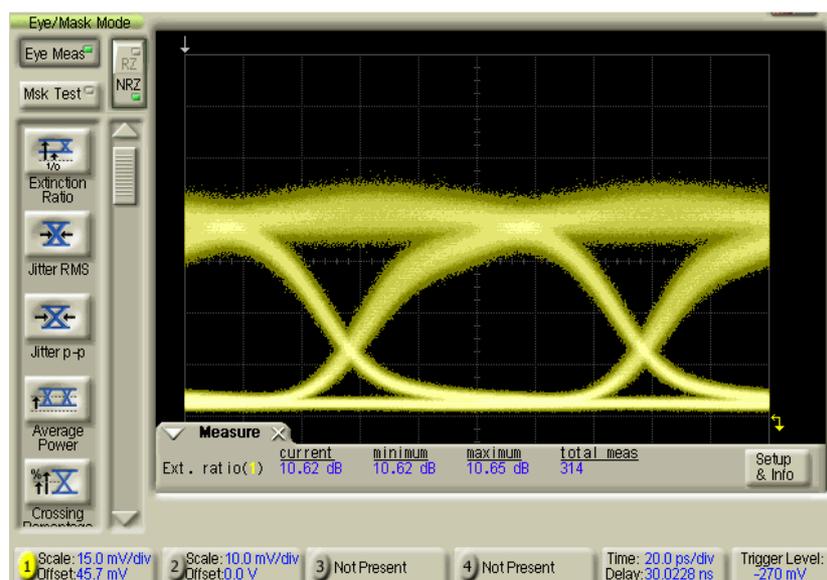
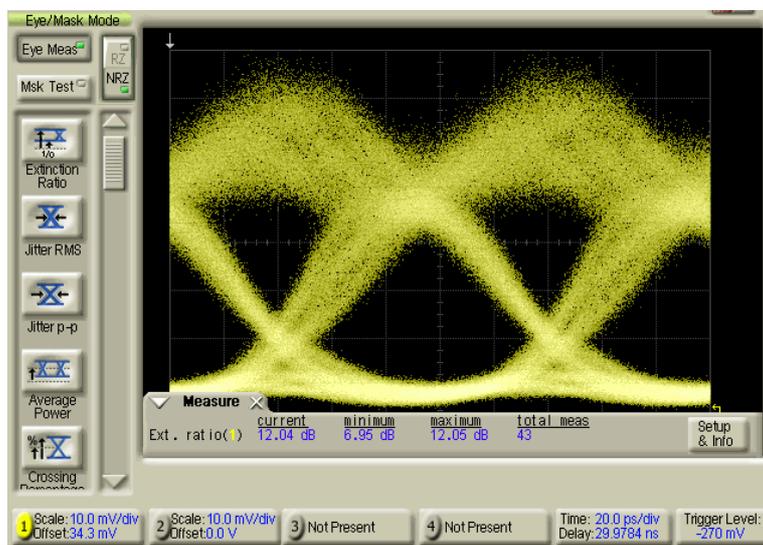


Figure IV. 89 Diagramme de l'œil en sortie de l'EML sous une modulation duale à 10Gbit/s en back to back avec un courant statique de 40 mA et -2,4 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 250 mVolts pour le laser.

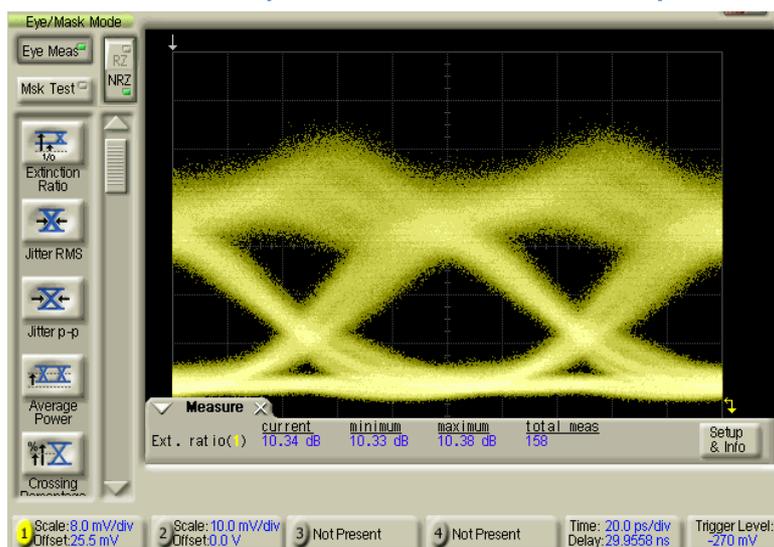
Pour une transmission de 90 km de fibre, les trois figures qui suivent (IV.90-92) montrent différents diagrammes de l'œil de l'EML après transmission pour différents points de fonctionnement statiques et dynamiques de l'EML. Le taux d'extinction le plus élevé (figure IV.109) atteint 12,4 dB pour une modulation du laser de 250 mVolts d'excursion et un courant de 30 mA. Pour un courant de polarisation du laser de 40 mA (figure IV.110-111), une modulation plus intense du laser de 550 mVolts par rapport à 250 mVolts, permet de gagner 1 dB sur le DER.

On retrouve ici l'effet du courant statique qui accentue l'effet de la modulation du laser sur le chirp en sortie du composant.

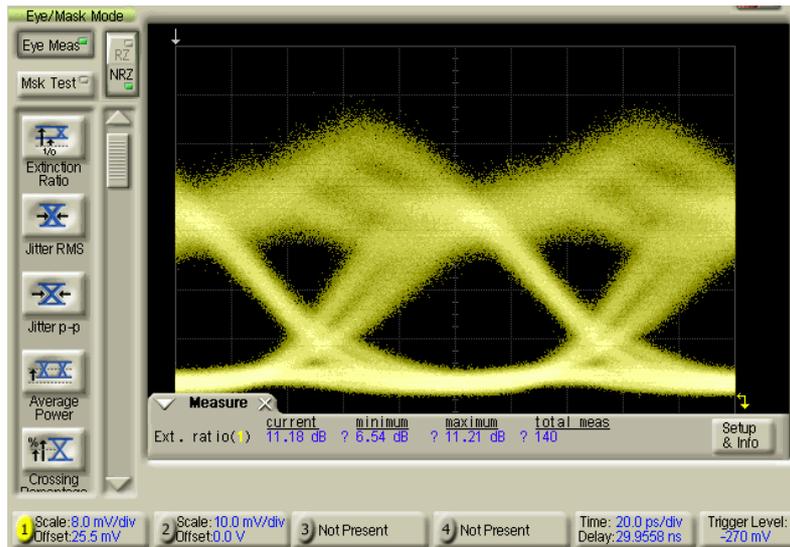
Un diagramme de l'œil pour une transmission sans modulation duale est illustré sur les figures IV.93-94 pour un courant statique du laser de 30 mA et 40 mA respectivement, par contre la mesure de DER est faussée par le niveau de bruit mais on remarque aisément que le signal est de moindre qualité par comparaison de l'ouverture de l'œil.



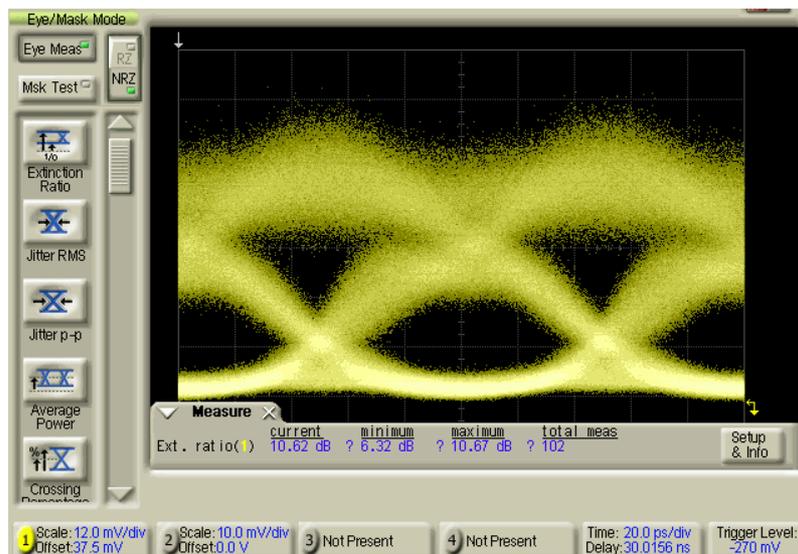
**Figure IV. 90** Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation duale à 10Gbit/s après une transmission de 90 km, avec un courant statique de 30 mA et -2,6 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 250 mVolts pour le laser.



**Figure IV. 91** Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation duale à 10Gbit/s après une transmission de 90 km, avec un courant statique de 40 mA et -2,4 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 250 mVolts pour le laser.



**Figure IV. 92** Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation duale à 10Gbit/s après une transmission de 90 km, avec un courant statique de 40 mA et -2,4 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 550 mVolts pour le laser.



**Figure IV. 93** Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation à 10Gbit/s après une transmission de 90 km, avec un courant statique de 30 mA et -3 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur.

Des mesures ont également été effectuées pour une distance de transmission sur 115 km de fibre pour un point de fonctionnement optimal de l'EML de 40 mA de courant statique pour le laser et -2,4 Volts de tension de biais sur le modulateur. Le laser est modulé à 250 mVolts crête à crête et le modulateur à 2,5 volts crête à crête. Le diagramme de l'œil de la figure IV.114 témoigne de la qualité du signal reçu par la photodiode.

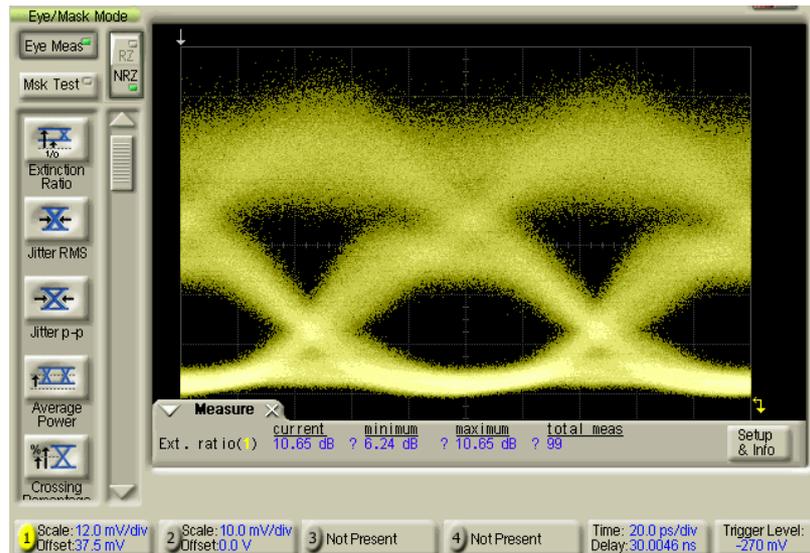


Figure IV. 94 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation à 10Gbit/s après une transmission de 90 km, avec un courant statique de 40 mA et -3 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 250 mVolts pour le laser.

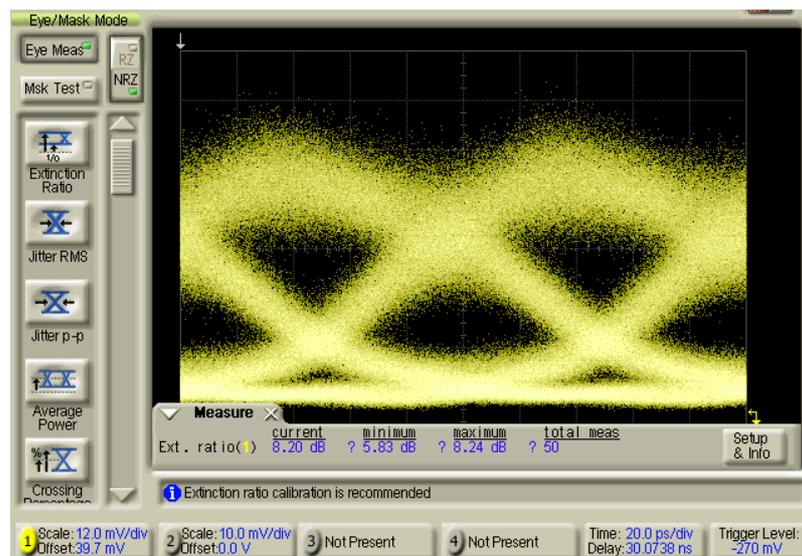


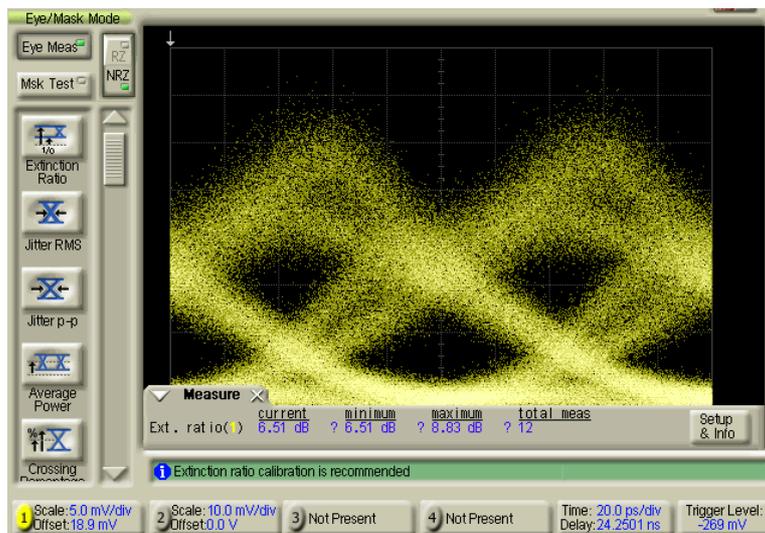
Figure IV. 95 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation duale à 10Gbit/s après une transmission de 115 km, avec un courant statique de 40 mA et -2,4 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 250 mVolts sur le laser.

Des mesures de BER ont également été effectuées pour une distance de transmission sur 140 km de fibre pour différents points de fonctionnement de l'EML. Les diagrammes de l'œil des figures IV.96-97 témoignent de la qualité du signal reçu par la photodiode qui a permis par la suite d'établir une courbe de BER.

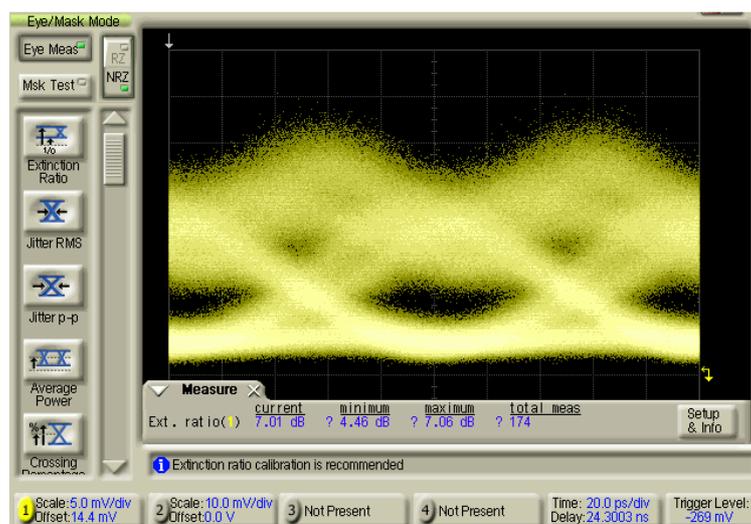
Pour de telles distances il est nécessaire d'affiner le déphasage relatif existant entre les deux signaux de modulation du composant. On remarque ainsi qu'un retard du laser de 26 ps (figure IV.96) par rapport au modulateur, provoque une meilleure ouverture de l'œil en comparaison avec un retard de 10 ps (figure IV.97). Ce qui confirme les analyses faites pour les mesures de chirp grand-signal où l'on remarquait que la modulation d'intensité et de fréquence étaient déphasées de  $\pi/4$ , i.e. la réponse en fréquence du laser étant en avance sur celle en intensité. La période de la séquence de bits à 1 et 0

modulant le laser (pour les mesures de chirp) peut être considérée comme celle d'un signal sinusoïdal dont la période serait deux fois plus grande que celle du signal de modulation NRZ à 10 Gbit/s. Le signal sinusoïdal équivalent aura alors pour fréquence 5 GHz (et pour période 200 ps), soit l'équivalent d'un quart de temps bit (déphasage de  $\pi/4 = 25$  ps) pour un signal NRZ à 10 Gbit/s.

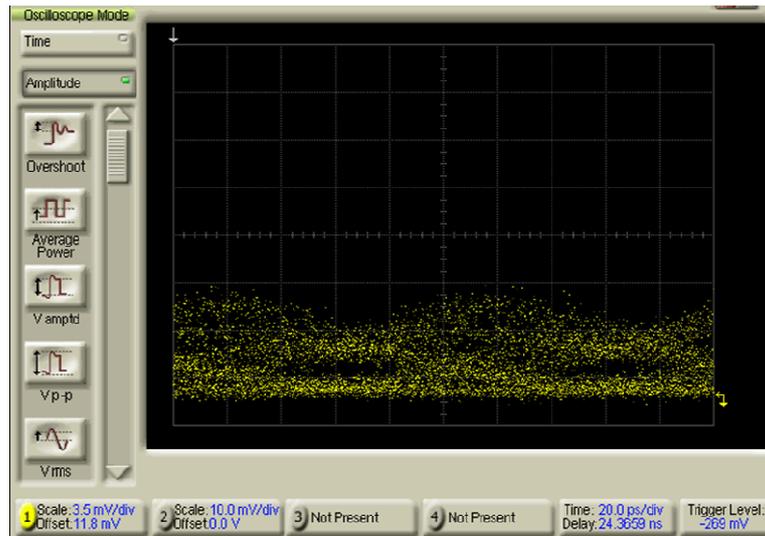
La plus grande portée de transmission NRZ à 10 Gbit/s atteinte au cours de ces expériences fut une distance de 165 km. Le signal reçu en bout de fibre est très dégradé si l'on se réfère au diagramme de l'œil mesuré (figure IV.98). Celui-ci est pratiquement fermé, mais la légère ouverture permet tout de même une transmission des données binaires exploitable car un BER a été mesuré dont la valeur tend vers un plancher d'erreurs ( $BER = 10^{-8}$ ) lorsque l'on augmente la puissance reçue par le récepteur. Ceci pourrait d'ailleurs permettre de repousser encore un peu plus cette limite si l'on associait des codes correcteurs d'erreurs (FEC).



**Figure IV. 96** Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation duale à 10Gbit/s après une transmission de 140 km, avec un courant statique de 43 mA et -2,7 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 700 mVolts pour le laser. Déphasage de 26 ps entre le laser (en avance de phase) et le modulateur (en retard de phase).



**Figure IV. 97** Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation duale à 10Gbit/s après une transmission de 140 km, avec un courant statique de 48 mA et -2,15 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 800 mVolts pour le laser. Déphasage de 10 ps entre le laser (en avance de phase) et le modulateur (en retard de phase).



**Figure IV. 98 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation duale à 10 Gbit/s après une transmission de 165 km, avec un courant statique de 49 mA et -2,14 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 640 mVolts pour le laser. Déphasage de 6 ps entre le laser (en avance de phase) et le modulateur (en retard de phase).**

### 3.4. Résultats de mesures de taux d'erreurs binaires

La figure IV.99 présente l'ensemble des courbes de taux d'erreurs binaires correspondant à certains points de fonctionnement pour différentes distances de transmission allant du back to back à une distance de 165 km.

#### a) Pénalités

Les pénalités à  $BER = 10^{-5}$  dues à la longueur de fibre traversée sont respectivement de 2,5 dB (90 km), 11 dB (140 km ;  $I_{laser} = 54$  mA), 13,5 dB (140 km ;  $I_{laser} = 49$  mA), et 15 dB (165 km).

#### b) Taux d'erreurs binaires

##### i. 90 km :

Une comparaison est présentée entre la modulation ou non du laser pour une transmission de 90 km. La différence de pénalité est nulle à  $Ber = 10^{-5}$ , et peu marquée au-delà de ce taux d'erreurs. La mesure ne se faisant pas avec le même détecteur optique (oscilloscope vs. Récepteur optique), les réglages sont alors différents pour rechercher l'optimum sachant que pour une même longueur, chaque mesure d'œil et de BER est effectué à des moments différents pour des raisons expérimentales.

##### ii. 140 km :

Deux intensités de modulation du laser de 640 mV et 780 mV sont comparées à cette distance. Un ajustement en courant de polarisation statique est nécessaire pour maximiser la qualité du signal reçu (soit en minimisant le BER). Seulement quelques mA séparent chaque point de fonctionnement (49 mA et 54 mA) et pourtant dans un cas la courbe atteint un plancher d'erreurs à  $BER = 10^{-11}$  ( $V_{laser} = 640$  mV), alors que dans l'autre ( $V_{cc}$  laser = 780 mV) le BER dépasse ce plancher d'erreurs. D'autre part, il y a une différence de 2 dB de pénalité lorsque le signal modulant le laser est plus élevé. À noter également la différence de déphasage qui a permis de minimiser le BER pour chaque

configuration de mesure. Ainsi, dans le cas où le laser est modulé à  $V_{cc} = 780$  mV, le laser est en avance de phase de 13 ps et dans l'autre cas, où  $V_{cc} = 640$  mV, le laser est en avance de phase de 6 ps.

A noter également que les points de fonctionnement du modulateur sont également différents. Pour le cas de plus faible intensité de modulation du laser, le modulateur est modulé avec un signal d'excursion de 2,5 volts autour de -2,14 volts de tension continue. Dans le cas d'une modulation plus élevée du laser, il s'agit d'un signal de 2 volts autour d'une tension statique de -2,2 volts.

### iii. 165 km :

Le montage expérimental a permis de mesurer une transmission de 165 km de fibre SMF dont une description complète des conditions de modulation est donnée sur la figure IV.78.

Le début d'un plancher d'erreurs à  $BER = 10^{-8}$  est identifié sur le graphique pour -9 dBm de puissance optique reçu. La pénalité a peu augmentée en comparaison du signal transmis à 140 km (1 dB de différence). Par contre un déphasage de 26 ps a permis d'optimiser cette mesure de BER. Ceci correspond donc à une avance de phase du laser sur le modulateur. D'après les mesures de chirp grand-signal du laser, ce compromis de déphasage temporel entre les signaux de modulation de l'EML ainsi que leur rapport de puissance est étroitement lié à la distance parcourue, donc la dispersion chromatique cumulée, et à la quadrature de la réponse AM-FM du laser DFB.

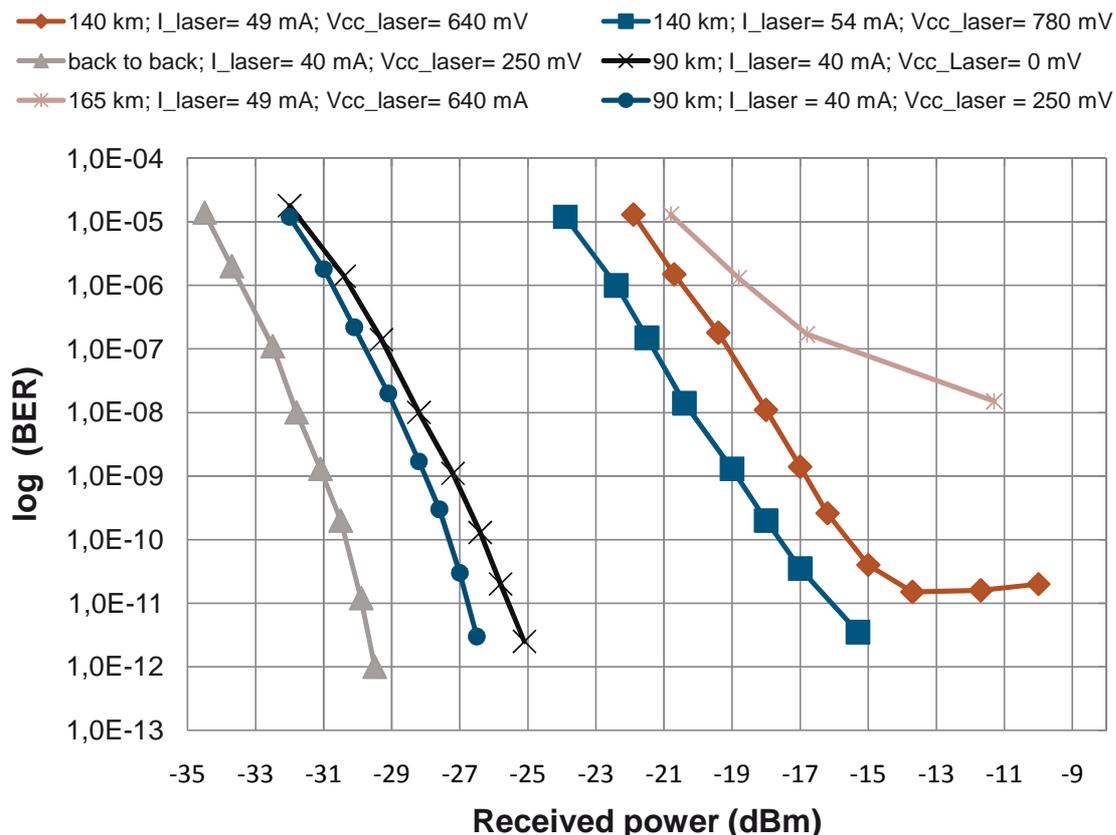


Figure IV.99 Mesures de BER sur une transmission en back to back, 90km, 140km et 165km de fibre SMF.

### 3.5. Corrélation entre la technique de modulation duale et le BER

L'analyse des mesures de chirp grand-signal résolu dans le temps, ou chirp temporel, a permis de comprendre l'impact de la modulation du laser de l'EML sur la variation de fréquence du composant à 10 Gbit/s et à 1 Gbit/s. L'utilisation de ces deux débits différents, soit donc deux temps bits de 100 ps et 1 ns (ou 10 bits à 1 pour 10 Gbit/s) nous a permis de retrouver le chirp transitoire et adiabatique. Ceci permettant d'émuler également une longue suite de bit à 1 car une modulation rapide du laser empêche le laser de revenir à un état stable car le temps de relaxation est supérieur à 100 ps. L'influence du courant statique et du de l'excursion en courant ont été mis en évidence. De plus, l'effet un décalage temporel, ou déphasage, entre les signaux de modulation du laser et du modulateur a été caractérisé suivant différents schémas de désynchronisation.

En parallèle à cela, l'amélioration des performances du composant sous modulation duale pour différentes distances de transmission a été mise en évidence. Des mesures de taux d'erreurs binaires à 10 Gbits/s ont été effectuées jusqu'à 165 km de fibre grâce à un compromis entre le point de fonctionnement du modulateur et celui du laser. Ceci a permis de dépasser la limite de distance de transmission liée à la dispersion chromatique étant autour de 90 km. En marge, les diagrammes de l'œil mesurés pour chaque distance témoignent de la qualité du signal transmis.

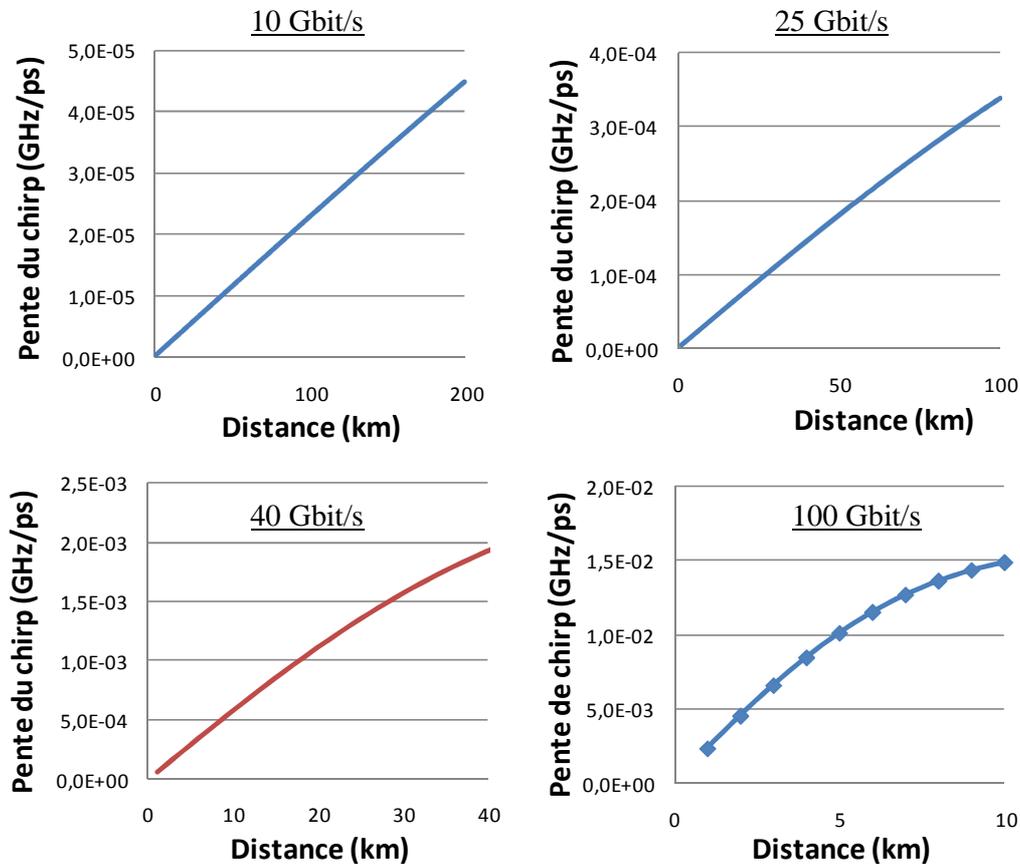
Le fait d'une amélioration de la qualité du signal reçu après la liaison dans une configuration de modulation où les signaux de données binaires sont inversés (push-pull) et non dans le cas contraire (push-push), confirme le principe de compensation de dispersion chromatique due à la modulation du laser. En effet, comme cela est vu dans le premier chapitre (2.2.a)iii), la dispersion a pour effet un déphasage des composantes fréquentielles (ou spectrales) du signal qui a pour conséquence un étalement temporel des bits à 1 et provoquant ainsi des interférences inter-symboles. Ce déphasage des composantes spectrales correspond à une variation linéaire de pente négative de la fréquence instantanée du signal. Cet effet est cumulatif sur toute la longueur de la fibre traversée. Si l'on revient à la mesure de chirp du laser pour une impulsion de 100 ps (figure IV.76), on remarque que la pente de la variation de fréquence instantanée est successivement positive et négative en fonction de la modulation d'intensité du laser. Pour les 0, la pente est positive et pour les 1 la pente est négative avec un déphasage de  $\pi/4$  entre la réponse en fréquence (chirp) et celle en intensité. Les pentes sur les 0 sont donc en opposition de la pente de la déviation fréquentielle due à la dispersion chromatique, d'où le phénomène de compensation de dispersion. En effet, les pentes se compensent car de signe opposées à l'instar de l'effet d'une fibre de type DCF qui a une dispersion négative compensant ainsi la dispersion de la fibre SMF.

Ayant caractérisé les contributions du chirp de l'EML séparément et conjointement, les pentes de la déviation en fréquence ont été mesurées pour différents points de fonctionnement du composant. Les valeurs maximales de la pente de chirp sont de  $2.10^{-5}$  GHz/ps lorsque le signal modulant le laser est atténué de 16 dB (0,4volt crête-à-crête), soit 8 mA. La pente de chirp pour une atténuation de 10 dB (0,8volt crête-à-crête), soit 16 mA, correspond d'après la mesure présentée sur la figure IV.76 à une pente de  $5.10^{-5}$  GHz/ps. Si l'on utilise l'équation du chirp induit par la dispersion chromatique vu au chapitre I (équation I.56), on peut en déduire l'expression de la pente du chirp par une dérivée seconde de la phase :

$$\frac{\partial^2 \varphi(z, t)}{\partial^2 t} = \frac{2 \operatorname{sgn}(\beta_2) \left( \frac{z}{L_D} \right)}{T_0^2 \left( 1 + \left( \frac{z}{L_D} \right)^2 \right)}$$

Equation IV.5

On peut tracer la pente de chirp pour une fibre anormal ( $\beta_2 = -0,0047 \text{ ps}^2 \cdot \text{m}^{-1}$  à  $\lambda=1550 \text{ nm}$ ) pour différents débits de modulation et en fonction de la distance comme cela est présenté sur la figure IV.100. Les temps de montée et de descente sont de 10 ps chacun ce qui équivaut à une impulsion à mi hauteur de 80 ps.



**Figure IV. 100** Courbes de la pente de la déviation fréquentielle dû à la dispersion chromatique en fonction de la distance et pour différents débits de modulation.

Dans notre cas, pour une transmission de 10 Gbit/s on remarque que la pente négative de chirp vaut environ  $-3,2 \cdot 10^{-5} \text{ GHz/ps}$  pour une distance de 140 km. La mesure de BER réalisée à cette même distance et ainsi que la qualité d'ouverture du diagramme de l'œil permet de faire une comparaison entre la pente de chirp du laser, soit  $5 \cdot 10^{-5} \text{ GHz/ps}$  et la pente de chirp dû à la propagation sur fibre, soit  $-3,2 \cdot 10^{-5} \text{ GHz/ps}$ . Les pentes de chirp sont donc très proches, au signe près car l'un compense l'autre. De plus c'est à 140 km que le décalage temporel optimal entre les deux voies de modulation est de 26 ps, ce qui correspond à la quadrature de phase existant entre la réponse AM et le chirp du laser. Il semble que la modulation du laser appliquée dans ces conditions soit optimale par rapport à la distance de transmission effectuée. L'efficacité de la compensation par modulation duale est donc liée pour une certaine distance, au courant statique du laser et sa puissance de modulation d'une part, et au déphasage relatif entre les accès sur le D-EML. On remarque tout de même une légère différence qui s'explique par le fait que le modèle utilisé pour la dispersion de la fibre ne tient pas en compte des pertes par propagation.

## 4. Transmissions expérimentales NRZ à 40 Gbit/s de l'EML

### 4.1. Introduction

Les EML, fabriqués par le III-V Labs, étant destinés initialement pour l'interface client, les composants du projet CARRIOCAS, ont également été caractérisés à 40 Gbit/s sur la plateforme technologique PRISME à SUPELEC réalisé avec l'aide du Conseil Générale de l'Essonne et le Conseil Régional d'Ile-de-France, et fédérée par Optics Valley.

### 4.2. Protocole expérimental

L'expérience a consisté à mesurer le taux d'erreur binaire du signal optique NRZ à 40 Gbit/s du modulateur seul en fonction de l'atténuation et ce pour différentes longueur de fibre et différents points de polarisation de l'EML.

Cette étude expérimentale dans le cadre d'un fonctionnement classique de l'EML, et très formatrice pour le très haut-débit, a été réalisé avec les équipements Agilent (ParBERT). Le schéma et la photo du système de mesure sont présentés sur les figures IV.101-102 ci-dessous. La modulation duale à ce débit n'étant pas permis en raison de la bande passante du laser limité à 12 GHz, bien que des essais aient été effectués à 25 Gbit/s.

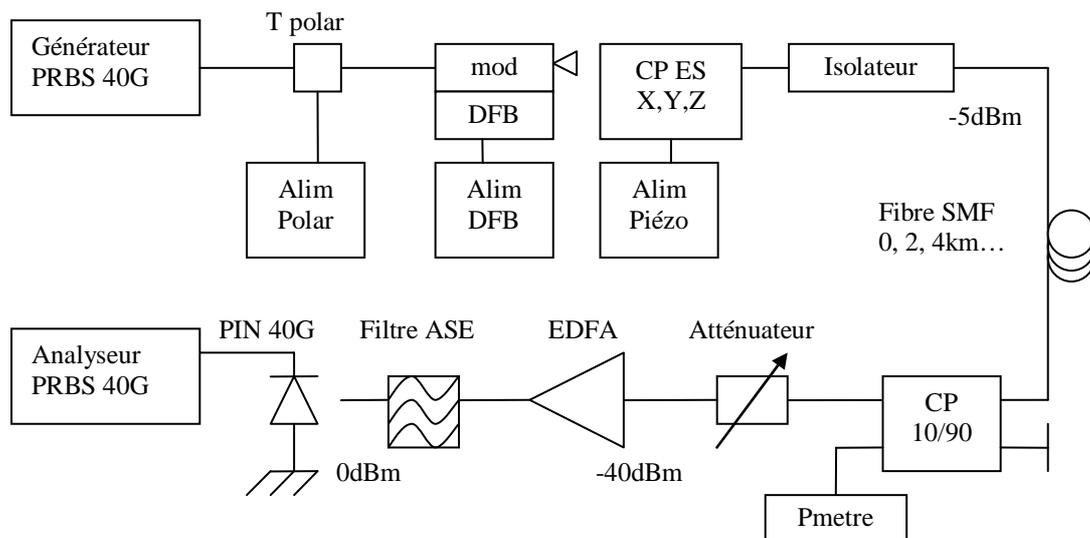


Figure IV. 101 Schéma de principe des mesures de BER à 40 Gbit/s

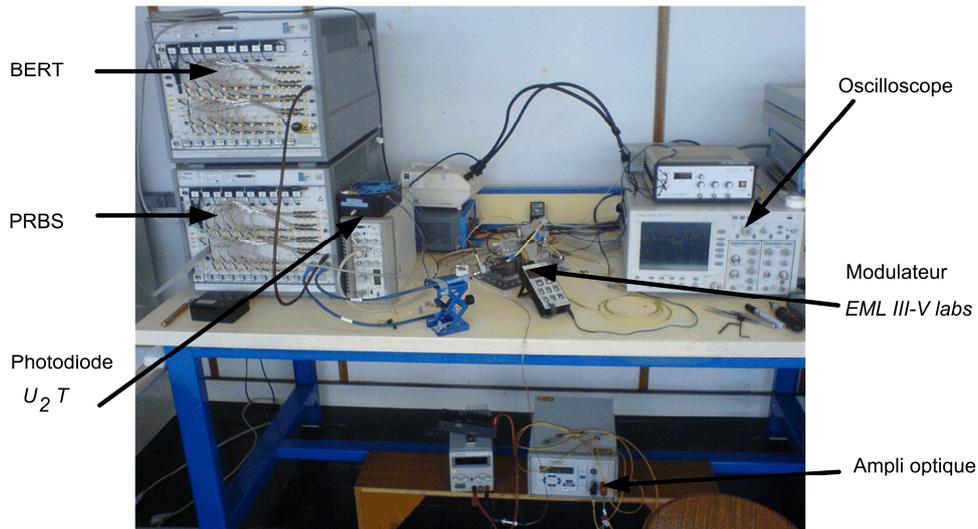


Figure IV. 102 Montage expérimentale des mesures de BER à 40 Gbit/s sur la plateforme PRISME

### 4.3. Résultats des transmissions à 40 Gbit/s

Les performances de BER sont présentées sur la figure IV.103 en comparant des mesures en back to back et après 2 km de fibre SMF. La dégradation due au temps très court des impulsions (25 ps) sous l'effet de la dispersion chromatique, provoque une pénalité de 5 dB à BER=  $10^{-8}$ . Les figures IV.104-106 illustrent la qualité du diagramme de l'œil également avant et après transmission.

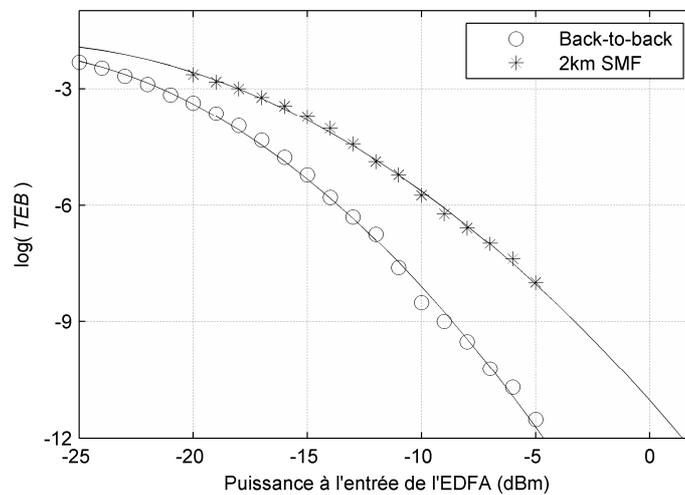


Figure IV. 103 Mesures de BER sous une modulation NRZ à 40 Gbit/s [50].

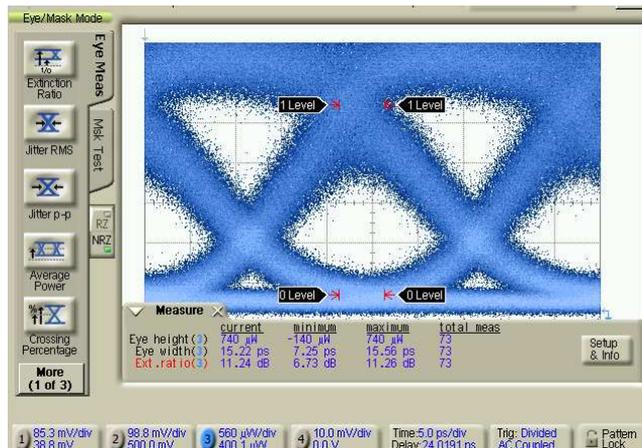


Figure IV. 104 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation NRZ à 40Gbit/s en back to back, avec un courant statique de 60 mA et -2,5 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur.

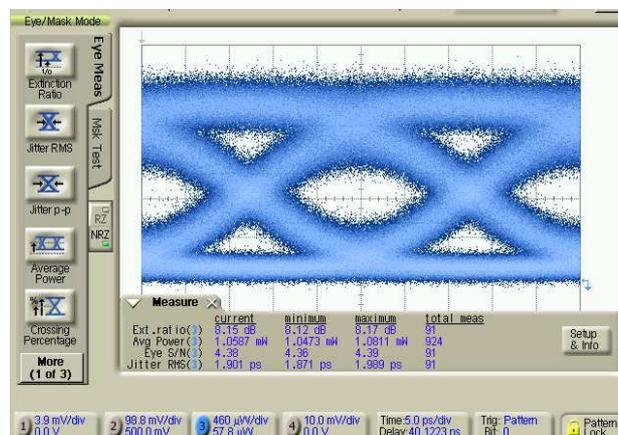


Figure IV. 105 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation NRZ à 40Gbit/s après 1 km de fibre, avec un courant statique de 60 mA et -2 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur.

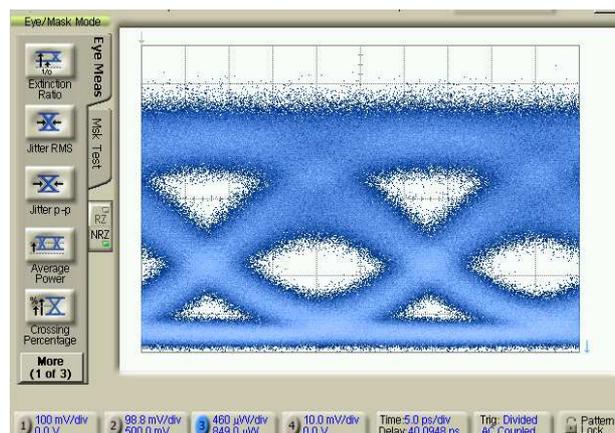


Figure IV. 106 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation NRZ à 40Gbit/s après 2 km de fibre, avec un courant statique de 60 mA et -2 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur.

## 5. Conclusions du chapitre

Les résultats de BER pour des transmissions dépassant fortement les distance-limites fixées par la dispersion chromatique des fibres témoignent de l'efficacité de la modulation des EML. Les distances parcourues à 10 Gbit/s ont été réalisées pour la première fois au monde à notre connaissance grâce à un composant intégré. La caractérisation du chirp du laser et du modulateur séparément a permis d'évaluer les performances du composant dans une configuration de modulation push-pull. Ceci a permis d'établir l'importance de la pente de la dispersion pour des bits à 1 isolés, et d'établir le lien avec le chirp linéaire de pente opposée des fibres optiques SMF. Le d-EML se comporte comme un pré-compensateur de dispersion.

Lorsque le signal est amplifié au-dessus du seuil d'apparition des effets non-linéaires, nous avons vu que le composant permet de supprimer totalement les pénalités de transmission pour 113 km, ce qui laisse penser qu'en plus de la compensation de dispersion, il existe une synergie de la modulation duale du composant et de l'auto-modulation de phase en parallèle de la pré-compensation de la dispersion chromatique.



# **Chapitre V : Génération de signaux à bande latérale unique par modulation duale de l'EML pour transmissions radio sur fibre de signaux I-Q haut-débit**

## **1. Introduction**

Dans ce dernier chapitre est présentée la première démonstration de la génération du format de modulation à bande latérale unique (BLU), ou single side band (SSB), en utilisant une modulation duale du laser-modulateur intégré à électro-absorption (D-EML). La suppression des bandes latérales supérieure ou inférieure est observée en appliquant un signal analogique synchronisé sur le laser et le modulateur. Le signal sinusoïdal à 10 GHz modulant la porteuse optique, peut transporter des données aux formats numériques I-Q et donc pour différents systèmes de transmission Radio-sur-fibre (RoF). Une transmission à 50 MBaud/s d'un signal 16-QAM a été réalisée sur plus de 150 km de fibre SMF. Les constellations, diagrammes de l'œil et l'erreur vectorielle d'amplitude (EVM) sont présentés jusqu'à une température de fonctionnement du composant de 45°C, avec des performances insensibles à la température. Cette démonstration de la capacité d'une modulation SSB, permettant la transmission du signal optique sans le battement entre les bandes latérales due à la dispersion chromatique, offre des conditions idéales pour une utilisation du dispositif dans les réseaux optiques d'accès et métropolitains qui seront décrits. Ces battements ayant pour effet une forte extinction du signal à la détection, comme cela a été mentionné au chapitre III pour la mesure du coefficient de chirp, la modulation SSB procure une puissance de signal uniforme sur toute la longueur de la fibre optique. De manière corollaire, la modulation SSB permet de transporter toutes les fréquences incluses dans la bande passante de chaque fonction du composant pour une longueur de fibre fixée.

En conclusion, une discussion sur ces résultats expérimentaux pourra établir le dual-EML comme un potentiel candidat pour les futurs systèmes OFDM et les réseaux convergents optiques et sans-fil.

## **2. Transmission Radio-sur-Fibre et nouveaux réseaux optiques**

### **2.1. Problématique**

Les systèmes Hybrides Fibre-Radio (HFR) utilisant une transmission radio-sur-fibre pour la distribution à large bande de signaux multimédia sont une solution intéressante pour les futurs fournisseurs de services de télécommunications. D'autant plus que les réseaux optiques hybrides multiservices sont en train de regrouper tous les cycles de service et les couches physiques du réseau en une seule infrastructure optique [113] mettant ainsi les technologies radio-sur-fibre au centre des concertations.

L'un des enjeux majeurs de ces technologies RoF est aujourd'hui de faire face à l'atténuation ou quasi extinction périodique du signal à différentes distances de transmission de la fibre optique. Celle-ci qui est par nature très dispersive et qui affecte significativement les ondes millimétriques [114]. La

modulation optique à bande latérale unique est un moyen efficace de résoudre ce problème. En effet, alors que les signaux modulés avec une double bande latérale (DSB) souffrent de la dispersion chromatique induite par interférence destructive au niveau du récepteur, un signal modulé avec une bande latérale unique (BLU) échappe avec succès à ce problème. De plus un signal SSB n'occupe que la moitié de la largeur spectrale d'un signal DSB et conférant ainsi aux signaux SSB une efficacité d'occupation de la bande passante deux fois plus importante [105]. Dans cette étude préliminaire, nous proposons un système de transmission qui tire parti des propriétés des signaux SSB pour les transmissions RoF en utilisant un composant intégrée EML à modulation duale ce qui permet de réduire les coûts de déploiement et de la taille des transmetteurs.

## **2.2. Compromis entre capacité et complexité pour les réseaux d'accès optiques et sans fil.**

Dans un réseau sans-fil large bande typique, des groupes d'abonnés sont desservis par des stations de base (BS), qui sont reliés à un bureau central (CO). Les CO sont à leurs tours reliés par des fibres en anneaux d'envergure métropolitaine, et les BS sont interconnectés par des liaisons hertziennes ou par des liens optiques de type analogique ou numérique. Les signaux de données en bande de base sont traités par la BS et modulés sur les porteuses électriques appropriées, qui sont ensuite diffusées dans la zone de couverture de la BS, également connu sous le nom de cellule. Dans une cellule les unités mobiles (UM) se partagent le spectre des fréquences radioélectriques. Et c'est dans ce contexte que les systèmes d'accès sans fil qui fonctionnent à des fréquences assez basses, sont en général limités à une faible bande passante. En plus de l'optimisation de l'occupation spectrale, les réseaux d'accès sans fil doivent faire face au compromis d'exigences contradictoires telles que la mobilité des usagers, le coût du déploiement, de maintenance et d'évolutivité, ainsi que la fiabilité opérationnelle et l'asymétrie du débit binaire.

Afin d'assurer la mobilité des usagers, la taille des cellules peut être augmentée, mais il faut garder à l'esprit que les grandes cellules conduisent à une faible efficacité d'occupation spectrale ce qui tend à diminuer la capacité du système puisque les ressources spectrales sont partagées par tous les utilisateurs MU de la cellule [115]. Une autre méthode permettant de croître la capacité des utilisateurs, est d'augmenter la fréquence des porteuses car des porteuses à fréquences plus élevées offrent une plus grande bande passante de modulation, par contre elles conduisent à une augmentation des coûts des équipements électroniques d'émission/réception dans les BS et les MU [116]. Toutefois, dans les situations où la mobilité des usagers n'est pas critique, une autre méthode employée pour augmenter la capacité du système est de former des cellules plus petites, aussi appelées micro-cellules et pico-cellules. Ceci permet de plus de réduire la puissance rayonnée par l'antenne au niveau des BS et des MU. Les Pico-cellules sont d'ailleurs relativement plus facile à être déployées à l'intérieur des bâtiments, où les pertes induites par les murs limitent la taille des cellules [117].

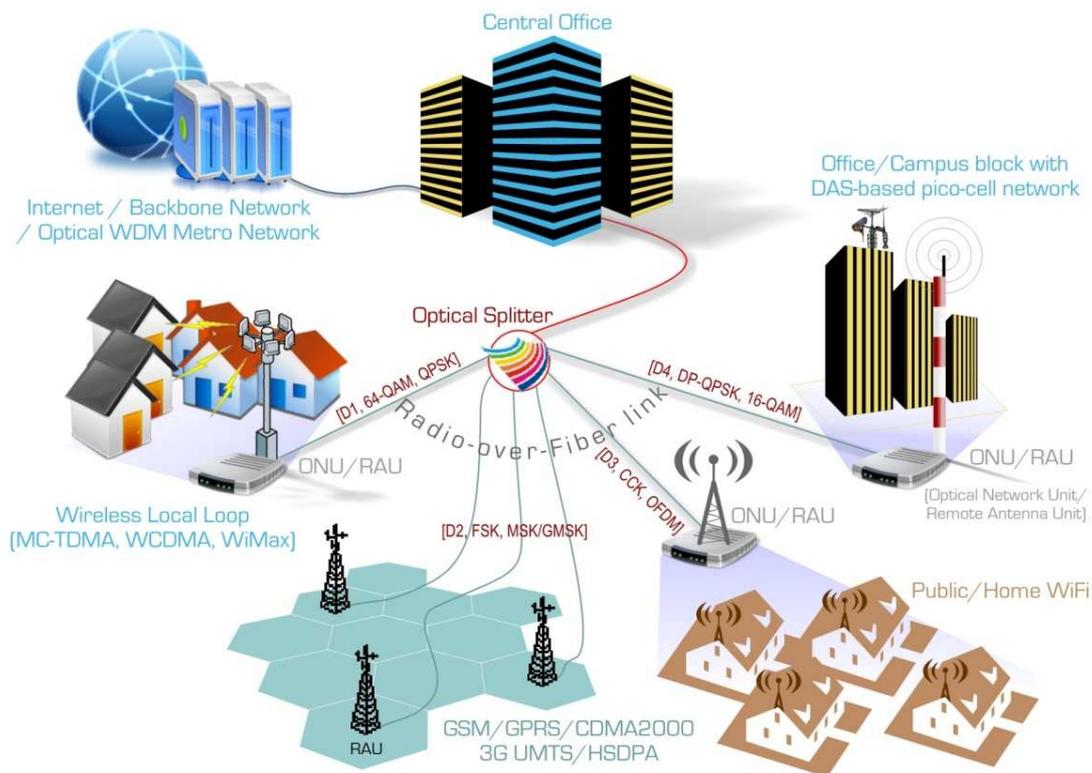
## **2.3. Atouts du transport sur fibre optique de signaux SSB pour les réseaux d'accès sans-fil large bande**

D'après les méthodes mentionnées au paragraphe précédent, un compromis est nécessaire pour accroître la capacité des réseaux d'accès sans-fil. Il existe alors pour cela deux solutions :

- La première solution est basée sur une technologie radio-sur-fibre, qui permet de simplifier les tâches de la station de base en faisant remonter ces fonctionnalités principales vers un système

centralisé telle que le CO. Les ressources gérées par le CO sont partagées à distance par plusieurs antennes (RAU). Le CO administre les processus de routage et de commutation, tandis que la tâche du RAU est d'assurer l'interface radio avec le MU ou avec un autre type d'équipement d'un client (CPE).

- La deuxième solution consiste en une modulation SSB qui offre une meilleure efficacité spectrale et une protection contre les phénomènes d'atténuation périodique en fonction de la distance de transmission à une fréquence porteuse donnée. Un scénario qui emploie les deux avantages est représenté dans la figure V.1 où un CO sert plusieurs types de réseaux d'accès radio (sans-fil) sur des liaisons RoF du réseau d'accès optique passif (PON). L'utilisation de la modulation SSB conjointement à une transmission RoF rend le système flexible et polyvalent dans le choix du format de modulation et de la porteuse, avec une grande robustesse contre la dispersion des fibres dans une large gamme de distances ( $D_n$ ) entre le CO et les RAU.



**Figure V. 1 Déploiement de liens RoF basés sur une modulation SSB pour différentes distances de transmission  $[D_n]$  et des formats de modulation numérique adaptés aux applications et interfaces clients.**

### 3. D-EML et modulation à bande latérale unique

Les avantages de la modulation Single Side Band qui ont été exposés dans le paragraphe précédent, sont tout d'abord la diminution de l'occupation spectrale du signal modulé et la robustesse du signal à la dégradation induite par la dispersion chromatique pour une transmission analogique. La modulation SSB peut être implémentée dans le domaine optique en utilisant différentes méthodes. Par exemple une de ces méthodes est basée sur l'utilisation d'un filtre optique pour éliminer la bande latérale non désirée. Une autre méthode utilise un schéma de modulation spécifique avec un interféromètre de Mach-Zehnder à double électrode [118] ou à quatre électrodes [119].

La solution décrite dans ce chapitre est basée sur l'utilisation d'un EML à modulation duale, pour lequel on utilise un dispositif permettant d'appliquer le même signal sinusoïdal de modulation au laser et au modulateur de manière similaire à la modulation NRZ à 10 Gbit/s vue au chapitre IV. L'extinction de la bande latérale est obtenue à la suite d'un équilibre entre la modulation de fréquence induite par le laser et le taux de modulation d'amplitude apportée par le modulateur avec une relation phase adéquate entre les signaux de modulations injectées sur le D-EML. Cette technique est une solution optimale pour la conception d'un composant facilement intégrable du fait d'un très faible facteur de forme ayant de plus une faible tension de commande pour cet émetteur dont le coût en serait très réduit en comparaison des autres techniques faisant intervenir plusieurs éléments additifs au modulateur. Dans notre solution, un seul appareil intégré effectue à la fois la génération de la porteuse optique et la fonction de modulation SSB (comme on peut le voir dans la figure V.2). De plus, nous verrons que le composant a une faible sensibilité aux fortes températures car les résultats présentés pour 25°C et 45°C sont très proches.

### 3.1. Caractéristiques technologiques du composant

Dans ces expériences le D-EML utilisé a également été conçu et fabriqué par le III-V Lab Alcatel-Thales. La couche active du composant est composée de 10 puits quantiques InAlGaAs contraints en compression. Le laser et modulateur ont des longueurs respectives de 450  $\mu\text{m}$  et 75  $\mu\text{m}$ . La taille de la puce est de 700  $\times$  250  $\mu\text{m}^2$ . La longueur d'onde laser est fixé à 1536 nm et a un désaccord positive de 50 nm par rapport au bord d'absorption du modulateur. Une hétérostructure enterrée a été choisie pour l'intégration du guide d'onde optique car il présente une conductance thermique supérieure et comportement modal stable. Les puces ont été assemblées sur un support en cuivre comprenant la céramique et les lignes d'accès RF. La puissance en sortie de l'EML et collecté dans une fibre optique peut atteindre jusqu'à 0 dBm. Le dispositif n'a pas été mis en module pour les expériences car nous avons utilisé le composant dans son état brut et c'est justement l'intérêt du banc de test 40 GHz décrit au chapitre III car l'intégration en boîtier du composant représente plus de 70 % de son coût. Toutefois, afin d'effectuer la modulation duale, les accès RF du laser et du modulateur sont connectés à des lignes coplanaires sur-lesquelles on vient déposer les sondes micro-ondes.

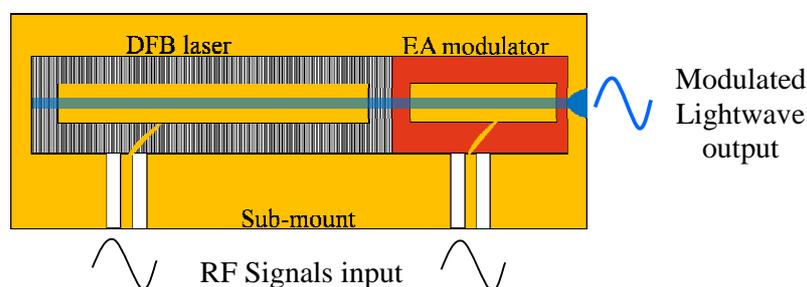


Figure V. 2 Structure schématique du composant (layout) monté sur embase.

### 3.2. Principe de la génération SSB par modulation duale de l'EML

H. Kim a démontré dans un article [120] qu'une pure modulation FM sur le laser et une pure modulation AM sur le modulateur EA permet l'extinction d'une des raie latérale de modulation à condition que :

- le signal  $\omega_m$  soit modulé à bande étroite autour de la porteuse RF
- l'excursion FM  $A\beta$  sur le laser et l'excursion  $A_m$  du modulateur vérifie la relation

$$m \cdot A \cdot J_0\left(\frac{A\beta}{\omega_m}\right) = 4 \cdot J_1\left(\frac{A\beta}{\omega_m}\right) \quad \text{Equation V.1}$$

Où  $J_0$  et  $J_1$  sont les fonctions de Bessel.

- la modulation sur les deux fonctions sont soit en phase ou soit en opposition de phase de  $\pi$ .

L'équation V.1 peut être simplifié par  $m = 2\beta/\omega_m$  en considérant un indice de modulation FM faible.

Le fonctionnement consiste à diviser le signal de modulation RF sur deux voies et par la suite bien équilibrer la puissance du signal RF entre le laser et modulateur avec de plus le réglage du retard afin d'obtenir la relation de phase correcte. La qualité de l'extinction de la bande désirée est alors liée à la précision des ajustements mentionnés précédemment ainsi qu'à la modulation AM résiduelle du laser et le chirp du modulateur.

## 4. Transmissions RoF expérimentales de signaux Single Side Band

### 4.1. Protocole expérimental

La plate-forme de test en transmission (voir figure V.3), consiste en une source RF fournissant un signal CW à 10 GHz modulée par des signaux IQ. Ce signal alimente le laser et le modulateur avec une puissance RF de 4 dBm. Une ligne à retard manuelle électrique et un atténuateur variable électrique avec une excursion complète de 11 dB par pas de 1 dB sont respectivement placés en amont du laser et du modulateur afin d'équilibrer le déphasage relatif entre les deux voies et l'indice de modulation. Pour la transmission, nous utilisons une fibre standard SMF avec un amplificateur EDFA. Un EDFA en ligne est ajoutée pour une longueur de transmission sur fibre de 155 km. Le récepteur comprend une photodiode de détection quadratique du signal RF à 10 GHz et un analyseur de signaux pour la démodulation IQ. Les polarisations statiques statique pour le laser et le modulateur sont  $I_{\text{Laser}} = 36 \text{ mA}$  et  $V_{\text{Mod}} = -1,9 \text{ V}$  générant une puissance optique moyenne en sortie de -5 dBm. La température de fonctionnement de l'EML a été asservie pour des mesures à 25° C et à 45° C.

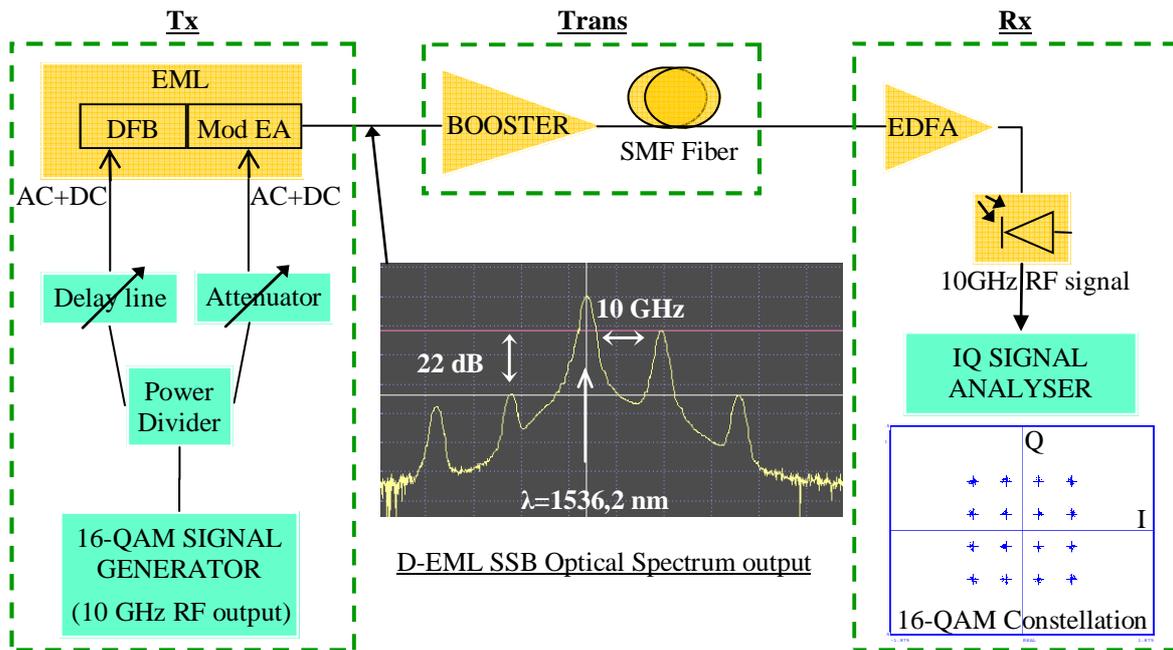


Figure V. 3 Schéma du banc de test expérimental de transmissions RoF au-delà de 155 km de signaux SSB générés par D-EML. Spectre optique du signal SSB en sortie du composant (au centre). Constellation d'un signal 16-QAM après démodulation (droite).

#### 4.2. Performances en transmission de signaux I-Q portée par la modulation Single Side Band

Les modulations FM et AM du laser et du modulateur de l'EML permettent une extinction de la bande latérale inférieure de 10 GHz par rapport à la bande latérale supérieure de 22 dB comme le montre la figure V.3. L'extinction de la bande latérale supérieure a été réalisée mais elle s'avère plus faible de 5dB, elle reste suffisante pour être considérée aussi comme une bonne modulation SSB. Cette différence serait due, d'après [120], à une limitation de l'extinction du fait d'une modulation d'amplitude supplémentaire de EML lorsque les signaux RF injectés sur le laser et le modulateur sont en phase. Les résultats présentés ici constituent une amélioration importante par rapport aux précédents publiés par H. Kim bien que ce dernier ait utilisé un laser et un modulateur discret en évitant les inconvénients d'un composant monolithique comme le retour optique sur le laser. La génération de la modulation IQ dans le domaine électrique est basé sur un signal de données en bande de base et un signal RF. Le signal 16-QAM est réalisée par la modulation de deux porteuses orthogonales entre-elles, une porteuse pour les signaux en phase I, et l'autre pour les signaux en quadrature de phase. Les signaux modulant chaque porteuse ont 4 niveaux de modulation d'amplitude. Nous avons expérimenté différentes modulations numériques basées sur le même schéma avec une porteuse électrique  $F_c = 10 \text{ GHz}$ . Cette démonstration met en évidence la capacité de la modulation SSB généré par dual-EML, à transporter plusieurs formats de modulation en phase (PSK). Les diagrammes de l'œil pour la composante Q d'un signal 16-QAM, QPSK et MSK au débit de 7 MBaud/s sont présentés dans la figure V.4 après une transmission 65 km. La grande qualité des diagrammes de l'œil peut y être observée.

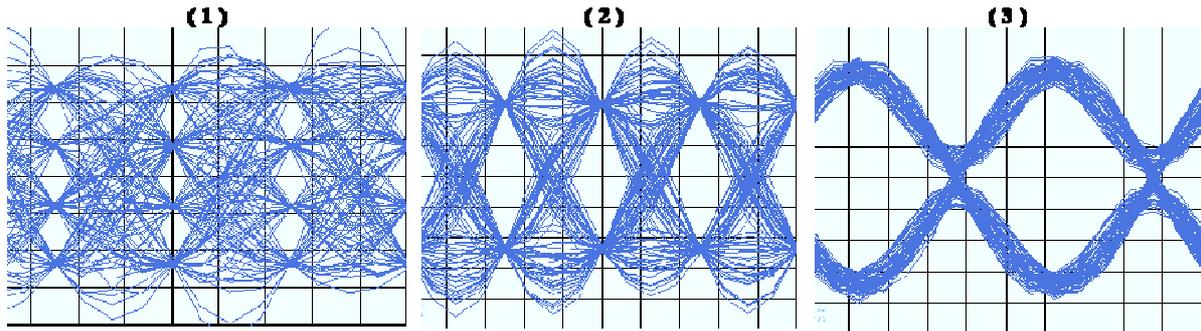


Figure V. 4 Diagrammes de l'œil de la composante Q de signaux 16-QAM (1), QPSK (2), MSK (3) au débit de 7 MBaud/s après 65 km de fibre SMF.

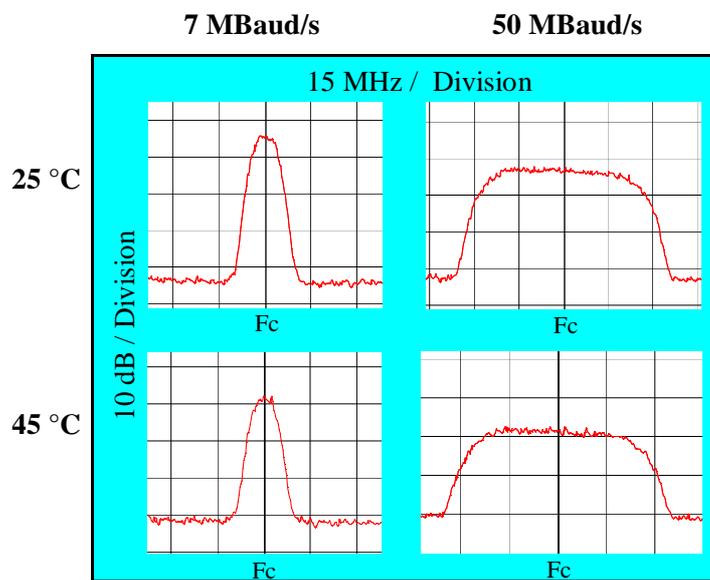


Figure V. 5 Spectres électriques d'un signal 16-QAM pour un débit de 7 et 50 MBaud/s après une transmission de 155 km de fibre SMF pour deux températures de fonctionnement du D-EML (25°C et 45°C)

La figure V.5 montre le spectre du signal électrique autour de la porteuse à 10GHz après la réception optique. Des mesures ont été faites pour des débits symboles de 7 et 50 MBaud/s et une température de fonctionnement du D-EML de 25°C et de 45°C. Le rapport signal à bruit électrique (SNR) est de 30 dB après 155 km de fibre pour un débit de 50 MBaud / s et une température de 25°C. L'effet de la température s'avère faible, car le rapport signal à bruit est réduit de seulement 10 dB à 45°C par rapport à 25°C.

La caractérisation expérimentale suivante consiste à évaluer la qualité de transmission des signaux IQ grâce à la mesure de l'EVM. Pour cette mesure, la démodulation IQ n'était possible qu'à 7 MBaud/s en raison de la limitation de l'analyseur de spectre électrique complexe utilisé comme démodulateur. Le tableau V.1 montre les performances EVM pour différentes longueurs de fibres, et de deux températures de fonctionnement.

Distance	Measurement Parameter	Temperature	
		25°C	45°C
65 km	EVM	2,8 %	2,93 %
	SNR	–	–
90 km	EVM	3,32 %	5,5 %
	SNR	38 dB	27 dB
155 km	EVM	2,89 %	4,01 %
	SNR	40 dB	32 dB

**Tableau V. 1 Résultats de mesures de EVM (%) et SNR (dB) d'un signal 16-QAM à 7 MBaud/s modulé sur une porteuse CW de 10GHz et transmis sur trois longueurs de fibre SMF pour deux températures de fonctionnement du D-EML.**

Ces performances de transmission du signal 16-QAM transporté par le signal SSB sont déduites de l'analyse de la constellation après démodulation. Une constellation d'un signal 16QAM est incluse dans la figure V.3. Pour 25°C de fonctionnement du dispositif, l'EVM atteint 2,89%, après 155 km de fibres SMF et a 1% de dégradation à 45°C avec 4,01%. Le SNR a une dégradation de 8dB entre 25°C et 45°C et reste très élevé malgré la transmission 155 km. Les mesures avec 90 km de fibre ont été effectuées sans amplificateur de puissance de type EDFA avant la fibre optique. Cela explique pourquoi les résultats sont légèrement dégradés par rapport à la mesure après 155 km de fibre pour laquelle un EDFA a été placé en ligne à 90 Km de distance. La mesure précédente démontre que la modulation à bande latérale unique générée par le D-EML conduit à une transmission adéquate des signaux radio-sur-fibre sur de longues distances de fibres optiques.

## 5. Conclusions du chapitre

Nous avons effectué la première démonstration d'une transmission Radio-sur-fibre de signaux à bande latérale unique modulés à 10 GHz sur plus de 150 km de fibres en utilisant un EML avec deux accès micro-ondes d'entrée [121]. Les EVM en dessous de 3% et un SNR de l'ordre de 40 dB a été obtenu pour 7 MBaud/s de débit symbole d'un signal 16-QAM à 25 ° C. La dégradation du SNR lorsque le D-EML est à une température de 45°C est seulement de 8dB. L'EVM correspondant est légèrement dégradé et atteint environ 4%. Des transmissions Radio-sur-Fibre pour d'autres formats de modulation IQ tels que le QPSK et le MSK ont été démontrées sur des distances de 65 km et 90 km pour des débits symboles de modulation de 7 et 50 MBaud/s. Les résultats des travaux de recherche présentés dans ce chapitre pourront être utilisés pour étudier l'utilisation possible de multiples sous-porteuses OFDM modulées autour de la porteuse à 10 GHz utilisée dans une modulation en bande latérale unique pour les transmissions Radio-sur-fibre utilisant les sources D-EML.

## Conclusion générale

Les travaux de recherches effectuées durant cette thèse ont permis de confirmer l'utilisation des EML à modulation duale pour les transmissions NRZ haut-débits, et permis de faire un travail prospectif sur la compatibilité de ce même composant pour les transmissions Radio-sur-Fibre de signaux à bande latérale unique.

La réalisation du banc de test dans la bande DC-40 GHz a été primordiale pour caractériser les composants non mis sous boîtier. Par la suite les résultats en transmissions NRZ à 10 Gbit/s ont offert une perspective d'utilisation du D-EML pour des débits plus élevés tels que 25 Gbit/s et 40 Gbit/s où les distances de transmission visées sont plus courtes et dont l'atténuation due à la fibre sera moins contraignante. En effet les pentes de variations de fréquences instantanées mesurées qui sont induites par la modulation du laser permettent de compenser la dispersion chromatique des fibres SMF mais un effort technologique est nécessaire pour augmenter la bande passante du laser des D-EML. On peut prévoir aussi d'autres schémas de modulation utilisant un signal CW sur le laser et un signal de données de type RZ pour le modulateur qui lui n'est pas limité par sa bande passante. On peut prévoir d'ailleurs l'intégration d'amplificateurs semi-conducteurs de type SOA pour injecter une forte puissance dans la fibre et bénéficier de l'effet d'auto-modulation de phase qui comme nous l'avons remarqué dans le chapitre IV, permet de diminuer fortement les pénalités de puissances pour un BER fixé. Le chirp des SOA devra alors être pris en compte dans la compensation de chirp par le laser. Enfin, dans ce cadre il est important de noter que nous avons établi un record de transmission de 165 km sur fibre SMF sans utiliser des fibres de compensation.

Pour les transmissions RoF basés sur le D-EML, il est clairement établi que les signaux SSB offrent une qualité de transmission pour de longues distances et différents formats de modulations IQ. La potentialité de cette technique a conduit au projet ANR nommé MODULE, le porteur du projet est Telecom ParisTech pour en assurer l'aboutissement industriel.



## Bibliographie

- [1] O. Audouin, D. Erasme, M. Jouvin, O. Leclerc, C. Mouton, P. Primet, D. Rodrigues, L. Thual, 'CARRIOCAS projetc: An expertimental high bit rate optical network for computing intensive distributed applications', BroadBand Europe'07, pp. Tu3A4, Anwerpen Belgique, 2007.
- [2] T. Saito, N. Henmi, S. Fujita, M. Yamaguchi, M. Shikada, 'Prechirp technique for dispersion compensation for high-speed long-span transmission', IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 3, No. 1, 1991.
- [3] Y. Frignac, 'Contribution à l'ingénierie des systèmes de transmission terrestres sur fibre optique utilisant le multiplexage en longueur d'onde de canaux modulés au débit de 40 Gbit/s', Thèse de doctorat, ENST, 2003.
- [4] R. S. Vodhanel, A. F. Elrefaie, M. Z. Iqbal, R. E. Wagner, J. L. Gimlett, S. Tsuji, 'Performance of Directly Modulated DFB Lasers in 10 Gb/s ASK, FSK, and DPSK Lightwave Systems', Journal of Litghtwave Technologi, Vol. 8, No. 9, pp. 1379-1386, 1990.
- [5] Y. Suematsu, S. Arai, and K. Kishino, 'Dynamic-single-mode semiconductor lasers with a distributed reflector', Journal of Ligthwave Technology, Vol. LT-1, pp. 161-176, 1983.
- [6] G-H. Duan, 'Bruit et modulation des lasers à semiconducteurs à contre réaction distribuée et à cavité composite', Thèse de doctorat, ENST, 1991.
- [7] M. Shirasaki, H. Nishimoto, T. Okiyama, T. Touge, 'Fibre transmission properties of optical pulses produced through direct phase modulation of DFB laser diode', Electronics Letters, Vol. 24, No. 8, 1988.
- [8] S. J. Wang, N. K. Dutta, 'Intermodulation and harmonic distortion in GaInAsP distributed feedback lasers', Electronics Letters, Vol. 25, No. 13, 1989.
- [9] R. S. Vodhanel, A. F. Elrefaie, M. Z. Iqbal, R. E. Wagner, J. L. Gimlett, S. Tsuji, 'Performance of Directly Modulated DFB Lasers in 10 Gb/s ASK, FSK, and DPSK Lightwave Systems', Journal of Litghtwave Technologi, Vol. 8, No. 9, pp. 1379-1386, 1990.
- [10] B. Wedding, 'New Method for Optical Transmission Beyond Dispersion Limit', Electronics Letters, Vol. 28, No. 14, 1992.
- [11] Y. Sorel, J. F. Kerdiles, C. Kazmierski, M. Blez, D. Mathoorasing, A. Ougazzaden, '10 Gbit/s Transmission Experiment over 165 km of dispersive fibre using ASK-FSK Modulation and Direct Detection', Electronics Letters, Vol. 29, No. 11, pp. 973-975, 1993.
- [12] M. Hickey, L. Kazovsky, 'Combined frequency and amplitude modulation for the STARNET WDM computer communication network', Photonics Technology Letters, Vol. 6, No. 12, 1994.
- [13] D. Mahgerefteh, Y. Matsui, C. Liao, B. Johson, D. Walker, X. Zheng, Z. F. Fan, K. McCallion, P. Tayebati, 'Error-free 250 km transmission in standard fibre using compact 10 Gbit/s chirp-managed directly modulated lasers (CML) at 1550 nm', Electronics Letters, Vol. 41, No. 9, 2005.
- [14] Y. Matsui, D. Mahgerefteh, X. Zheng, C. Liao, Z. F. Fan, K. McCallion, P. Tayebati, 'Chirp-Managed directly modulated laser (CML)', IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 18, No. 2, 2006.
- [15] J. Yu, P. N. Ji, Z. Jia, T. Wang, X. Zheng, Y. Matsui, D. Mahgerefteh, K. McCallion, Z. F. Fan, P. Tayebati, '42.8Gbit/s chirp-managed signal transmission over 20 km stantard SMF at 1550 nm without DCF', Electronics Letters, Vol. 43, No. 23, 2007.

- [16]** I. Papagiannakis, D. Klonidis, J. Kikidis, A. N. Birbas, I. Tomkos, 'Transmission performance improvement studies for low-cost 2.5 Gb/s taed DML sources operated at 10 Gb/s', European Conference on Optical Communications, paper Tu.1.D.5, Vol. 2, pp. 41-42, 2008.
- [17]** Y. Yokoyama, T. Hatanaka, N. Oku, H. Hatanaka, I. Kobayashi, H. Yamazaki, A. Suzuki, '10.709 Gb/s-300-km Transmission of PLC-based Chirp-Managed Laser packaged in pluggable transceiver without any optical or electrical dispersion compensation', European Conference on Optical Communications, paper We.1.C.4, Vol. 3, pp. 31-32, 2008.
- [18]** S. Warm, C. A. Bunge, T. Wuth, K. Petermann, 'Electronic dispersion precompensation using a directly modulated laser', European Conference on Optical Communications, paper P.4.07, Vol. 5, pp. 145-146, 2008.
- [19]** C. Jany et al, '10 Gbit/s 1.55 $\mu$ m 25km transmission at 90°C with new self thermally compensated AlGaInAs directly modulated laser', Optical Fiber Communication Conference, paper JWA32, 2007.
- [20]** Y. Matsui, D. Mahgerefteh, X. Zehng, X. Ye, K. McCallion, H. Xu, M. Deutsch, R. Lewen, J-O. Wesstrom, R. Schatz, P-J. Rigole, 'Widely tuneable modulated grating Y-branch Chirp Managed Laser', European Conference on Optical Communications, Vol. 2009-supplement, pp. 1-2, 2009.
- [21]** D. Mahgerefteh, Y. Matsui, X. Zheng, K. McCallion, 'Chirp Managed Laser and applications', IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. PP, Issue 99, pp. 1-14, 2010.
- [22]** F. Koyama, K. Iga, 'Frequency chirping in external modulators', Journal of Lightwave Technology, Vol. 6, No. 1, 1988.
- [23]** I. Koltchanov, A. Richter, E. Myslivets, C. Kazmierski, 'Complete time and frequency-dependent modeling electro-absorption modulators', Optical Fiber Communication Conference, paper OME42, 2005.
- [24]** T. Yamanaka, K. Wakita, K. Yokoyama, 'Field-induced broadening of optical absorption in InP-based quantum wells with strong and weak quantum confinement', Applied Physic Letters, Vol. 65, No. 12, 1994.
- [25]** J. A. J. Fells, I. H. White, M. A. Gibbon, R. V. Penty, G. H. B. Thompson, A. P. Wright, R. A. Saunders, C. J. Armistead, 'Controlling the chirp in electroabsorption modulators under digital modulation', Electronics Letters, Vol. 30, No. 24, 1994.
- [26]** A. Lestra, 'Contribution à l'étude de composants intégrés de type laser/modulateur pour transmissions optiques a haut débit' chap. F, thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble – Alcatel Alsthom Recherche, 1996.
- [27]** W.V. Sorin, K.W. Chang, G.A. Conrad and P.R. Hernday, 'Frequency domain analysis of an optical FM discriminator', Journal of Lightwave Technology, vol. 10, n°6, pp. 787-793, 1992.
- [28]** J. Langanay, 'Lasers à semi-conducteurs et à modulateurs électro-optiques intégrés pour systèmes de transmission optique', Thèse de doctorat, Université Paris VII, 1994.
- [29]** G. P. Agrawal, N. K. Dutta, 'Long-wavelength semiconductor lasers', Van Nostrand Reinold Electrical/Computer Sc. and Eng. series, New York, 1986.
- [30]** T. Miya, Y. Terunuma, T. Osaka, T. Miyoshita, 'Ultimate low-loss single-mode fiber at 1.55 $\mu$ m', Electronics Letters, Vol 15, No. 4, pp. 106-108, 1979.
- [31]** A. Sugimara, K. Daikoku, N. Imoto, T. Miya, 'Wavelength dispersion characteristics of single-mode fibers in low loss region', IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 16, No. 2, pp. 215-225, 1980.

- [32] K. Tsujikawa, K. Tajima, and J. Zhou, 'Intrinsic loss of optical fibers', *Optical Fiber Technology*, vol. 11, pp. 319-331, 2005.
- [33] A.E. Willner, 'Chromatic dispersion and polarisation-mode dispersion : managing key limitations in optical communication systems', *Optics & Photonics News*, pp. 16-21, 2002.
- [34] G. P. Agrawal, 'Nonlinear Fiber Optics', third edition, Academic Press, 2001.
- [35] J. Capmany, D. Pastor, B. Ortega, 'Effects of fourth-order dispersion in very high speed optical time domain multiplexed transmission', *Optics Letters*, Vol. 27, No. 11, pp. 960-962, 2002.
- [36] C. Finot, 'Similaritons dans les amplificateurs Raman à fibre optique', Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 2005.
- [37] A. Sugimura, K. Daikoku, N. Imoto, T. Miya, 'Wavelength dispersion characteristics of single-mode fiber in low-loss region', *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 16, No. 2, 1980.
- [38] I. P. Kaminov, T. L. Koch *et al*, 'Optical Fiber Telecommunications IIIA & IIIB', Academic Press, 1997.
- [39] G. Millot, P. Tchofo-Dinda, 'Basic principles of nonlinear effects in optical fibres, Elsevier Science, Encyclopedia of Modern Optics, Editors : B. Guenther, D. Steel, and L. Bayvel, 2005.
- [40] P. J. Winzer, R-J. Essiambre, 'Advanced modulation formats for high-capacity optical transport networks', *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, No. 12, 2006.
- [41] N. Shibata, R. P. Braun, R. G. Waarts, 'Phase mismatch dependence of efficiency of wave generation through four-wave mixing in a single-mode optical fiber', *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-23, No. 7, 1987.
- [42] R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, F. Forghieri, A. H. Gnauk, R. M. Derosier, 'Four-photon mixing and high-speed WDM systems', *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 13, No. 5, 1995.
- [43] I. Shake, H. Takara, K. Mori, S. Kawanishi, Y. Yamabayashi, 'Influence of inter-bit four-wave mixing in optical TDM transmission', *Electronics Letters*, Vol. 34, No. 16, pp. 1600-1601, 1998.
- [44] T. Inoue, A. Maruta, 'Suppression of nonlinear intrachannel interactions between return-to-zero pulses in dispersion-managed optical transmission systems', *Journal of Optical Society of America B*, Vol. 19, No. 3, pp. 440-447, 2002.
- [45] R. H. Stolen, Q. Lin, 'Self-phase modulation in silica optical fibers', *Physical Review A*, Vol. 17, No. 4, pp. 1448-1453, 1978.
- [46] W. J. Tomlison, R. H. Stolen, A. M. Johson, 'Optical wave-breaking of pulses in nonlinear optical fibers', *Optics Letters*, Vol. 10, No. 9, pp. 457-459, 1985.
- [47] J. E. Rothenberg, D. Grischkowsky, 'Observation of the formation of an optical intensity shock and wave-breaking in the non-linear propagation of pulses in optical fibers', *Physical Review Letters*, Vol. 62, No. 5, pp. 531-534, 1989.
- [48] I. Joindot, M. Joindot, 'Les télécommunications par fibres optiques', Ed. Dunod (ISBN 2-10-002787-5), Chap 3, pp. 140-145, 1996.
- [49] S. D. Personick, 'Optical detectors and receivers', *Journal of Lightwave technologies*, Vol. 26, No. 9. Pp. 1005-1020, 2008.
- [50] S. Pellevrault, 'Contribution à l'optimisation de transmissions optiques ultra haut débit à 40 Gbit/s', thèse de doctorat, SUPELEC école supérieure d'électricité, 2008.

- [51]** J. E. A. Whiteaway, B. Garrett, G. H. B. Thompson, A. J. Collar, C. J. Armistead, and M. J. Fice, 'The static and dynamic characteristics of single and multiple phase-shifted DFB laser structures', *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 28, No. 5, 1992.
- [52]** Y. Kawamura *et al.*, 'Monolithic integration of DFB lasers and MQW optical modulators', *IEEE International Semiconductors Laser Conference*, B-4, pp. 22-23, 1986.
- [53]** D. Delprat, 'Etude de sources intégrées lasers-modulateurs pour transmission optique à haut débit', thèse de doctorat, Université Paris 6 – Centre National d'Etudes des Télécommunications France Telecom, 1997.
- [54]** M. G. A. Bernard, Georges Duraffourg, 'Laser conditions in semiconductors, *Physica Status Solidi (b)*, Vol. 1, Issue 7, pp. 699-703, 1961.
- [55]** H. Bissessur, 'Etude des non-linéarités dans les lasers à contre-réaction distribuée', thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications - Alcatel Alsthom Recherche, 1994.
- [56]** M. Asada *et al.*, 'Gain and intervalence band absorption in quantum-well lasers', *IEEE J. of Quantum Electron.*, Vol. 20, pp. 745-763, 1984.
- [57]** M. Allovon *et al.*, 'Interest in AlGaInAs on InP for optoelectronic applications', *IEEE Proceedings-J*, Vol. 139, No. 2, pp. 1481-1482, 1992.
- [58]** Y. Arakawa and A. Yariv, 'Theory of gain, modulation response and spectral linewidth in AlGaAs laser', *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 21, N°10, pp. 1666-1674, Oct. 1985.
- [59]** W. Streifer *et al.*, 'Optical analysis of multiple quantum well lasers', *Appl. Optics*, Vol. 18, No. 21, pp. 3547-3548, 1979.
- [60]** C. H. Henry, 'Theory of the linewidth of semiconductor lasers', *IEEE Journal of Quantum Electron.*, vol. QE-18, n°2, pp. 259-264, 1982.
- [61]** P. Gallion, 'Pureté spectrale d'un laser synchronisé : application à la détection cohérente', thèse d'état, université de Montpellier, 1986.
- [62]** G-H Duan *et al.*, 'Analysis of phase-amplitude factor and spectral linewidth of distributed feedback and composite cavity semiconductor lasers', *IEEE J. Quantum Electr.*, Vol. 26, No. 1, pp. 32-44, 1990.
- [63]** P. Gallion *et al.*, 'Couplage phase-amplitude et taux d'émission spontanée dans les lasers semi-conducteurs à contre-réaction distribuée ou à cavité composite', *Ann. des télécom.* 45, 9-10, pp. 528-535, 1990.
- [64]** T. Takahashi, 'Nonlinear gain effects on spectral dynamics in quantum well lasers', *IEEE Photonics Tech. Lett.*, vol.3, pp. 106-107, 1991.
- [65]** K. Uomi *et al.*, 'Oscillation wavelength and laser structure dependence of nonlinear damping effect in semiconductor lasers', *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, pp. 675-677, 1991.
- [66]** B. N. Gomadam, A. P. Defonzo, 'Theory of hot carrier effects on nonlinear gain in GaAs-AlGaAs lasers and amplifiers', *IEEE J. Quantum Electr.*, vol. 26, pp. 1689-1704, 1987.
- [67]** M. Willatzen *et al.*, 'Nonlinear gain suppression in semiconductor lasers due to carrier heating', *IEEE Photonics Techn. Lett.*, vol. 3, pp. 606-609, 1991.
- [68]** W. S. Rabinovich, B. J. Feldman, 'Spatial Hole burning effects in distributed feedback lasers', *IEEE J. Quantum Electr.*, vol. 25, pp. 20-30, 1989.
- [69]** G-H Duan *et al.*, 'Effective nonlinear gain in semiconductor lasers', *IEEE Photonics Tech. Lett.*, Vol. 4, No. 3, 1992.

- [70]** G. P. Agrawal, 'Gain nonlinearities in semiconductor lasers : theory and applications to distributed feedback lasers' J. Quantum Electr., vol. 23, no. 6, 1987.
- [71]** G-H Duan *et al*, 'Dynamic and noise properties of tunable multielectrode semiconductor lasers including spatial hole burning and nonlinear gain', IEEE J. Quantum Electr., vol. 29, No. 3, 1993.
- [72]** T. Takahashi and Y. Arakawa : 'Nonlinear gain effects on spectral dynamics in quantum well lasers', IEEE Photonics Techn. Lett., Vol. 3, No. 2, 1991.
- [73]** G. P. Agrawal : 'Spectral hole burning and gain saturation in semiconductor lasers :strong-signal theory', J. Appl. Phys., Vol. 63, pp. 1232-1235, 1988.
- [74]** J. Yao, 'Etude de non linéarités optiques et des effets de capture des porteurs dans les lasers semi-conducteurs à puits quantiques', thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, 1994.
- [75]** J. Yao *et al* : 'Strong signal analysis of optical nonlinearities in single-quantum-well and double-heterostructure lasers', IEEE Photonics Techn. Lett., Vol. 4, No. 10, 1992.
- [76]** Y. Jaouën, 'Modélisation, optimisation et réalisation d'un système optique cohérent 1 Gbit/s à modulation de fréquence à phase continue', thèse de doctorat, ENST, 1993.
- [77]** G. Morthier, P. Vankwikelberge, 'Handbook of distributed feedback laser diodes', Artech House Inc., 1997.
- [78]** H. Kogelnik, C. V. Shank, 'Coupled wave theory of distributed feedback lasers', J. Applied Physics, Vol. 43, No. 5, pp. 2327-2335, 1972.
- [79]** H. Kogelnik, C. V. Shank, 'Coupled wave theory of distributed feedback lasers', J. Applied Physics, Vol. 43, No. 5, pp. 2327-2335, 1972.
- [80]** J. Glinski, T. Makino, 'Yield analysis of second order DSM DFB lasers and implications for design', IEEE J. Quantum Electr., 1987.
- [81]** F. Kéfélian, 'Corrélation du bruit de phase de lasers à réseau de Bragg par injection optique. Application à la génération et au transport sur fibre de signaux radiofréquences', thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, 2005.
- [82]** M. S. Ozyazici, 'The complete electrical equivalent circuit of a double heterojunction laser diode using scattering parameters', Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, Vol. 6, No. 4, pp. 1243-1253, December 2004.
- [83]** S. J. Wang, N. K. Dutta, 'Intermodulation and harmonic distortion in GaInAsP distributed feedback lasers', Electronics Letters, Vol.25, No. 13, 1989.
- [84]** M. Blez *et al*, 'Very low chirping of InGaAs-InGaAlAs MQW DFB BRS lasers under 10 Gb/s modulations', IEEE J. Quantum Electr., Vol. 29, No. 6, pp. 1676-1681, 1993.
- [85]** A. P. Wright *et al*, '22 GHz-bandwidth 1,5 $\mu$ m compressively strained InGaAs MQW ridge-waveguide DFB lasers', Electron. Lett., Vol. 29, pp. 1848-1849, 1993.
- [86]** D. S. Chemla, T. C. Damen, D. A. B. Miller, A. C. Gossard, W. Wiegmann, 'Electroabsorption by Stark effect on room-temperature excitons in GaAs/GaAlAs multiple quantum well structures', Applied Physics Letters, Vol. 42, issue 10, 1983.
- [87]** D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, , A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, C. A. Burrus, 'Electrical field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures', Physical Review B, No. 32, pp. 1043-1060, 1985.

- [88]** S. Nojima, K. Wakita, 'Optimization of quantum well materials and structures for excitonic for electroabsorption effects', *Applied Physics Letters*, Vol. 53, issue 20, pp. 1958-1960, 1988.
- [89]** B. Pezeshki, D. Thomas, J. S. Harris, 'Optimization of modulation ratio and insertion loss in reflective electroabsorption modulators', *Applied Physics Letters*, Vol. 57, issue 15, pp. 1491-1492, 1990.
- [90]** A. Alping, 'Waveguide PIN photodetectors :theoretical analysis and design criteria', *IEE Proceedings Journal of Optoelectronics*, Vol. 136 issue 3, pp. 177-182, 1989.
- [91] A. M. Fox, D. A. B. Miller, G. Livescu, J. E. Cuningham, J. E. Henry, W. Y. Jan, 'Exciton saturation in electrically biased quantum wells', *Applied Physics Letters*, Vol. 57, No. 22, pp. 2315-2317, 1990.
- [92]** T. H. Wood, J. Z. Pastalan, C. A. Burns, B. C ; Johnson, B. I. Miller, J. L. De Miguel, U. Koren, M. G. Young, 'Electric field screening by photogenerated holes in multiple quantum wells : a new mechanism for absorption saturation', *Applied Physics Letters*, Vol. 57, No. 11, pp. 1081-1083, 1990.
- [93]** D. J. Moss, M. Aoki, H. Sano, 'Comparison of photoconductive response times of InGaAs/InAlAs and InGaAs/InGaAsP multi-quantum well waveguide modulators', *Japan Journal of Applied Physics*, Vol. 33 part 2, No. 3A, pp. L328-L330, 1994.
- [94]** A. Messiah, 'Mécanique quantique', Dunod, Paris, 1959.
- [95]** A. Ramdane, A. Ougazzaden, F. Devaux, F. Delorm, M. Schneider, J. Landreau, 'Very simple approach for high performance DFB laser-electroabsorption modulator monolithic integration', *Electronics letters*, Vol. 30, No. 23, 1994.
- [96]** M. Le Pallec, C. Kazmierski, E. Vergnol, S. Perrin, J.G. Provost, P. Poussière, G. Glastre, D. Carpentier, S. Fabre, 'New integrated buried laser-ridge modulator with identical active layer', *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15, No. 3, 2003.
- [97]** C. Sun, B. Xiong, J. Wang, P. Cai, J. Xu, J. Huang, H. Yuan, Q. Zhou, Y. Luo, 'Fabrication and packaging of 40-Gb/s AlGaInAs multiple-quantum-well electroabsorption modulated lasers based on identical epitaxial layer scheme', *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 26, No. 11, 2008.
- [98]** B. Tromborg, H. Olesen, X. Pan, S. Saito, 'Transmission line description of optical feedback and injection locking for Fabry-Perot and DFB lasers', *Journal of quantum electronics*, Vol. 23, No. 11, pp. 1875-1889, 1987.
- [99]** M. Suzuki, H. Tanaka, S. Akiba, Y. Kushiro, 'Electrical and optical interactions between integrated InGaAsP/InP DFB lasers and electroabsorption modulators', *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 6, No. 6, 1988.
- [100]** P. Brosson, H. Bissessur, 'Analytical expressions for the FM and AM response of an integrated laser-modulator', *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, Vol. 2, No. 2, 1996.
- [101]** A. Lestra, P. Brosson, 'Design rules for a low-chirp integrated DFB laser with an electroabsorption modulator', *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, No. 8, 1996.
- [102]** A. Konczykowska, M. Riet, F. Jorge, F. Blache, C. Jany, J. Decobert, F. Alexandre, C ; Kazmierski, '43Gb/s operation of a directly connected driver and electroabsorption modulated laser for low-cost packages', *Optical Fiber Communication Conference*, paper JWA40, 2008.
- [103]** N. Okada, T. Miyahara, T. Shinada, T. Saito, A. Sugitasu, T. Hatta, '43 Gbit/s EAM-LD Module with built-in driver IC employing novel cathode-floating bias circuit', *European Conference on Optical Communications*, paper We.1.C.3, Vol 3, No. 29, 2008.

- [104]** D. Delprat, A. Ramdane, A. Ougazzaden, H. Nakajima, M. Carre, 'Integrated multiquantum xell distributed feedback laser-electroabsorption modulator with a negative chirp for zero bias voltage', *Electronics Letters*, Vol. 33, No. 1, pp. 53-55, 1997.
- [105]** F. Devaux, Y. Sorel, and J. F. Kerdiles, 'Simple Measurement of Fiber Dispersion and of Chirp Parameter of Intensity Modulated Light Emitter', *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 11, No. 12, Decembre 1993.
- [106]** T. L. Kotchand, J. E. Bowers, 'Nature of wavelentgh chirping in directly modulated semiconductors lasers', *Electron. Lett.*, pp. 1038-1039, 1984.
- [107]** F. Devaux, 'Optimum prechirping conditions of externally modulated lasers for transmission on standard fiber', *IEE Proc.-Optoelectronics*, Vol. 141, No. 6, 1994
- [108]** R.A. Saunders, J.P. King and I. Hardcastle, *Elec. Lett.*, vol.30, n° 16, 04-08-1994, pp. 1336-1338, 1994.
- [109]** J. Jeong, Y. K. Park, 'Accurate determination of transient chirp parameter in high speed digital lightwave transmitters', *Electronics Letters*, Vol. 33, No. 7, 1997.
- [110]** C. Heras, J. Pelayo, F. Villuendas, I. Salinas, 'Measurement of chirp effect in high resolution PRBS optical spectra', *European Conference on Optical Communications*, Digital Number Id. 10.1109/ECOC.2006.4801230, 2006.
- [111]** J. Petit, D. Erasme, C. Kazmierski, C. Jany, J. Decobert F. Alexandre, N. Dupuis, R. Gabet, 'Enhanced 10-Gb/s NRZ Transmission Distance using Dual Modulation of an Integrated Electro-absorption Modulated Laser Transmitter', *Optical Fiber Communication Conference*, oral session, paper No. OthG2, 2009.
- [112]** H. Kim, "A novel way to improve the dispersion-limited transmission distance of electroabsorption modulated laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, No. 8, 2006.
- [113]** W. Akhtar, P. Gallion, M. Gharaei, 'Hybridization Readiness for Multiservice Broadband Networks', *Proc. International Conference on Telecommunications*, No. 1, pp. 352-355, 2009.
- [114]** H. SchmuK, 'Comparison of Optical Millimeter-Wave System concepts with regard to Chromatic Dispersion', *Electronics Letters*, No. 31, pp. 1848-1849, 1995.
- [115]** IEEE, 'IEEE Standard for Information technology - Part 15.3: Wireless Medium Access Control (MAC) and Physical Layer (PHY) Specifications for High Rate Wireless Personal Area Networks (WPANs), 'IEEE Std 802.15.3c-2009 (Amendment to IEEE Std 802.15.3-2003), Vol. 1, No. c1-187, 2009.
- [116]** D.M. Pozar, 'Microwave and RF Design of Wireless Systems', John Wiley & Sons, Inc., Univ. of Massachusetts at Amherst, MA 01003, U.S., 2001.
- [117]** S. Hwang, H. Kim, B. Kim, 'RoF Technologies for In-Building Wireless Systems', *IEICE Transactions on Electronics (Institute of Electronics, Information and Communication Enginer.)*, Vol. E90-C(2), pp. 345-350, 2007.
- [118]** G. H. Smith, D. Novak, Z. Ahmed, 'Novel technique for generation of optical SSB with carrier using a single MZM to overcome fiber chromatic dispersion', *International Topical Meeting on Microwave Photonics*, pp. 5-8 suppl., 1996.
- [119]** L. Guo-Wei, T. Sakamoto, A. Chiba, 'Optical MSK Transmitter using a Monolithically integrated quad Mach-Zehnder IQ modulator', *European Conference on Optical Communications*, 2009.

**[120]** H. Kim, 'EML-Based Optical Single Sideband Transmitter', IEEE Photonics Technologies Letters, Vol. 20, No. 4, 2008.

**[121]** J. Petit, W. Akhtar, J-C. Bouley, P. Gallion, D. Erasme, C. Kazmierski, C. Jany, J. Decobert, F. Alexandre, N. Dupuis, 'Dual-modulation of a novel Electro-absorption Modulated Laser for Radio-over-Fiber Systems', SPIE Photonics Europe, Bruxelles, 2010.

## Publications

### Communications internationales

J. Petit, W. Akhtar, J-C. Bouley, P. Gallion, D. Erasme, C. Kazmierski, C. Jany, J. Decobert, F. Alexandre, N. Dupuis, 'Dual-modulation of a novel Electro-absorption Modulated Laser for Radio-over-Fiber Systems', SPIE Photonics Europe, Bruxelles, 2010.

Juan Petit, Didier Erasme, Christophe Kazmierski, Christophe Jany, Jean Decobert François Alexandre, Nicolas Dupuis, Renaud Gabet. 'Enhanced 10-Gb/s NRZ Transmission Distance using Dual Modulation of an Integrated Electro-absorption Modulated Laser Transmitter', Optical Fiber Communications, paper OThG2, San Diego California – USA, 2009.

### Communications nationales

Juan Petit, Didier Erasme, Christophe Kazmierski, Christophe Jany, Jean Decobert, François Alexandre, Nicolas Dupuis, Renaud Gabet. 'AUGMENTATION DE LA PORTEE DE TRANSMISSION A 10 GB/S PAR MODULATION DUALE D'UNE NOUVELLE SOURCE D'EMISSION: LE D-EML', Journées Nationales d'Optique Guidée, papier Je1.7, Lille, 2009.

Juan Petit, Didier Erasme et Christophe Kazmierski, 'Caractérisation sous pointes en régime petit signal d'un laser-modulateur intégré pour communications optiques à 40 Gb/s', Journées Nationales d'Optique Guidée, Affiche 147, Lannion, 2008.

# Table des illustrations

## Chapitre d'introduction

Figure 1. Plan de déploiement du projet CARRIOCAS (gauche), exemple de murs de simulation (droite).....	15
---	----

## Chapitre I

Figure I.1 Schéma de principe d'un lien de transmission optique.....	18
Figure I.2 Courbe schématique des pertes par atténuation en fonction de la longueur d'onde dans une fibre optique standard en dB/km.....	23
Figure I.3 Courbe de mesure de la dispersion chromatique de la fibre monomode SMF en fonction de la longueur d'onde [37]. .....	25
Figure I.4 Effet de la dispersion chromatique sur la variation de fréquence de la porteuse optique en fonction du signe de la dispersion de la fibre optique.....	26
Figure I.5 Contribution des effets non-linéaires inter-canaux (XPM, FWM) et intra-canaux (SPM, i-XPM, i-FWM) pour différents types de fibres optiques (NZDF, SSF) et différents débit de modulation de signaux WDM transmis sur 2000 km[40].....	29
Figure I.6 Schéma de principe de l'effet d'auto-modulation de phase sur une impulsion créneau [3].....	30
Figure I.7 Effet de la dégradation d'une séquence temporelle d'un signal NRZ modulé à 10Gbit/s après 2x100 km de propagation sur fibre SMF [3]. .....	31
Figure I.8 Principe des effets non-linéaires intra-canaux de type i-XPM et i-FWM [3]. .....	34
Figure I.9 Effets non-linéaires intra-canaux sur le diagramme de l'œil d'un signal RZ modulé à 40 Gbit/s.....	34
Figure I.10 Courbes caractéristique des déformations dues à la dispersion chromatique pour une impulsion gaussienne non chirpée. (a) évolution de l'impulsion dans le domaine temporel et chirp associé pour différentes distances. (b) évolution du spectre de l'impulsion après 5.3 km. (c) largeur temporelle à mi hauteur pour 5.3 km issue de l'équation I.54 (trait plein) et d'une résolution numérique (cercles). .....	38
Figure I.11 Effets conjoints de la dispersion chromatique et des non-linéarités de type Kerr sur une impulsion gaussienne. (a) évolution temporelle de l'impulsion pour différentes distances de propagation et chirp associé. (b) évolution du spectre de l'impulsion pour différentes distances de propagation. ....	39
Figure I.12 Principe de fonctionnement d'une photodiode PIN [48]. .....	41
Figure I.13 Schéma d'un photorécepteur muni d'une photodiode PIN et d'un amplificateur à trans-impédance (a), circuit électrique équivalent (b). .....	41
Figure I.14 Chaîne de réception optique pour caractériser le BER d'un signal en fonction de la puissance optique $P_{in}$ reçue.....	43
Figure I.15 Principe de la mesure des pénalités en réception en back to back et après 50 km de transmission sur fibre pour des signaux issues d'un D-EML (cercles) et d'un EML classique (carrés). .....	44
Figure I.16 Principe de constitution d'un diagramme de l'œil et critère d'évaluation de l'ouverture verticale (A) et horizontale (W) de l'œil, et de la gigue de phase (J). .....	45
Figure I.17 Relation entre le facteur Q et le taux d'erreurs binaires.....	47

## Chapitre II

Figure II.1 Calculs de courbes de gain pour différentes densités de porteurs injectées [29].....	51
Figure II.2 Schéma d'un laser DFB.....	52
Figure II.3 Exemple de diagramme de bandes d'énergie d'un puits quantique (gauche), Composition des matériaux de la structure MQW des EML fourni par le III-V Lab (droite). L'axe longitudinal suivant Z de la figure du schéma de gauche correspond à l'empilement vertical des couches de celui de droite.....	52
Figure II.4 Evolution typique des porteurs N, et des photons P, en fonction du courant injecté.....	54
Figure II.5 Schéma d'ensemble de puits barrières.....	56
Figure II.6 Modulation d'intensité d'un laser en régime petit-signal pour différents courants d'injection.....	63

Figure II. 7 Modulation de fréquence d'un laser MQW sous un courant statique de 100 mA. [76] .....	64
Figure II. 8 Vue schématique du réseau de réfraction gravé le long du laser.....	66
Figure II.9 Schéma équivalent d'un laser semi-conducteur .....	71
Figure II. 10 Diagramme de bande d'énergie d'une structure à puits quantique non soumis à un champ électrique et sa fonction d'onde (a), Densité d'état des bandes de conduction et de valence (b), et coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde ou l'énergie du photon (c). .....	74
Figure II. 11 Dépendance de l'efficacité de modulation (F : champ électrique) .....	76
Figure II. 12 Schéma électrique équivalent d'un modulateur à électro-absorption.....	76
Figure II. 13 Schéma électrique équivalent du circuit de commande d'un modulateur (EAM=diode) .....	77
Figure II. 14 Transmission en mode TM d'un modulateur MQW (axe vertical en dB) soumis à une tension de polarisation inverse (axe horizontal en Volts) pour différentes longueurs d'onde. (III-V Lab) .....	82
Figure II. 15 Transmission en mode TE d'un modulateur MQW (axe vertical en dB) soumis à une tension de polarisation inverse (axe horizontal en Volts) pour différentes longueurs d'onde. (III-V Lab) .....	82
Figure II. 16 Sensibilité à la polarisation (axe vertical en dB) d'un modulateur MQW en fonction de la longueur d'onde (axe horizontal en nm) pour différentes valeurs de tension appliquée.....	83
Figure II. 17 Photo MEB (microscope à balayage électronique) d'un guide optique à cœur enterré recouvert de dépôt d'or, III-V Lab.....	85
Figure II. 18 Photo MEB de la jonction du laser avec le modulateur (vue de dessus), III-V Lab.....	85

## Chapitre III

Figure III.1 Vue schématique de profil de la monture de test.....	89
Figure III.2 Photographie d'EML sous pointes avec un accès seul de courant statique sur le laser.....	89
Figure III.3 Photographie de dEML sous pointes en modulation duale.....	90
Figure III.4 Transition coaxiale/micro-ruban DC-40 GHz (Schéma IC Microwave). .....	90
Figure III.5 Monture de test à deux accès RF DC-40 GHz (pointe GSG sur le modulateur et cavalier sur le laser) et un accès optique d'injection sur fibre optique (focalisateur). .....	91
Figure III.6 Mesure de la puissance émise en sortie du composant (axe des ordonnées en mW) couplée sur une fibre en fonction du courant de polarisation statique du laser (axe des abscisses en mA) et une tension de polarisation du modulateur nulle.....	92
Figure III.7 Mesure de la puissance transmise en sortie du composant couplée sur une fibre en fonction de la tension de polarisation statique sur le modulateur pour un courant laser de 80mA. ....	93
Figure III.8 Schéma de principe d'un quadripôle électrique .....	95
Figure III.9 Vue schématique du montage expérimental des mesures sous pointes hyperfréquences.....	97
Figure III.10 Mesure des paramètres de réflexion $S_{11}$ et de transmission $S_{21}$ du laser dans la bande 40MHz-20GHz avec un courant laser de 15 mA et une tension $V_{EA}$ nulle.....	97
Figure III.11 Mesure des paramètres de réflexion $S_{11}$ et de transmission $S_{21}$ du laser dans la bande 40MHz-20GHz avec un courant laser de 15 mA et une tension $V_{EA}$ de -6 volts. ....	98
Figure III.12 Mesures des paramètres de transmission $S_{21}$ du laser dans la bande 40MHz-20GHz, à un courant laser de 40mA et une tension $V_{EA}$ variant de 0volts à -6volts.....	98
Figure III.13 Mesure des paramètres de réflexion $S_{11}$ et de transmission $S_{21}$ du laser dans la bande 40MHz-20GHz, à un courant laser de 90mA et une tension $V_{EA}$ de -6volts. ....	99
Figure III.14 Mesures des paramètres de transmission $S_{21}$ du laser dans la bande 40MHz-20GHz, à un courant laser variant de 20 mA à 90 mA et une tension $V_{EA}$ de -3 volts.....	99
Figure III.15 Mesures des paramètres de transmission $S_{21}$ du laser dans la bande 40MHz-20GHz, à un courant laser variant de 20 mA à 90 mA et une tension $V_{EA}$ de -6 volts.....	100
Figure III.16 Mesure de la bande passante du modulateur pour un courant laser de 35mA. (Analyseur de réseau vectoriel et une photodiode rapide non calibrée).....	101

Figure III. 17 Mesure de la bande passante du modulateur à l'analyseur de réseau vectoriel électro-optique (III-V Lab). Le point de fonctionnement du modulateur est fixé à $V_{EA}=2\text{Volts}$ .....	101
Figure III.18 Paramètres de dispersion du d-EML mesurés sous tension de polarisation $V_{EA}$ nulle et un courant d'injection laser $I_L=0$ . Réflexion du laser ( $S_{11}$ à gauche), réflexion du modulateur ( $S_{22}$ à droite) et diaphonie entre le laser et le modulateur ( $S_{21}$ au centre).....	103
Figure III.19 Paramètres de dispersion du d-EML mesurés sous tension de polarisation $V_{EA}$ de -6 volts et un courant d'injection laser $I_L=0$ . Réflexion du laser ( $S_{11}$ à gauche), réflexion du modulateur ( $S_{22}$ à droite) et diaphonie entre le laser et le modulateur ( $S_{21}$ au centre).....	104
Figure III.20 Paramètres de dispersion du d-EML mesurés sous tension de polarisation $V_{EA}$ nulle et un courant d'injection laser $I_L$ de 90 mA. Réflexion du laser ( $S_{11}$ à gauche), réflexion du modulateur ( $S_{22}$ à droite) et diaphonie entre le laser et le modulateur ( $S_{21}$ au centre).....	104
Figure III.21 Paramètres de dispersion du d-EML mesurés sous tension de polarisation $V_{EA}$ nulle pour différents courants d'injection laser de 0 à 90 mA, diaphonie entre le modulateur et le laser ( $S_{12}$ ).....	105
Figure III.22 Paramètres de dispersion du d-EML mesurés sous tension de polarisation $V_{EA}$ de -6 volts pour différents courants d'injection laser de 0 à 90 mA, diaphonie entre le modulateur et le laser ( $S_{12}$ ).....	106
Figure III.23 Schéma de principe de la mesure de chirp petit-signal (facteur de couplage phase-amplitude " $\alpha$ ") à l'analyseur de réseau électrique.....	108
Figure III.24 Paramètres de dispersion du dEML mesurés sous tension de polarisation $V_E$ .....	111
Figure III. 25 Courbes du facteur de chirp petit-signal du laser en fonction du courant statique et pour différentes valeurs de tension de biais du modulateur.....	113
Figure III. 26 Courbe du facteur de chirp petit-signal du modulateur (courbes bleus) et courbe d'absorption du modulateur en fonction de la tension de biais (courbe verte).....	114
Figure III. 27 Courbes du facteur de chirp petit-signal du modulateur en fonction de la tension de biais pour différents courant de polarisation statique du laser.....	114
Figure III. 28 Courbes du facteur de chirp petit-signal du modulateur (points-pointillés), du laser (trait plein) et du laser + modulateur (pointillés) en fonction du courant de polarisation statique du laser et une tension de biais de -2 Volts.....	115

## Chapitre IV

Figure IV.1 Montage expérimental de mesure du chirp grand-signal.....	119
Figure IV.2 Fonction de transfert de l'interféromètre de Mach-Zehnder.....	120
Figure IV.3 Signal émis par l'EML sous modulation des deux fonctions (séquence 0110).....	122
Figure IV.4 Traces des signaux de modulation du laser seul (noir) et du modulateur+laser (vert).....	123
Figure IV. 5 Diagramme de l'œil de l'EML sous modulation duale à 10 Gbit/s.....	123
Figure IV.6 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur soumis à une excursion de 2,5 volts autour de -1,8 V (courbe rouge, unité arbitraire) pour un courant de polarisation statique du laser de 35 mA.....	124
Figure IV.7 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur soumis à une excursion de 2,5 volts autour de -1,8 V (courbe rouge, unité arbitraire) pour un courant de polarisation statique du laser de 40 mA.....	125
Figure IV.8 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur soumis à une excursion de 2,5 volts autour de -1,8 V (courbe rouge, sans unité) pour un courant de polarisation statique du laser de 50 mA.....	125
Figure IV. 9 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur soumis à une excursion de 2,5 volts autour de -1,8 V (courbe rouge, unité arbitraire) pour un courant de polarisation statique du laser de 60 mA.....	125
Figure IV.10 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur à 1Gbit/s soumis à une excursion de 2,5 volts (courbe rouge, unité arbitraire) pour un courant de polarisation statique du laser de 40 mA.....	127
Figure IV.11 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser (courbe rouge, unité arbitraire) pour une excursion en courant de 2,5 mA (atténuation= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 30 mA.....	128







Figure IV. 66 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 14dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA, $\phi_{DEML}=100ps$ .	151
Figure IV. 67 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 14dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA, $\phi_{DEML}=20ps$ .	152
Figure IV. 68 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 14dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA, $\phi_{DEML}=30ps$ .	152
Figure IV. 69 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA, $\phi_{DEML}=0ps$ .	152
Figure IV. 70 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA, $\phi_{DEML}=100ps$ .	153
Figure IV. 71 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 16dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA, $\phi_{DEML}=200ps$ .	153
Figure IV. 72 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 18dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA, $\phi_{DEML}=0ps$ .	153
Figure IV. 73 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 18dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA, $\phi_{DEML}=100ps$ .	154
Figure IV. 74 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 18dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 40 mA, $\phi_{DEML}=200ps$ .	154
Figure IV. 75 0% Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s pour une excursion en tension de 2 volts autour d'une tension de polarisation statique du modulateur -2,5 volts et un courant statique pour le laser de 50 mA.	155
Figure IV. 76 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 10Gbit/s (atténuation/Vmod= 10dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 50 mA.	155
Figure IV. 77 Courbe de la déviation en fréquence (courbe bleu, GHz) résolue dans le temps (ps) correspondant à la modulation en amplitude du modulateur et du laser de l'EML (courbe rouge, unité arbitraire) à 1Gbit/s (atténuation/Vmod= 10dB) autour d'un courant de polarisation statique du laser de 50 mA, $\phi_{DEML}=0ps$ .	155
Figure IV.78 Synoptique des transmissions expérimentales du d-EML à 10 Gbit/s	157
Figure IV.79 Schéma du principe de mesure de la sensibilité à l'OSNR d'une photodiode	157
Figure IV. 80 Caractérisation de la sensibilité à l'OSNR de la photodiode U2t (XPRV-2021) à 10 Gbit/s	158
Figure IV. 81 Caractérisation de la sensibilité à l'OSNR du récepteur 10 Gbit/s NEL (SS21B)	158
Figure IV. 82 Diagramme de l'œil du laser à 10Gbit/s pour un courant statique de 40 mA et signal modulant d'une excursion en tension de 2 volts.	159
Figure IV. 83 Diagramme de l'œil du modulateur à 10Gbit/s avec un courant de 40mA et -1,9 volt de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2 volts.	159
Figure IV. 84 Diagramme de l'œil du modulateur à 10Gbit/s en back to back avec un courant de 40mA et -1,9 volt de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts.	160
Figure IV. 85 Diagramme de l'œil de l'EML sous modulation duale à 10Gbit/s avec un courant de 32,5 mA et -1,9 volt de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et de 250 mVolts pour le laser.	160
Figure IV. 86 Comparaison du BER pour une modulation duale push/push et push/pull sur une transmission de 63 km de fibre SMF. Les polarisations statiques sont fixées à 35 mA pour le laser et -2,1 volts pour le modulateur avec un signal de modulation de 2 volts crête à crête.	161
Figure IV.87 Mesures de BER en back to back et sur une transmission de 50 km de fibre SMF (carrés : modulateur ; cercles : modulateur+laser).	162

Figure IV.88 Mesures de BER en back to back et sur une transmission de 88km et 113km de fibre SMF (triangles : modulateur ; cercles : modulateur+laser).....	163
Figure IV. 89 Diagramme de l'œil en sortie de l'EML sous une modulation duale à 10Gbit/s en back to back avec un courant statique de 40 mA et -2,4 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 250 mVolts pour le laser.....	163
Figure IV. 90 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation duale à 10Gbit/s après une transmission de 90 km, avec un courant statique de 30 mA et -2,6 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 250 mVolts pour le laser.....	164
Figure IV. 91 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation duale à 10Gbit/s après une transmission de 90 km, avec un courant statique de 40 mA et -2,4 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 250 mVolts pour le laser.....	164
Figure IV. 92 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation duale à 10Gbit/s après une transmission de 90 km, avec un courant statique de 40 mA et -2,4 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 550 mVolts pour le laser.....	165
Figure IV. 93 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation à 10Gbit/s après une transmission de 90 km, avec un courant statique de 30 mA et -3 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur. ....	165
Figure IV. 94 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation à 10Gbit/s après une transmission de 90 km, avec un courant statique de 40 mA et -3 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 250 mVolts pour le laser.....	166
Figure IV. 95 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation duale à 10Gbit/s après une transmission de 115 km, avec un courant statique de 40 mA et -2,4 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 250 mVolts sur le laser.....	166
Figure IV. 96 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation duale à 10Gbit/s après une transmission de 140 km, avec un courant statique de 43 mA et -2,7 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 700 mVolts pour le laser. Déphasage de 26 ps entre le laser (en avance de phase) et le modulateur (en retard de phase).....	167
Figure IV. 97 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation duale à 10Gbit/s après une transmission de 140 km, avec un courant statique de 48 mA et -2,15 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 800 mVolts pour le laser. Déphasage de 10 ps entre le laser (en avance de phase) et le modulateur (en retard de phase).....	167
Figure IV. 98 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation duale à 10 Gbit/s après une transmission de 165 km, avec un courant statique de 49 mA et -2,14 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur et 640 mVolts pour le laser. Déphasage de 6 ps entre le laser (en avance de phase) et le modulateur (en retard de phase).....	168
Figure IV.99 Mesures de BER sur une transmission en back to back, 90km, 140km et 165km de fibre SMF.....	169
Figure IV. 100 Courbes de la pente de la déviation fréquentielle dû à la dispersion chromatique en fonction de la distance et pour différents débits de modulation.....	171
Figure IV. 101 Schéma de principe des mesures de BER à 40 Gbit/s.....	172
Figure IV. 102 Montage expérimentale des mesures de BER à 40 Gbit/s sur la plateforme PRISME.....	173
Figure IV. 103 Mesures de BER sous une modulation NRZ à 40 Gbit/s [50]. ....	173
Figure IV. 104 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation NRZ à 40Gbit/s en back to back, avec un courant statique de 60 mA et -2,5 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur.....	174
Figure IV. 105 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation NRZ à 40Gbit/s après 1 km de fibre, avec un courant statique de 60 mA et -2 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur.....	174
Figure IV. 106 Diagramme de l'œil de l'EML sous une modulation NRZ à 40Gbit/s après 2 km de fibre, avec un courant statique de 60 mA et -2 volts de polarisation statique et un signal de modulation crête à crête de 2,5 volts pour le modulateur.....	174

## Chapitre V

Figure V. 1 Déploiement de liens RoF basés sur une modulation SSB pour différentes distances de transmission [Dn] et des formats de modulation numérique adaptées aux applications et interfaces clients.....	179
Figure V. 2 Structure schématique du composant (layout) monté sur embase.....	180

Figure V. 3 Schéma du banc de test expérimental de transmissions RoF au-delà de 155 km de signaux SSB générés par D-EML. Spectre optique du signal SSB en sortie du composant (au centre). Constellation d'un signal 16-QAM après démodulation (droite).....	182
Figure V. 4 Diagrammes de l'œil de la composante Q de signaux 16-QAM (1), QPSK (2), MSK (3) au débit de 7 MBaud/s après 65 km de fibre SMF.....	183
Figure V. 5 Spectres électriques d'un signal 16-QAM pour un débit de 7 et 50 MBaud/s après une transmission de 155 km de fibre SMF pour deux températures de fonctionnement du D-EML (25°C et 45°C).....	183

## **« Dual Electroabsorption Modulated Laser »**

### **Etude et caractérisation d'une nouvelle source optique laser-modulateur intégrés pour les transmissions numériques à haut-débit et les applications Radio-sur-Fibre**

Cette étude se situe au niveau de la couche physique d'un modèle classique du système de transmission optique terrestre d'un réseau métropolitain. Notre souci est en premier lieu d'y intégrer un composant, le laser modulateur intégré (Electroabsorption Modulated Laser) du III-V Lab Alcatel-Thales, un laboratoire industriel de composants optoélectroniques. Et ceci dans l'optique d'en diminuer la complexité par l'utilisation d'une technique de pré-distorsion apportée par la modulation du laser de ce composant. Les distances de transmission étant limitées par des phénomènes physiques intrinsèques aux fibres optiques, le but de ce travail de thèse est de développer un schéma de fonctionnement des EML pouvant dépasser les limites fixées par la dispersion chromatique des fibres optiques et ses effets non-linéaires, principe qui a été démontré dans la littérature avec un laser et un modulateur discret mais jamais avec un composant intégré offrant la possibilité d'être facilement inséré dans les transpondeurs optiques.

La technique est basée sur une pré-compensation de la dispersion chromatique en appliquant une modulation sur le laser de l'EML, laser qui est dédié traditionnellement à la génération de la porteuse optique qui est ensuite modulée par le modulateur à électro-absorption. Pour cette raison nous avons nommé ce nouveau composant, le Dual Electroabsorption Modulated Laser ou D-EML, car on module à la fois le modulateur et la laser. C'est l'axe majeur de recherche de cette thèse car il met en évidence le principe de la compensation de dispersion utilisé pour incrémenter les distances de transmission usuelles de 100 km à 160 km avec cette technique établissant la première démonstration de telles distances de liaison avec un composant monolithique.

Une application Radio-sur-Fibre pour les réseaux d'accès a également été explorée, elle est basée également sur une modulation duale, cette fois-ci analogique, permettant l'extinction d'une raie de modulation optique après avoir été excité par un signal CW et générant ainsi un signal à bande latérale unique Single Side Band. Ce format de modulation permet de transporter des signaux I-Q très haut-débit sur des distances de plus de 100 km sans rencontrer les dégradations périodiques du signal de données induites par la dispersion chromatique.