



HAL
open science

Etude des effets de biréfringence induite dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs Applications dans les systèmes de communications optiques

Joseph Désiré Topomondzo

► **To cite this version:**

Joseph Désiré Topomondzo. Etude des effets de biréfringence induite dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs Applications dans les systèmes de communications optiques. domain_other. Télécom ParisTech, 2004. English. NNT: . pastel-00001104

HAL Id: pastel-00001104

<https://pastel.hal.science/pastel-00001104>

Submitted on 9 Mar 2005

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.



École Doctorale
d'Informatique,
Télécommunications
et Électronique de Paris

Thèse

présentée pour obtenir le grade de Docteur
de l'École Nationale Supérieure des Télécommunications

Spécialité : Électronique et Communications

JOSEPH DÉSIRÉ TOPOMONDZO

Etude des effets de biréfringence induite dans les
amplificateurs optiques à semi-conducteurs
Applications dans les systèmes de communications
optiques

Soutenue le 16 février 2004 devant le jury composé de

Philippe Gallion

Président

Badr-Eddine Benkelfat

Rapporteurs

Ammar Sharaiha

Horacio Soto

Examineur

Didier Erasme

Directeur de thèse

Arnaud Rigny

Invité

A Alphonse et Marie-Jeanne, mes parents

A mon fils Leonardo

Cette thèse a été réalisée au sein du groupe Optoélectronique du département Communications et Electronique de l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications. Elle a bénéficié de la coopération entre GET-Télécom Paris et le CONACYT-Mexique. Les composants pour la mise en œuvre expérimentale proviennent de l'Institut de Technologie de Zürich (ETHZ). Cette thèse a bénéficié également d'une aide financière du Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche. Je souhaite remercier ces institutions pour les conditions très favorables dont j'ai pu bénéficier pour réaliser cette recherche.

Je souhaite remercier les personnes ci-dessous, ainsi que les futurs lecteurs

Mr. Didier Erasme Professeur à Télécom Paris, primo : pour m'avoir proposé cette thèse, secundo : pour ses conseils, son soutien et sa disponibilité durant ces 3 années
(Directeur de thèse)

Mr. Philippe Gallion
Professeur à Télécom Paris
(Président du jury)

Pour l'honneur
qu'il m'a fait de
présider le jury

Mr. Badr-Eddine Benkelfat
Maître de conférence HDR
A l'INT
(Rapporteur)

Pour avoir accepté la lourde
tâche de rapporteurs et pour
l'intérêt qu'ils y ont porté

Mr. Ammar Sharaiha
Professeur à l'ENIB
(Rapporteur)

Mr. Arnaud Rigny
Ingénieur de recherche Avanex
Pour avoir accepté de participer au jury

Mr. Horacio Soto
D'abord pour avoir accepté de faire partie de mon jury, aussi pour avoir guidé mes premiers pas au laboratoire et pour m'avoir accueilli au sein de son groupe au Mexique dans le cadre d'une coopération entre Télécom Paris et CICESE-Ensenada

Mr. Claude Chabran
Ingénieur de recherche
A Télécom Paris

Mr. Guy Debarge
Maître de conférence
A Télécom Paris

Mr. Cedric Ware
Chargé de recherche
A Télécom Paris

Pour ses aides
au laboratoire

Pour l'aide à la résolution
des problèmes théoriques

Pour la correction du
manuscrit et les nombreuses
discussions fructueuses

Mr. Renaud Gabet
Maître de conférence
A Télécom Paris

Pour de nombreuses
discussions fructueuses

Mr. Yves Jaouen
Ingénieur de recherche
A Télécom Paris

Robson, Stéphane, Nour, Alireza, Christophe, Virginie
Haroun, Gabriel, Béatrice → pour la mise en appétit du début de thèse,
les conseils et les bons moments
Elena, Lydia, Anne-clair, Sara, Souheil, Guillame, Sébastien, Bruno, Fabien,
Ludovic, Yem → Pour avoir rendu ces trois années agréables

Fernando, Carlos, Judson, Robson → pour toutes les aides, les discussions
Et les découvertes exotiques : caipirinha,
Téquila, Brigadeiro, cocadinha da Bahia,
Sabritones et surtout le posolet au petit
Déjeuner

Un grand merci à toutes et à tous

Edouardo, Milka, Martinez, Joaquin, Miriam, Alejandro, Salvador,
Rodrigo, Ramon, Zeus, Adriana: pour avoir rendu mon séjour au Mexique agréable

Alain Croullebois pour toutes les aides mécaniques

Mes remerciements vont également au Club Salsa Télécom, pour
m'avoir donné l'opportunité d'apprendre cette danse et la pratiquer au sein de
l'école. Merci à Gabriel pour tout, et à tous les élèves qui ont eu la chance ou la mal
chance de m'avoir rencontré : oba oba

Un grand merci à mes amis : Eric, Saïdou, Fabrice , benoît, Georges,
Moustapha, Yanouf, Willy, Malgorzata... Pour leurs soutiens
Mi irefemma Raïssa pour son soutien et son aide

Enfin
Merci à toute ma famille qui m'a encouragé durant ces 3 années
en particulier à ma sœur Pélagie de m'avoir donné l'opportunité de venir
étudier en France, un grand merci à Jean-Noël pour ses conseils et son aide.

A toute ma famille à Bangui

Résumé

Dans le cadre des futurs réseaux de télécommunication optiques, les phénomènes non-linéaires dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (AOS) telles que la modulation croisée de polarisation (XPolM) et la modulation de phase croisée sont exploités pour réaliser des fonctions de traitement tout-optique nouvelles. Ces fonctions sont dédiées au routage, à la commutation de paquets et la reconnaissance des en-têtes dans les réseaux de transmission optiques. L'objectif de ce travail était double : d'une part la compréhension de la biréfringence induite dans l'AOS et en particulier le phénomène de couplage dans la XPolM grâce à une approche expérimentale, et d'autre part la mise en œuvre de cet effet pour réaliser des portes logiques tout-optiques.

Un modèle théorique bidimensionnel de l'AOS est présenté. Il prend en compte les composantes TE et TM de l'onde optique, les gains optiques, les phases TE et TM et le couplage d'énergie entre les deux modes propres de l'AOS.

Un banc de mesure en espace libre de type pompe et sonde a été soigneusement mis en place afin de contrôler finement les états de polarisation des signaux optiques et d'extraire des paramètres de la modulation croisée de polarisation dans la bande utile [1550-1565] nm. L'impact de la puissance de pompe et de sa polarisation sur la modification des axes propres de l'AOS est mis en évidence.

Une étude expérimentale et théorique est proposée afin d'étudier l'impact de la dépendance en polarisation du gain de l'AOS sur l'efficacité de la XPolM. Cette étude est basée sur la théorie

des modes couplés et les paramètres de Stokes déterminés expérimentalement. Une validation du modèle est proposée.

La XPolM est exploitée pour réaliser des fonctions optiques telles que des portes logiques tout-optiques (AND, NOR, NOTXOR) à 2.5 Gbit/s au format NRZ en utilisant un unique AOS. L'efficacité de ces fonctions est estimée en mesurant le taux d'extinction. La biréfringence induite est également exploitée pour réaliser un commutateur et une porte logique tout-optique à 10 Gbit/s.

Abstract

In the framework of the future optical networks, nonlinear effects in the semiconductor optical amplifier (SOA) like cross polarization modulation (XPoIM) and cross phase modulation are used to design new functions for all-optical processing. These functions are dedicated to routing, all-optical packet switching and header recognition in the optical networks transmission.

A two-dimensional theoretical model of SOA is presented. It takes into account the TE and TM components of an optical wave, optical gains and phases of each component and the coupling energy between eigenmode of the SOA guide.

A measurement set-up in free space of type pump and probe was carefully realized in order to accurately control the polarization state of the input optical signals in the SOA and to extract parameters that characterizes the cross polarization modulation in the wavelength range defined as [1550-1565] nm. The impact of the optical power of pump signal and its polarization on the modification of eigenaxis of the SOA waveguide is highlighted.

An experimental and theoretical study is proposed to evaluate the impact of the dependence in polarization of the gain of the SOA on the coefficients of conversion that intervene in the XPoIM. This analysis is based on this association of the coupled mode theory with experimental measurements of Stokes parameters at the output of the SOA. A validation of the model is made with good accuracy.

XPoIM is exploited to fulfill new optical functions such as all-optical logic gates (AND, NOR, NOTXOR) at 2.5 Gbit/s with format NRZ using only one SOA. Efficiency of these functions is estimated by measuring the extinction ratio. The induced birefringence is also

exploited to design all-optical switch and NOTXOR gate at 10 Gbit/s using an ultrafast nonlinear interferometer.

Table des matières

1. Introduction et généralités.....	11
1a. Introduction	11
1a.1. Le système de transmission sur fibre optique.....	11
1a.2. Présentation du travail	12
1b. Généralités.....	14
1b.1. Propagation en onde guidée	15
1b.1.1. Modes de propagation dans un guide à deux dimensions	15
1b.1.2. Etat de polarisation TE&TM.....	16
1b.1.3. Le facteur de confinement.....	17
1b.2. Historique	18
1b.3. La non-linéarité de l'AOS	20
1.2.3. Les principaux effets physiques dans l'AOS	21
2. Modélisation des effets de rotation de polarisation dans l'amplificateur optique à semi-conducteur	23
2.1. Introduction	23
2.2. Généralités sur le modèle	24
2.3. Evolution du champ électromagnétique dans l'AOS	25
2.3.1. Modélisation transverse.....	25
2.3.2. Modélisation longitudinale.....	25
2.3.2.1. Evolution de l'enveloppe lentement variable.....	26
2.3.2.2. Le couplage d'énergie entre les modes	30
2.4. L' impact du champ électromagnétique sur la structure amplificatrice de l'AOS.....	32
2.4.1. La densité des porteurs	32

2.4.2. La densité de photons	34
2.4.2.1. L'émission stimulée	34
2.4.2.2. L'émission spontanée amplifiée	35
2.5. Conclusion.....	36
3. Caractérisation statique de la modulation croisée de polarisation.....	37
3.1. Introduction	37
3.2. Généralité sur la modulation croisée de polarisation	38
3.2.1. La biréfringence induite	39
3.2.2. La dépendance en polarisation du gain de l'AOS	41
3.2.2.1. Rappel.....	41
3.2.2.1. Caractérisation statique du gain de l'AOS	42
3.2.3. La modification des axes propres du guide d'onde de l'AOS.....	44
3.3. La matrice de Jones et les coefficients de conversion.....	45
3.4. Relation de phase entre les composantes du vecteur de Jones	47
3.5. Montage expérimental.....	47
3.6. Caractérisation de la pellicule séparatrice de polarisation	48
3.7. Coefficients de conversion	50
3.8. Evolution du déphasage	51
3.9. Impact de la longueur d'onde du signal par rapport au pic de gain sur le déphasage..	52
3.10. Impact du courant de polarisation de l'AOS sur le coefficient de conversion.....	53
3.11. Evolution de l'indice effectif.....	54
3.12. Conclusion.....	55
4. L'impact du gain sur l'effet de la modulation croisée de la polarisation.....	57
4.1. Théorie	57
4.1.1. Introduction	57
4.1.2. La théorie des modes couplés.....	59

4.2. Les paramètres de Stokes	63
4.3. Relations entre les paramètres de Stokes et les amplitudes de l'onde optique	64
4.4. Expérimentation et résultats expérimentaux	65
4.4.1. Principe expérimental.....	65
4.4.2. Principe de calibrage de l'analyseur de polarisation.....	66
4.4.3. Résultats expérimentaux et discussion.....	67
4.4.3.1. Introduction	67
4.4.3.2. Paramètre de Stokes normalisé s_1	68
4.4.3.3. Evolution du déphasage	70
4.4.3.4. Evolution du coefficient de conversion.....	71
4.4.3.5. Impact du gain sur le XPolM	72
4.4.3.6. Fonction de transfert en énergie	73
4.5. Validation du modèle	74
4.6. Conclusion.....	76
5. Applications de la XPolM et de la biréfringence induite à la réalisation des nouvelles fonctions tout-optique à haut débit.....	77
5.1. Application basée sur la modulation croisée de polarisation	78
5.1.1. Porte logique tout optique NOR.....	78
5.1.1.1. Introduction	78
5.1.1.2. Le principe.....	80
5.1.1.3. Caractérisation statique	82
5.1.1.4. Montage expérimental.....	84
5.1.1.5. Conclusion.....	87
5.1.2. Porte logique tout optique AND.....	88
5.1.2.1. Efficacité de la modulation croisée de polarisation	88
5.1.2. 2. Montage et résultats expérimentaux.....	91
5.1.2.3. Conclusion.....	95
5.1.3. Porte logique tout optique NOTXOR.....	95
5.1.3.1. Introduction	95
5.1.3.2. Caractérisation statique	96
5.1.3.3. Caractérisation dynamique	101

5.1.3.3.1. Travail antérieur	101
5.1.3.3.2. Configuration proposée pour la porte NOTXOR	102
5.1.3.4. Conclusion.....	104
5.2. Application basé sur la modulation croisée de phase dans l'AOS	105
5.2.1. Introduction	105
5.2.2. Le principe du SIUR (UNI-gate).....	106
5.2.2.1. Le principe de la compensation du retard causé par le FMP	107
5.2.3. Préparation expérimentale.....	113
5.2.3.1. Génération des impulsions brèves.....	113
5.2.3.2. Caractérisation de la fibre à maintien de polarisation avec un réflectomètre optique.....	114
5.2.3.2.1. Montage expérimental.....	114
5.2.3.2.2. Résultats expérimentaux	115
5.2.3.3. Réalisation des différentes configurations	116
5.2.3.3.1. La configuration originelle.....	116
5.2.3.3.2. La configuration proposée.....	118
5.2.3.3.3. La porte logique tout optique NOTXOR.....	122
5.2.3.3.3.1. Le principe expérimental.....	122
5.2.3.3.3.2. Conclusion	124
CONCLUSION	125
BIBLIOGRAPHIE	129

Table des figures

1.1	Structures de guide d'onde d'un amplificateur optique à semi-conducteur.....	16
1.2	Les confinements optiques : latéral et vertical.....	17
1.3	Différentes configurations pour réduire la résistivité des facettes.....	18
2.1	Division de la zone active de l'AOS en n sections.....	25
3.1	Le principe de la modulation croisée de polarisation.....	38
3.2	Structure transverse du guide d'onde de l'AOS.....	39
3.3	Modes propagés dans le guide d'onde de l'AOS et les indices effectifs associés, pour $\lambda=1.5 \mu\text{m}$	41
3.4	Montage expérimental pour la mesure de la dépendance en polarisation du gain de l'AOS.....	43
3.5	Gain TE et Gain TM pour une puissance injectée de -25 dBm , et un courant de 500 mA	43
3.6	Le gain optique expérimentale à 1560 nm en fonction de la puissance d'entrée, pour un Courant de 500 mA	43
3.7	Oscillation du gain de l'AOS.....	44
3.8	Caractérisation de la pellicule séparatrice de polarisation en réflexion.....	49
3.9	Montage expérimental dédié à la caractérisation statique de la XPolM.....	49
3.10	Evolution des coefficients de conversion en fonction de la puissance de pompe.....	50
3.11	Evolution de la différence de phase en fonction de la puissance de pompe.....	51
3.12	Déphasage TM/TE pour deux longueurs d'onde de sonde, la pompe est à 1560 nm en TE.....	52
3.13	Déphasage TM/TE pour deux longueurs d'onde de sonde, la pompe est à 1560 nm en TM.....	52
3.14	Coefficient de conversion TM/TE pour différent courant de polarisation en fonction de la puissance de la pompe.....	53
3.15	Variation de la partie réelle de l'indice effectif en fonction de la puissance et de la polarisation de pompe.....	54
3.16	Variation de la partie imaginaire de l'indice effectif en fonction de la puissance et de la	

polarisation de la pompe.....	55
4.1 Montage expérimental pour le mesure des paramètres de Stokes.....	66
4.2 Calibrage de l'analyseur de polarisation.....	67
4.3 Evolution du paramètre de Stokes normalisé s_1 en fonction de la puissance de la pompe et de la polarisation.....	68
4.4 Paramètres de Stokes et le rapport du module des amplitudes.....	69
4.5 Evolution de la différence de phase (TE,TM) en fonction de la puissance de pompe....	70
4.6 Evolution du coefficient de conversion TM/TE en fonction de la puissance de pompe.....	71
4.7 Evolution du gain net en fonction de la puissance de pompe.....	72
4.8 Evolution de la force de couplage en fonction de la puissance de pompe.....	73
4.9 Evolution du majorant du couplage en fonction de la puissance de pompe.....	74
4.10 Evolution de la puissance de la sonde expérimentale et théorique	75
4.11 Variation de la partie réelle des indices effectifs en fonction de la puissance de pompe.....	76
5.1 Principe de la porte NOR à deux entrées logiques en utilisant la XPolM.....	81
5.2 Montage expérimental de caractérisation de la modulation croisée de polarisation.....	82
5.3 Evolution du coefficient de conversion et la variation du déphasage en fonction de la puissance totale des entrées logiques.....	83
5.4 Montage expérimental pour la réalisation de la porte NOR à 2.5 Gb/s NRZ.....	84
5.5 Porte NOR à deux entrées logiques.....	85
5.6 Principe de la porte NOR à trois entrées logiques en utilisant la XPolM.....	86
5.7 Porte NOR à trois entrées logiques.....	87
5.8 Montage expérimental pour déterminer les coefficients de conversion.....	89
5.9 Evolution des coefficients de conversion du signal sonde en fonction de la longueur d'onde du signal pompe et de la position du signal sonde par rapport au pic de gain....	90
5.10 Montage expérimentale de la porte AND à 2.5 Gb/s NRZ.....	91
5.11 Table de vérité de la porte AND à deux entées logiques.....	93
5.12 Porte AND à deux entrées logiques modulées à 2.5 Gb/s NRZ	93
5.13 Porte NAND à deux entrées logiques modulée 2.5 Gb/s NRZ	94
5.14 L'état de polarisation du signal à la sortie de l'AOS en fonction des signaux de contrôle.....	96
5.15 Table de vérité de la NOTXOR et l'efficiéce de la XPolM.....	97
5.16 Montage expérimental de caractérisation statique de la XPolM.....	98

5.17	La représentation de Poincaré pour les trois états de polarisation pour le signal continu à la sortie de l'AOS.....	99
5.18	Les paramètres de Stokes normalisés en fonction de l'angle d'injection du signal de contrôle.....	100
5.19	Récapitulatif des paramètres caractérisant la XPolM optimale.....	100
5.20	Impact du signal sur l'AOS injecté à 105° en absence du signal de contrôle.....	101
5.21	Porte logique XOR à 5 Gbit/s.....	102
5.22	Montage expérimental pour réaliser une porte NOTXOR à 2.5 Gb/s NRZ.....	102
5.23	Porte NOTXOR à deux entrées logiques modulées à 2.5 Gbit/s NRZ.....	103
5.24	Le principe de SIUR.....	106
5.25	Compensation du retard dû à la FMP.....	108
5.26	Schéma de la fibre à maintien de polarisation.....	108
5.27	Impact du signal de contrôle sur le gain et l'indice.....	110
5.28	Caractérisation de l'amplificateur électrique MITEQ.....	113
5.29	Profil temporel des impulsions générées par la commutation de gain.....	113
5.30	Montage expérimental de l'OLCR pour caractériser des fibres à maintien de polarisation de type panda.....	115
5.31	Résultats des mesures avec l'OLCR.....	115
5.32	Le retard des différentes fibres à maintien de polarisation.....	116
5.33	Premier montage expérimental du commutateur à base de SIUR.....	117
5.34	Sortie logique non inversée du commutateur à 10Gbit/s.....	118
5.35	Sortie logique inversée du commutateur à 10 Gbit/s.....	118
5.36	Deuxième montage expérimental du commutateur à base de SIUR.....	119
5.37	La commutation à 10 GHz à base de SIUR.....	120
5.38	La fenêtre de la commutation.....	121
5.39	Impact du signal de contrôle sur les composantes du signal.....	121
5.40	Montage expérimental pour la porte NOTXOR à 10Gbit/s.....	123

Chapitre 1

INTRODUCTION ET GENERALITÉS

1a. INTRODUCTION

1a.1. Le système de transmission sur fibres optiques

Depuis quelques années, le développement des systèmes de télécommunications a rendu indispensable l'utilisation des transmissions optiques par rapport aux moyens de transmissions électriques. La croissance de l'informatique a suscité un important développement des réseaux de communications. Dans un même réseau, se partagent le transport des données informatiques et le trafic des voix par téléphone. Les débits énormes que génèrent les communications de voix et les données sont transportés par des fibres optiques qui constituent le support de transmission. Pour les liaisons optiques à haut débit, la technique de WDM (Wavelength Division Multiplexing) a été développée afin d'augmenter les débits. Le fait d'envoyer les signaux dans n canaux en entrée, permet de récupérer en sortie une densité d'information n fois plus grande. Le débit par canal est typiquement de 10 ou 40 Gbit/s, et les canaux sont espacés de 0.8 nm (100 GHz), 0.4 nm (50 GHz), et atteindront 0.2 nm (25GHz) dans le futur. Une autre technique en cours de développement, est le multiplexage temporel optique OTDM (Optical Time Domain Multiplexing). Il s'agit d'entrelacer N trains d'impulsions.

Les techniques optiques pour la transmission se sont généralisées à l'ensemble des fonctions du réseau. En particulier la fonction de commutation par paquets utilisant des techniques optiques s'avère une des solutions prometteuses [Chiaroni et al, 1998], [C. Bintjas et al, 2003], [H.J.S. Dorren et al, 2003]. Un paquet est composé d'une part d'une entête optique qui contient les informations de routage du paquet et d'autre part de l'information utile. La reconnaissance et le traitement tout-optique des entêtes, des mémoires optiques pour stocker l'information d'entête, et la fonction de commutation pour transférer un paquet d'un port à un

autre, sont les fonctions optiques nécessaires pour la commutation de paquet optique. Afin de réaliser certaines de ces fonctions, des fonctions tout-optiques de base telles que des portes logiques et des commutateurs rapides fonctionnant à haut débit sont nécessaires. Dans ce contexte, nous allons démontrer plusieurs fonctions tout-optiques nouvelles. Ces fonctions sont réalisées en exploitant les non-linéarités dans un amplificateur optique à semi-conducteur (AOS). En particulier, la modulation de phase croisée et la modulation croisée de la polarisation seront utilisées. On s'intéresse plus particulièrement aux fonctions telles que les portes logiques tout-optiques nécessaires pour le routage, la commutation des paquets et la reconnaissance des entêtes.

1a.2. Présentation du travail

La motivation de ce travail de thèse est double, d'une part mieux comprendre le phénomène de la rotation de polarisation non linéaire observé dans l'AOS pour mieux le modéliser, en particulier le phénomène de couplage mis en évidence par Soto et al, et d'autre part, appliquer ce phénomène de rotation de la polarisation à la réalisation des nouvelles fonctions telles que des portes logiques tout optique à haut débit.

Dans le chapitre 2 nous présentons une modélisation théorique bidimensionnelle de l'AOS soumis à une modulation croisée de polarisation. Elle est basée sur la technique de sectionnement de la région active. A partir de la densité de porteurs dans une section donnée, on peut calculer tous les autres paramètres tels que les gains TE et TM, les amplitudes TE et TM, les déphasages TE et TM du signal à la sortie de l'AOS. Ces paramètres sont calculés en tenant compte du couplage entre les modes TE et TM.

Le chapitre 3 est consacré à la caractérisation expérimentale en espace libre de la modulation croisée de la polarisation (XPolM) dans l'AOS de type massif provenant de l'université de technologie de Zürich (ETHZ). La détection du signal est faite en utilisant la technique de la détection synchrone. L'efficacité de ce phénomène est évaluée en mesurant les coefficients de conversion $C_{TE/TM}$ et $C_{TM/TE}$ du signal pour différentes polarisations et différentes puissances du signal de contrôle en entrée de l'AOS. Nous avons également déterminé l'évolution de la différence de phase entre les modes TE et TM du signal pour différentes polarisations et différentes puissances du signal de contrôle. Nous déduisons l'évolution de la variation de la

partie réelle et de la partie imaginaire des indices effectifs des modes. L'impact, du courant de polarisation et de la longueur d'onde du signal sur la XPolM est étudié.

Le chapitre 4 présente une étude expérimentale et théorique de la modulation croisée de polarisation dans l'AOS en utilisant le formalisme des modes couplés. Nous avons étudié l'impact des gains TE et TM sur la XPolM. Nous avons déterminé les gains TE et TM, les fonctions de transfert TE vers TM et vice et versa. Nous avons pu estimer à partir de ces paramètres les coefficients de couplage. Une validation du modèle est faite, d'une part en calculant la puissance des composantes TE et TM dans le cas général et en comparant à ceux obtenus par l'expérience, et d'autre part en calculant la variation des indices effectifs et en la comparant aux mesures effectuées.

Dans le chapitre 5, nous présentons des portes logiques tout-optiques réalisées en exploitant la rotation de polarisation non linéaire dans un amplificateur optique à semi-conducteur.

Une porte logique NOR est conçue et réalisée à 2.5 Gbit/s en exploitant la XPolM. L'efficacité de cette porte logique est déterminée en mesurant le taux d'extinction.

Nous avons également réalisé une porte logique tout optique AND à 2.5 Gbit/s en exploitant la XPolM. Le taux d'extinction est mesuré.

Une porte logique NOTXOR est également démontrée à 2.5 Gbit/s toujours en exploitant la XPolM. Une étude statique est faite au préalable en espace libre afin de mieux exploiter cet effet. L'efficacité de cette fonction est déterminée en estimant le taux d'extinction.

Enfin, nous avons exploité la biréfringence induite dans l'AOS pour réaliser un commutateur tout optique à 10 Gbit/s à base du système interférométrique ultra rapide (S.I.U.R) (UNI : Ultrafast Nonlinear Interferometer). Nous avons proposé un nouveau montage expérimental afin d'améliorer l'efficacité de ce commutateur. Nous avons évalué le taux d'extinction et l'impact de la fluctuation temporelle du signal de contrôle.

Pour finir nous avons réalisé une porte logique tout optique NOTXOR toujours avec le système UNI à 10 Gbit/s en utilisant un nouveau AOS provenant de OPTO+.

Nous proposons d'abord une présentation succincte des amplificateurs optiques, en particulier l'AOS et ses propriétés.

1b. Généralités

Comme nous l'avons mentionné précédemment, la fibre optique est devenue le support physique de transmission dans le réseau de télécommunication optique. L'atténuation dans les fibres optiques rend nécessaire une amplification régulière. Le dispositif amplificateur le plus développé et utilisé depuis une dizaine d'années est la fibre dopée Erbium (EDFA : Erbium Doped Fiber Amplifier) dans laquelle une inversion de population est obtenue par pompage optique à 0.98 μm ou/et 1.48 μm . Le gain petit signal peut atteindre 54 dB, le facteur de bruit est de l'ordre de 3-5 dB, une bande passante de 30 nm, la puissance de saturation est supérieure à 27 dBm et il est insensible à la polarisation. La puissance de saturation est définie comme étant la puissance optique à la sortie de l'EDFA pour une réduction de gain petit signal de 3 dB. Ce composant amplifie le signal autour de la longueur d'onde 1.550 nm. Parallèlement au développement de l'EDFA, d'autres amplificateurs pour les systèmes de transmissions ont vu le jour dont les plus pertinents sont:

- L'amplificateur Raman à fibre dans lequel la diffusion Raman stimulée est obtenue par pompage optique. L'interaction entre l'onde de pompe et la vibration des molécules du matériau (la silice) va générer une onde de Stokes décalée d'environ 13.2 THz par rapport à l'onde de pompe. Ce composant est sensible à la polarisation et un gain fort de 20-25 dB est obtenu dans 100 Km de fibre standard (liaison terrestre) avec un pompage contra-propagatif de longueur d'onde située entre [1430-1460 nm]. La bande passante est de 80-100 nm et un bruit équivalent d'environ 3 dB.
- L'amplificateur à fibre double gaine dopée Erbium- Ytterbium (même principe que l'EDFA) dont le pompage se fait optiquement mais avec une source multimode. Plusieurs techniques sont développées pour optimiser l'injection de la pompe. Le pompage par encoche présente un meilleur rendement (90 %). La bande de gain est réduite par rapport à l'EDFA. Le gain petit signal est de 40 dB et un facteur de bruit de l'ordre de 7 dB [Olmedo, 2003].
- L'amplificateur optique à semi-conducteur (AOS) dont le pompage se fait électriquement, a une bande passante plus large d'environ 50-75 nm, un facteur de bruit plus élevé de 5-7 dB, une puissance de saturation supérieure à 17 dBm. En jouant sur la composition du matériau, l'amplification se fait autour de 1.3 μm ou 1.5 μm . Les effets indésirables sont d'une part sa dépendance en polarisation qui se traduit par un gain d'amplification différent pour la composante transverse électrique (TE) et la composante transverse magnétique (TM), et d'autre part sa non-linéarité qui fait de lui un composant phare pour le traitement tout-optique

du signal optique. Nous allons rappeler les propriétés et le rôle de l'AOS dans le nouveau réseau optique; mais rappelons au préalable la propriété de guidage en deux dimensions des composants optiques [Tamir, 1975], [Marcuse, 1974], [Chuang,1995], [Katsunari Okamoto, 2000].

1b.1. Propagation en onde guidée

1b.1.1. Modes de propagation dans un guide à deux dimensions

En optique intégrée les guides d'onde sont réalisés à l'aide d'un empilement multicouche d'indices de réfraction différents sur un substrat plan. Dans le cas de l'AOS, ces multicouches sont constitués du quaternaire $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ et du substrat InP. En jouant sur la composition de l'alliage (x,y), on modifie les indices du matériau. Le guidage latéral est assuré par la réalisation des rubans. Ceci permet d'obtenir un guidage à deux dimensions. Cette technique permet le confinement simultané de la lumière et des porteurs, c'est-à-dire forme un guide d'onde pour les photons tout en empêchant la diffusion des porteurs minoritaires vers les contacts. La figure 1.1 décrit la structure simplifiée des différents guides d'onde à deux dimensions mis en œuvre pour la réalisation de l'AOS : la structure à ruban enterré (Buried Ridge Structure) et la structure Ridge. La zone active de ces structures peut être massive, massive avec contraintes, ou à puits quantiques. Dans ce dernier cas, nous avons un effet de confinement électronique sur les propriétés du matériau dans le cas où l'épaisseur des puits quantiques est réduite à une dimension comparable à celle de la longueur d'onde de de Broglie. Cette couche étant entourée de deux matériaux à gap élevé, cette structure apparaît comme un puits de potentiel où les niveaux d'énergie sont quantifiés pour les porteurs.

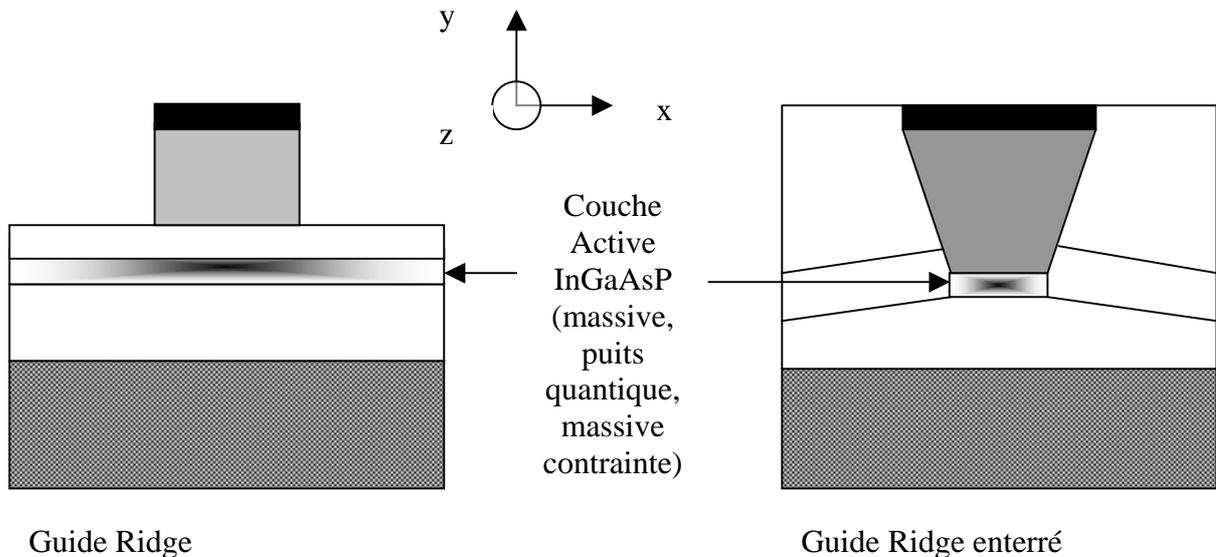


Figure 1.1: Structures de guide d'onde d'un amplificateur optique à semi-conducteur

1b.1.2. Etat de polarisation TE&TM

Pour un guide rectiligne ou incliné (figure 1.3) (invariance de la géométrie du guide suivant z), les équations de Maxwell montrent l'existence de deux séries de modes propres de propagation que nous appellerons abusivement modes TE et modes TM. Pour les modes TE, la composante du champ électrique dans la direction x est prépondérante sur la composante y , alors que pour les modes TM, c'est la composante y du champ électrique qui est prépondérante. La propagation sur plusieurs modes ne permet pas une transmission correcte de l'information, par conséquent les structures sont conçues de façon à n'autoriser que la propagation d'un mode unique de chaque polarisation, le mode fondamental. Une lumière dont le champ électrique est initialement polarisé parallèlement aux couches d'empilement (respectivement dans le sens de la croissance des couches) se couple préférentiellement dans le mode TE (respectivement TM). Une lumière de polarisation quelconque se décompose suivant les polarisations TE et TM du guide, chaque composante possédant sa propre vitesse de groupe. Le guide est considéré comme biréfringent quand les modes TE et TM se propagent avec des vitesses de groupe différentes (indices effectifs différents). L'indice effectif est défini comme étant le rapport entre la constante de propagation dans le guide et la constante de propagation dans le vide $n_{eff} = \beta / k_0$.

où β et k_0 sont respectivement les constantes de propagation dans le milieu et dans le vide.

La complexité des structures du guide d'onde ne permet pas une résolution simple des équations de Maxwell. Des méthodes reposant sur certaines approximations ou numériques, doivent être utilisées afin de déterminer des modes autorisés. Parmi les méthodes couramment utilisées, celle proposée par Knox et al [Knox et al, 1970] est la plus simple pour étudier des structures telles que la structure Ridge. C'est la méthode des indices effectifs. Elle consiste à décomposer un guide rectangulaire en deux guides plans orthogonaux. Nous calculerons les indices effectifs de la structure étudiée à l'aide de cette technique dans le Chapitre 3 (paragraphe 3.2.1).

1b.1.3. Le facteur de confinement

Du fait que le gain est présent dans la région active et la distribution transverse s'étend en dehors de cette zone, on peut définir le coefficient de confinement (Figure 1.2). Ce dernier est défini comme étant le rapport de la puissance optique localisée dans la couche amplificatrice à la puissance optique totale du mode dans toute la section transverse. Nous pouvons alors définir les facteurs de confinement : les coefficients de confinement par exemple pour les modes TE (Γ_{TE}) et (Γ_{TM}).

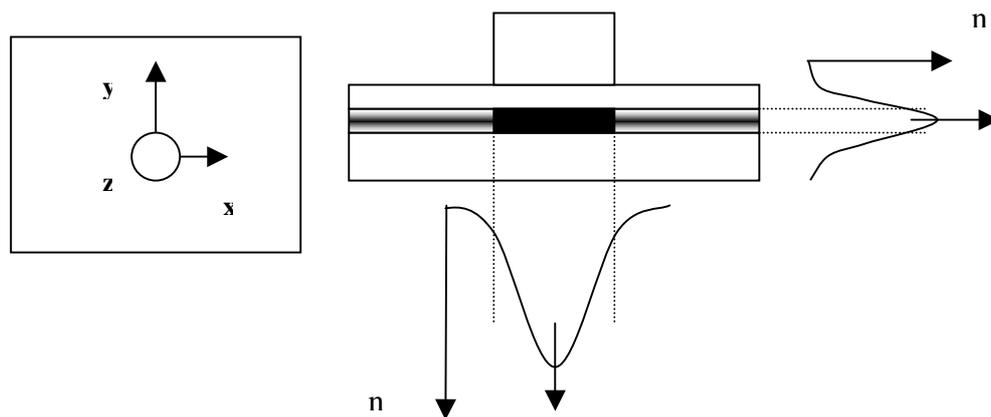


Figure 1.2: Les confinements optiques : latéral et vertical

1b.2. Historique

Seulement deux ans après la découverte d'un laser naît le premier amplificateur optique à semi-conducteur (AOS). Le premier AOS était un laser polarisé en dessous du courant de seuil. Deux ans plus tard, l'utilisation des couches anti-reflet ($\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$) a permis de réduire la réflectivité (R_1 et R_2) de chacune de ses facettes clivées pour éviter le phénomène d'oscillation. Par ce procédé, on recule le seuil de l'émission laser et on augmente par conséquent le gain à l'intérieur d'un AOS de longueur L . En effet, au seuil de l'émission laser, le gain est défini comme suit :

$$\Gamma g = \frac{1}{L} \log \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) + \alpha_{\text{int}} \quad (1.1)$$

où α_{int} est la perte interne à la structure.

Un des challenges était de rendre la plus petite possible la réflectivité des facettes afin d'éviter des réflexions multiples de la cavité [Simon et al, 1982]. En effet, dans la pratique, il est très difficile d'obtenir des réflectivités inférieures à 10^{-4} . Plusieurs méthodes ont été proposées pour réduire la réflectivité des facettes. La figure (1.3) montre les différentes configurations.

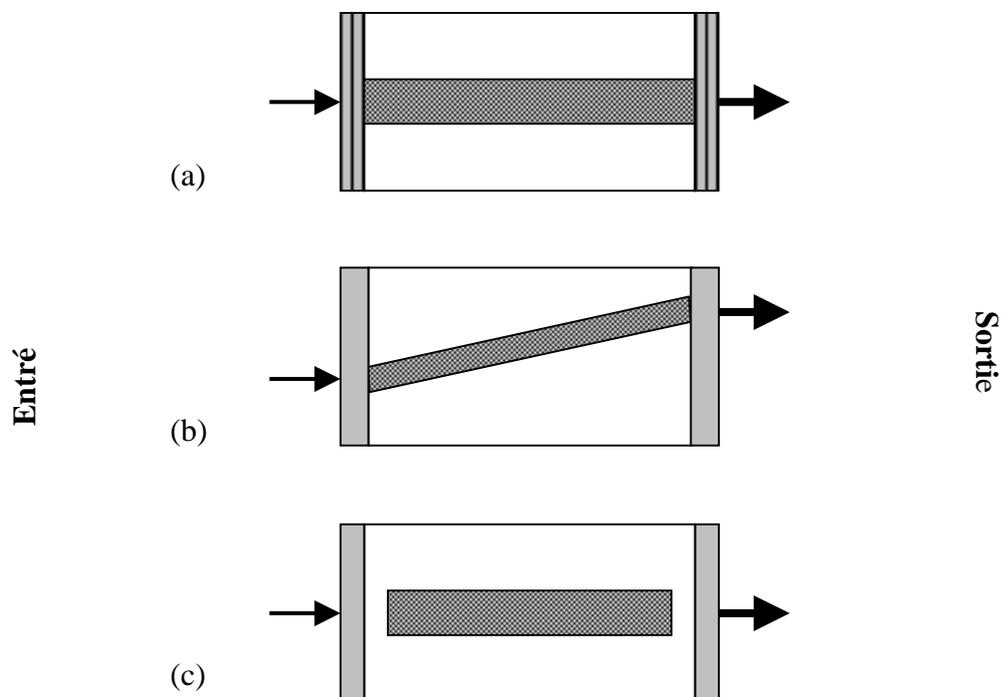


Figure 1.3 : Différentes configurations pour réduire la réflectivité des facettes
 a) facette droite avec plusieurs couches anti-reflets
 b) facette inclinée avec une ou plusieurs couches anti-reflets
 c) facette enterrée avec une ou plusieurs couches anti-reflets

Ces techniques ont permis d'atteindre des valeurs de la réflectivité de l'ordre de 10^{-5} [Saitoh et Mukai, 1987], [Olsson et al, 1988 a], [Mersali et al, 1990], [Collar et al, 1990]. Il faut noter que l'optimisation de la réflectivité est faite seulement pour une gamme limitée de longueur d'onde. Par conséquent, pour différentes positions sur le spectre du gain de l'AOS, le signal injecté fera seulement un passage « Travelling Wave Amplifiers » ou plusieurs passages à cause de la réflectivité élevée « Fabry-Pérot Amplifiers ». Un autre problème que présente l'AOS est la dépendance en polarisation du gain. Cette dépendance est due à l'asymétrie dans la structure du guide d'onde qui induit une différence des coefficients de confinement entre les modes TE et TM. Ce genre de comportement défavorise ce composant quant à son utilisation dans un système de transmission, que ce soit en tant que pré-amplification à la réception ou comme amplificateur de ligne. De nombreuses études ont été faites afin de rendre l'AOS insensible à la polarisation [T. Kakitsuka et al, 2002], [Olsson et al, 1989]. L'utilisation dans le milieu amplificateur de l'AOS de structures à puits quantiques contraints ou de structures massives contraintes ont permis de rendre ce composant encore plus compétitif [Tiemeijer et al, 1994], [Thijs et al, 1994], [Magari et al, 1994], [Emery et al, 1996], [Itoh et al, 2002]. Par cette nouvelle technique, on améliore la puissance de saturation de l'AOS, et on réduit la dépendance en polarisation du gain en dessous de 0.5 dB.

Un des inconvénients majeurs de ce composant quant à son utilisation dans le système WDM est sa non linéarité en régime de saturation. Ce dernier fait que l'AOS ne peut pas être utilisé comme répéteur dans un système à plusieurs canaux, car la modification du gain due à la non linéarité de l'AOS va perturber le gain de chaque canal.

L'AOS ou l'EDFA permettent d'amplifier directement un signal optique. Ce qui permet de s'affranchir des conversions optoélectroniques trop coûteuses. Face à l'augmentation en débit dans le système de transmission, l'électronique devient très complexe; par conséquent en plus des amplifications déjà réalisées dans le domaine optique par l'EDFA, le challenge du futur réseau de télécommunication optique sera de faire le traitement tout-optique des signaux. Pour ce dernier, l'AOS apparaît comme le candidat favori à cause des effets non linéaires que nous verrons en détail au paragraphe suivant. Il est compact, et sa faculté d'intégration permet une utilisation astucieuse dans des circuits photoniques assurant des fonctions de traitement optique du signal.

1b.3. La non-linéarité de l'AOS

La dynamique de porteurs dans l'AOS est à l'origine de la non-linéarité observée dans ce composant. La variation de la densité totale de porteurs et de leurs distributions via la fonction de Fermi engendrent des transitions inter-bande et intra-bande [Adams, 1995]. La transition inter-bande est produite par l'émission stimulée, l'émission spontanée, la recombinaison non radiative. La modification de la densité totale de porteurs s'accompagne de la modification de la distribution de porteurs dans la même bande. Ce sont les transitions intra-bandes telles que le trou spectral (SHB : Spectral Hole Burning), l'échauffement de porteurs (CH : Carrier Heating) qui sont à l'origine de la dynamique rapide des AOS. Ces phénomènes se produisent au même moment mais ont des constantes de temps différentes.

L'injection d'une impulsion optique très brève (1-10 ps) dans l'AOS permet d'expliquer qualitativement ces phénomènes. Pour un AOS polarisé, en régime stationnaire, les porteurs sont répartis dans chaque bande suivant des pseudo-distributions de Fermi-Dirac. Le pseudo-niveau de Fermi défini dans chacune des bandes dépend de la densité de porteurs dans chaque bande qui est imposée par le pompage électrique. La température d'une telle distribution en l'absence de l'impulsion est égale à celle du réseau cristallin. En présence d'un signal impulsionnel très bref situé dans la bande d'amplification de l'AOS, le signal est amplifié par le phénomène d'émission stimulée qui va modifier la densité de porteurs et par conséquent les distributions de Fermi. Le retour à l'état stationnaire s'effectue après les processus intra-bande et inter-bande. Peu après le passage de l'impulsion, il apparaît un effondrement spectral de la densité de porteurs sous l'action de l'émission stimulée autour de l'énergie correspondant à l'énergie de l'impulsion. Ceci va engendrer un trou dans la courbe de distribution énergétique des électrons. Ce phénomène est appelé le « trou spectral ». Une redistribution énergétique des porteurs pendant un temps très court (50 fs) est nécessaire afin de combler le trou provoqué. Les collisions porteur-porteur (thermalisation) au sein de la même bande sont le seul mécanisme qui peut le permettre. L'émission stimulée a consommé des porteurs de basse énergie ce qui entraîne un échauffement transitoire de porteurs libres restants. Ce phénomène est appelé l'échauffement de porteurs. Le processus de thermalisation des porteurs avec la maille cristalline va générer des phonons avec un temps caractéristique d'environ 500 fs. Après la thermalisation, les quasi niveaux de Fermi qui traduisent un pseudo équilibre de la population s'établissent. L'équilibre entre les porteurs et le cristal est obtenu par les collisions porteur-phonon. Le régime stationnaire est obtenu après un temps de

quelques centaines de picosecondes. Ce phénomène s'appelle la pulsation de la densité de porteurs; c'est un phénomène inter-bande.

Nous allons voir brièvement les effets physiques que ces non-linéarités peuvent engendrer.

1.2.1. Les principaux effets physiques dans l'AOS

Les amplificateurs optiques à semi-conducteur peuvent fonctionner en régime linéaire ou non linéaire. Cette non linéarité, qui est à l'origine de la dynamique rapide de l'AOS [Mork et al, 1994], [Tessler et al, 1994], [Eisenstein et al, 1989], [Girardin et al, 1998], [Gutierrez-Castrejon et al, 2000], [Occhi et al, 2002], est exploitée pour faire de nouvelles fonctions tout-optiques.

Les principaux effets physiques mis en jeu dans l'AOS pour réaliser ces fonctions nouvelles sont :

- L'auto-modulation de phase (SPM : Self Phase Modulation) se traduit par la modulation de la phase du signal en sortie de l'AOS causée par la variation de l'indice induite par la variation de la puissance du signal en entrée.
- L'auto-modulation de gain (SGM : Self Gain Modulation) correspond à la modulation du gain observée par le signal induite par la variation de la puissance du signal en entrée.
- La modulation de phase croisée (XPM : Cross-Phase Modulation) représente le changement de l'indice de réfraction induit par un signal de contrôle qui va affecter la phase d'un signal se propageant en même temps dans l'AOS.
- La modulation croisée de gain (XGM : Cross-Gain Modulation) se traduit par la modulation du gain induite par un signal de contrôle qui va affecter le gain du signal se propageant simultanément dans l'AOS
- Le mélange à quatre ondes (FWM : Four Wave Mixing) représente le battement entre deux ou plusieurs signaux optiques de longueurs d'onde différents se propageant dans l'AOS qui va générer des signaux à de nouvelles fréquences optiques.
- La modulation de polarisation croisée (XPoIM : Cross-Polarization Modulation) traduit la rotation non linéaire de l'état de polarisation d'un signal à la sortie de l'AOS par rapport à sa polarisation en entrée causée par la polarisation, la puissance d'un signal de contrôle injecté simultanément dans l'AOS. Cet effet fut exploité pour la première fois par Patrick et al [Patrick et al, 1994 a]. Cette rotation non linéaire est due à la biréfringence

induite dans l'AOS. Nous verrons plus en détail cette biréfringence induite au paragraphe 3.2.1. Soto et al remarqua qu'un signal polarisé linéairement et injecté suivant l'un des axes propres de l'AOS, subit une rotation de polarisation à la sortie de l'AOS par rapport à sa polarisation entrante [Soto et al, 1999]. La biréfringence ne peut seule expliquer cette rotation de polarisation observée. Cette rotation de polarisation est non linéaire car dépend directement de la puissance et de la polarisation du signal de contrôle injecté simultanément avec le signal. Un phénomène nouveau est mit en évidence et il consiste à modifier les axes propres de l'AOS sous l'impact de la puissance et de la polarisation du signal de contrôle injecté. Ce phénomène nouveau exploite la modification des axes propres de l'AOS, la biréfringence induite dans l'AOS, et la dépendance en gain de l'AOS. L'originalité de cet travail de thèse consiste à une meilleure compréhension de la modification des axes propres de l'AOS et la combiner avec la biréfringence induite pour réaliser des nouvelles fonctions tout-optiques. Malgré quelques fonctions nouvelles réalisées [Soto et al, 2001 a], [Erasme et al, 2000], ce phénomène n'est pas complètement maîtrisé. C'est dans ce contexte scientifique que cette thèse est proposée.

Chapitre 2

Modélisation des effets de rotation de polarisation dans l'amplificateur optique à semi-conducteur

2.1. Introduction

De nombreuses études ont été faites pour modéliser le comportement statique et dynamique de l'AOS [Marcuse et al, 1983], [Adams et al, 1985],[Agrawal et al,1986], [Brosson, 1994]. La plupart des modèles dérivent de ceux appliqués aux lasers à semi conducteurs après modification de certains paramètres tels que la réflectivité des facettes. Certains de ces modèles considèrent la répartition de la densité de porteurs comme homogène tout le long du milieu amplificateur. Ces modèles sont adéquats quand l'AOS fonctionne en régime linéaire ; par contre en régime de saturation, ils ne sont plus valides à cause des inhomogénéités de la densité de porteurs le long du milieu amplificateur. L'utilisation de l'AOS pour réaliser des nouvelles fonctions tout-optiques met en jeu des comportements non linéaires qui nécessitent de fortes puissances optiques et entraînent de fortes variations temporelles et spatiales de la densité de porteurs. D'autres modèles sont capables de décrire correctement la distribution spatiale des porteurs mais considèrent néanmoins un grand nombre de paramètres constants le long de l'AOS (densité de porteurs, les facteurs de confinement, le gain différentiel,..) [Lowery, 1988], [Marcenac, 1993], [Vankwikelberg et al, 1990]. Parmi ces modèles le plus consistant serait celui développé par Durhuus et al [Durhuus et al, 1992].

Basé sur les travaux de D. Marcuse et M.J.Adams et al, il permet de prendre en compte les inhomogénéités spatiales de la densité de porteurs à travers un modèle à plusieurs sections. Il considère toutefois que l'indice de réfraction et le gain différentiel sont constants le long de l'amplificateur. Ce modèle ne prend pas en compte la dépendance en polarisation du gain de l'AOS et les effets de rotation de polarisation. Afin de tenir compte de ceux-ci, il est nécessaire de traiter séparément la composante TE et la composante TM du champ optique,

et d'introduire différents facteurs de confinement pour les deux états de polarisations TE et TM. Récemment Dorren et al ont proposé un modèle pour expliquer la dépendance en polarisation du gain dans les AOS à puits quantiques ou des AOS à structure massive contrainte [Dorren et al, 2003]. Ce modèle considère que les électrons de la bande de conduction interagissent avec deux réservoirs de trous en introduisant un facteur de déséquilibre f ; il ne prend pas en compte la dynamique intra-trous. Par conséquent, en considérant les coefficients de confinement différents pour les modes TE et TM, on peut expliquer la dépendance en polarisation du gain dans l'AOS.

Nous allons présenter la structure et les détails du modèle développé dans cette thèse. Nous commencerons par une description générale du modèle basée sur la division de la zone active en plusieurs sections, puis nous donnerons l'équation d'évolution de la propagation du champ électromagnétique dans chaque section, les expressions des différents gains, des différentes phases et des différents coefficients de conversion sans oublier les équations d'évolution de la densité de porteurs. L'originalité du modèle proposé dans cette thèse est la prise en compte du phénomène de couplage entre les modes.

2.2. Généralités sur le modèle

La méthode développée est basée sur la division longitudinale de la zone active en plusieurs sections. Ceci permet de décrire la propagation du champ optique dans chaque section en utilisant la représentation des ondes progressives du champ optique. Tous les paramètres tels que le gain matériau, les densités des porteurs, les indices effectifs de réfraction et le courant de polarisation seront considérés comme constants dans une section donnée. On supposera que les coefficients de confinement restent constants tout le long de la structure amplificatrice. La lumière se propage le long du guide d'onde optique de l'AOS dans la direction z orthogonale à la surface d'injection dans l'AOS. Les indices $+$ ou $-$ caractérisent les photons se propageant respectivement dans la direction des z croissants et dans la direction des z décroissants. L est la longueur de l'AOS et L_i est la longueur de la section i .

2.3. Evolution du champ électromagnétique dans l'AOS

2.3.1. Modélisation transverse

On supposera que les dimensions de la zone active favorisent fortement les modes fondamentaux TE_{00} et TM_{00} . Les effets transverses dans le guide d'onde sont pris en compte par les coefficients de confinement. En mode opérationnel, l'injection des porteurs dans l'AOS modifie les indices de réfraction de la zone active ; par conséquent la distribution du champ optique et les indices effectifs s'en trouvent affectés. On supposera que les modifications des facteurs de confinement sont faibles et nous les négligerons. En revanche les indices effectifs varient avec l'injection des porteurs et affectent l'allure du champ optique et sa phase associée comme nous le verrons dans le paragraphe suivant.

2.3.2. Modélisation longitudinale

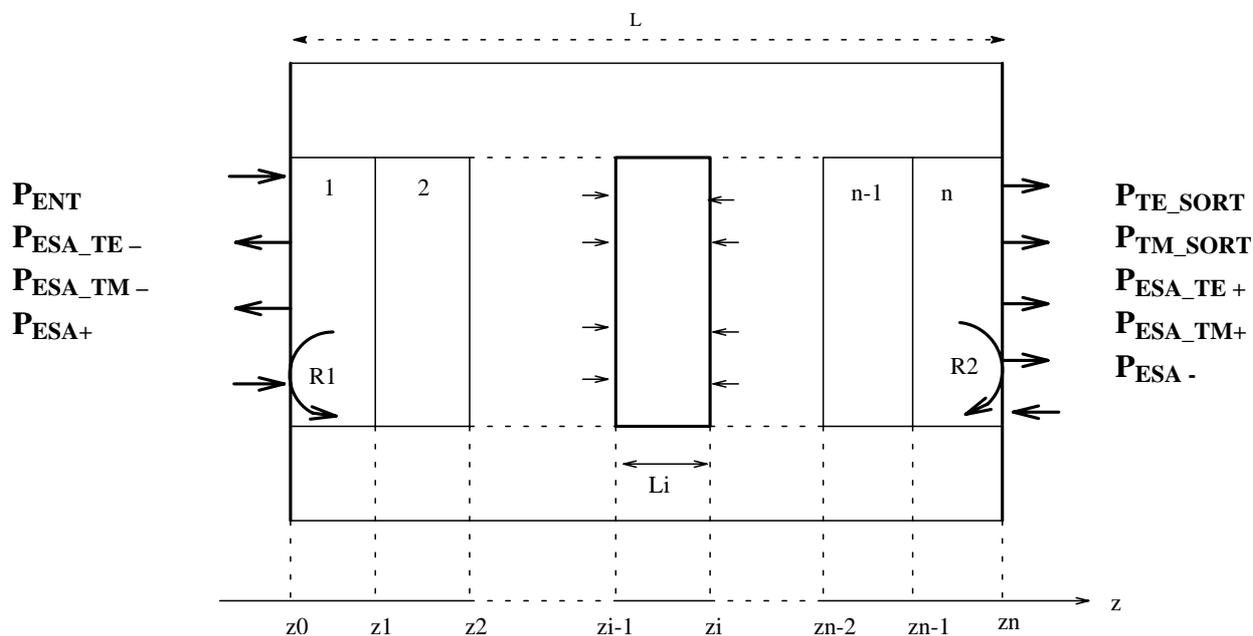


Figure 2.1 : Division de la zone active de l'AOS en n sections

où P_{ENT} est la puissance optique injectée dans l'AOS, P_{ESA+} et P_{ESA-} sont les puissances de l'émission spontanée co-propagative et contra-propagative, $P_{ESA_{TE}}$ et $P_{ESA_{TM}}$ sont les puissances optiques de chaque mode (co-propagative ou contra-propagative)

2.3.2.1. Evolution de l'enveloppe lentement variable

Compte tenu de la réflectivité entre les deux facettes, pour chaque section, le champ électrique peut se décomposer en deux composantes : l'une en co-propagation E^+ et l'autre en contra-propagation E^- , telles que le champ total en omettant le terme de propagation $e^{j\omega t}$ dans cette section soit défini comme suit :

$$\vec{E}_i(\omega, z) = \begin{bmatrix} E_{TE,i}^+ \\ E_{TM,i}^+ \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} E_{TE,i}^- \\ E_{TM,i}^- \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

Dans chaque section, l'évolution des composantes du champ électrique est décrite par les équations différentielles homogènes suivantes :

$$\frac{\partial^2 E_{TE,i}^+(\omega, z)}{\partial z^2} + K_{TE,i}^2(\omega, N_i) E_{TE,i}^+(\omega, z) = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial^2 E_{TM,i}^+(\omega, z)}{\partial z^2} + K_{TM,i}^2(\omega, N_i) E_{TM,i}^+(\omega, z) = 0 \quad (2.3)$$

où N_i représente la densité de porteurs dans la section i , et $K_{TE,i}^2(\omega, N_i)$ sont les vecteurs d'onde complexes dans la section i .

Les solutions de ces équations sont de la forme :

$$E_{TE,i}^+(\omega, z) = E_{TE,i}^+(\omega, z_{i-1}) \exp \left[\begin{matrix} - \\ + \end{matrix} j K_{TE,i}(\omega, N_i) (z - z_{i-1}) \right]$$

$$E_{TM,i}^+(\omega, z) = E_{TM,i}^+(\omega, z_{i-1}) \exp \left[-jK_{TM,i}(\omega, N_i)(z - z_{i-1}) \right] \quad (2.4)$$

Ces équations montrent qu'on peut déterminer les composantes du champ électromagnétique dans la section i en fonction des composantes des sections adjacentes. Les vecteurs d'onde sont donnés par les relations suivantes :

$$K_{TE,i}(\omega, N_i) = \frac{\omega}{c} n_{effTE}(\omega, N_i) + \frac{j}{2} [\Gamma_{TE} g(\omega, N_i) - \alpha_i]$$

$$K_{TM,i}(\omega, N_i) = \frac{\omega}{c} n_{effTM}(\omega, N_i) + \frac{j}{2} [\Gamma_{TM} g(\omega, N_i) - \alpha_i] \quad (2.5)$$

où $n_{effTE}(\omega, N_i)$ et $n_{effTM}(\omega, N_i)$ représentent les indices effectifs de réfraction, $g(\omega, N_i)$ est le coefficient de gain matériau. Γ_{TE} et Γ_{TM} représentent les coefficients de confinement pour les deux modes propres et α_i est la perte interne de la structure amplificatrice.

On peut faire un développement de Taylor sur les composantes du vecteur d'onde au premier ordre au voisinage de la fréquence angulaire ω_m du signal d'entrée car la largeur spectrale de ce signal est très petite devant ω_m (approximation de l'enveloppe lentement variable). Ce qui nous donne les relations suivantes :

$$K_{TE,i}(\omega, N_i) \approx \frac{\omega_m}{c} n_{effTE}(\omega_m, N_i) + \frac{n_{gTE}(\omega_m, N_i)}{c} (\omega - \omega_m)$$

$$j \left[\frac{\Gamma_{TE} g(\omega_m, N_i) - \alpha_i}{2} + \frac{\Gamma_{TE}}{2} \frac{\partial g(\omega, N_i)}{\partial \omega} \Big|_{\omega_m} (\omega - \omega_m) \right]$$

$$K_{TM,i}(\omega, N_i) \approx \frac{\omega_m}{c} n_{effTM}(\omega_m, N_i) + \frac{n_{gTM}(\omega_m, N_i)}{c} (\omega - \omega_m) \quad (2.6)$$

$$j \left[\frac{\Gamma_{TM} g(\omega_m, N_i) - \alpha_i}{2} + \frac{\Gamma_{TM}}{2} \frac{\partial g(\omega, N_i)}{\partial \omega} \Big|_{\omega_m} (\omega - \omega_m) \right]$$

où $n_{g_{TE}}(\omega, N_i)$ et $n_{g_{TM}}(\omega, N_i)$ représentent les indices de groupe propres respectivement aux axes de polarisation TE et TM, et définis de la manière suivante :

$$n_{g_{TE}}(\omega_m, N_i) = n_{e_{g_{TE}}}(\omega_m, N_i) + \omega_m \left. \frac{\partial n_{e_{g_{TE}}}}{\partial \omega} \right|_{\omega_m} \quad (2.7)$$

On s'intéresse à l'évolution dans le temps du champ électrique dans l'AOS. Cette représentation temporelle est obtenue par transformation de Fourier comme suit :

$$A_{TE,i}^{\pm}(t, z_i) \exp(-j\omega_m t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{TE,i}^{\pm}(\omega, z_i) \exp(-j\omega t) d\omega \quad (2.8)$$

$$A_{TM,i}^{\pm}(t, z_i) \exp(-j\omega_m t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{TM,i}^{\pm}(\omega, z_i) \exp(-j\omega t) d\omega \quad (2.9)$$

où $\exp(-j\omega_m t)$ décrit l'évolution du champ électrique à la fréquence optique, tandis que l'enveloppe $A_{TE,i}^{\pm}$ décrit une évolution aux faibles fréquences. Ainsi la résolution des intégrales aboutit à l'expression d'une enveloppe lentement variable dans le temps :

$$A_{TE,i}^{\pm}(t, z_i) = \sqrt{G_{TE,i}} \exp(-j\phi_{TE,i}) \left[1 - j \frac{\Gamma_{TE}}{2} \frac{\partial g(\omega, N_i)}{\partial \omega} L_i \frac{\partial}{\partial t} \right] A_{TE,i}^{\pm}(t - \tau_{TE,i}, z_{i-1}) \quad (2.10)$$

$$A_{TM,i}^{\pm}(t, z_i) = \sqrt{G_{TM,i}} \exp(-j\phi_{TM,i}) \left[1 - j \frac{\Gamma_{TM}}{2} \frac{\partial g(\omega, N_i)}{\partial \omega} L_i \frac{\partial}{\partial t} \right] A_{TM,i}^{\pm}(t - \tau_{TM,i}, z_{i-1}) \quad (2.11)$$

Les paramètres $G_{TM,TE,i}$ et $\phi_{TM,TE,i}$ définis comme suit, permettent de simplifier les expressions :

$$G_{TM,TE,i} = \exp \left[\left(\Gamma_{TM,TE} g(\omega_m, N_i) - \alpha_i \right) L_i \right] \quad (2.12)$$

$$\phi_{TM,TE,i} = \frac{\omega_m}{c} n_{e_{TM,TE}}(\omega_m, N_i) L_i \quad (2.13)$$

et $\tau_{TE,i}$ et $\tau_{TM,i}$ représentent les temps de transit à travers la section i, définis de la manière suivante :

$$\tau_{TM,TE,i} = \frac{n_{g_{TM,TE}}(\omega_m, N_i)}{c} L_i \quad (2.14)$$

Les relations (2.10 et 2.11) montrent que les enveloppes des champs électriques de la polarisation TE et de la polarisation TM à la sortie de la section i, sont définies en fonction des enveloppes en sortie de la section précédente, du gain et de la phase du signal dans la section i. La phase du signal dans la section i est définie en fonction de l'indice effectif de cette section. Or cet indice effectif est relié au gain par la relation de Kramers-Krönig. De cette manière la phase du signal amplifié sera déterminée. Une étude numérique montre que la valeur de $\frac{\partial g(\omega, N_i)}{\partial \omega}$ reste très faible [Djalali-Vali, 1999]. Nous allons négliger ces termes

par la suite. Par conséquent les relations (2.10 et 2.11) deviennent :

$$A_{TE,i}^{\pm} \left(t, z_{i-1} \right) = \sqrt{G_{TE,i}} \exp(-j\phi_{TE,i}) A_{TE,i}^{\pm} \left(t - \tau_{TE,i}, z_{i-1} \right) \quad (2.15)$$

$$A_{TM,i}^{\pm} \left(t, z_{i-1} \right) = \sqrt{G_{TM,i}} \exp(-j\phi_{TM,i}) A_{TM,i}^{\pm} \left(t - \tau_{TM,i}, z_{i-1} \right)$$

Nous pouvons donc déterminer dans chaque section, les puissances pour les polarisations TM et TE, les gains TE et TM, et les phases des composantes TE et TM du signal amplifié. La

détermination de la phase du signal amplifié à partir de l'indice effectif nécessite un temps de calcul important. En effet, l'indice effectif de réfraction est déterminé à partir du gain par l'intermédiaire des relations de Kramers-Krönig. Pour réduire ce temps de calcul, nous avons calculé la phase à partir du facteur de Henry (α_H) tenant indirectement compte des variations de l'indice de réfraction. En effet, dans le cas de l'AOS, le facteur de Henry qui est le rapport entre les parties réelle et imaginaire de la dérivée de l'indice matériau actif par rapport à la densité des porteurs n'est pas nul. Ce facteur est lié au déphasage d'une onde optique par la relation suivante :

$$\frac{\partial \phi_{TE,i}(z,t)}{\partial z} = \frac{\Gamma_{TE}}{2} a_i (N_i - N_0) \alpha_H \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial \phi_{TM,i}(z,t)}{\partial z} = \frac{\Gamma_{TM}}{2} a_i (N_i - N_0) \alpha_H \quad (2.17)$$

Le paramètre a_i est le gain différentiel. La densité de porteurs est calculée dans chaque section. Elle permet de déterminer l'ensemble des paramètres de l'AOS. En complément, les réflectivités des facettes de l'AOS sont de l'ordre de 10^{-4} et, le guide d'onde de l'AOS est incliné aux bordures de 10° . Ceci permet de réduire les réflexions. Des traitements antireflets permettent de réduire la réflectivité à 10^{-6} [Holtmann et al, 1996]. Par conséquent on peut négliger les perturbations causées par les ondes réfléchies.

2.3.2.2. Le couplage d'énergie entre les modes

Dans toutes les équations précédentes, le phénomène de couplage entre les modes n'est pas pris en compte. Afin de tenir compte du phénomène de couplage observé dans la XPolM, il faut modifier l'équation (2.15).

$$A_{TE,i}^+(t, z_i) = \sqrt{G_{TE,i}} \exp(-j\phi_{TE,i}) A_{TE,i}^\pm(t - \tau_{TE,i}, z_{i-1}) + j\sqrt{C_{TM}}(P_{sat,i}, G_{TE,i}) A_{TM,i}^+(t, z_i) \quad (2.18)$$

$$A_{TM,i}^+(t, z_i) = \sqrt{G_{TM,i}} \exp(-j\phi_{TM,i}) A_{TM,i}^\pm(t - \tau_{TM,i}, z_{i-1}) + j\sqrt{C_{TE}}(P_{sat,i}, G_{TM,i}) A_{TE,i}^+(t, z_i) \quad (2.19)$$

où les coefficients C_{TM} et C_{TE} traduisent les couplages des modes TM-TE et TE-TM respectivement. Ces coefficients dépendent de la puissance de saturation de la section i et des gains modaux TE et TM. On peut définir ces coefficients de la manière suivante :

$$C_{TM,i} = G_{TE,i} \cdot \alpha_{TM,i} (P_{sat,i}) \quad (2.20)$$

$$C_{TE,i} = G_{TM,i} \cdot \alpha_{TE,i} (P_{sat,i}) \quad (2.21)$$

où $\alpha_{TM,i}$ et $\alpha_{TE,i}$ sont les fonctions de transfert en énergie respectivement pour les modes TM-TE et TE-TM.

Les conditions aux limites de chaque section sont exprimées de la manière suivante :

$$A_{TM,i}^+ (t, z_i) = A_{TM,i+1}^+ (t, z_i) \quad (2.22)$$

$$A_{TM,1}^+ (t, z_0) = A_{TM}^{in} (t) \quad (2.23)$$

où $A_{TM}^{in} (t)$ sont les enveloppes des composantes du signal injecté dans l'amplificateur.

Dans le cas d'une polarisation linéaire coïncidant avec l'axe quasi-TE à $z = 0$, les composantes du signal définies par les relations (2.18-2.19) à la sortie de l'AOS deviennent :

$$A_{TE,n}^+ (t, z_n) = \sqrt{G_{TE,n}} \exp(-j\phi_{TE,n}) A_{TE,n}^+ (t - \tau_{TE,n}, z_{n-1}) \quad (2.24)$$

$$A_{TM,n}^+ (t, z_n) = \sqrt{G_{TM,n}} \exp(-j\phi_{TM,n}) A_{TM,n-1}^+ (t, z_{n-1}) + j\sqrt{C_{TE,n} (P_{sat,n}, G_{TM,n})} A_{TE,n}^+ (t, z_n) \quad (2.25)$$

On suppose pour tout i que nous avons $|A_{TE}^+| \gg |A_{TM}^+|$.

De la même manière pour une polarisation linéaire coïncidant avec l'axe quasi-TM à $z = 0$, les amplitudes du signal à la sortie de l'AOS deviennent :

$$A_{TE,n}^+ (t, z_n) = \sqrt{G_{TE,n}} \exp(-j\phi_{TE,n}) A_{TE,n-1}^+ (t, z_{n-1}) + j\sqrt{C_{TM} (P_{sat,n}, G_{TE,n})} A_{TM,n}^+ (t, z_n) \quad (2.26)$$

$$A_{TM,n}^+ (t, z_n) = \sqrt{G_{TM,n}} \exp(-j\phi_{TM,n}) A_{TM,n}^+ (t - \tau_{TM,n}, z_{n-1}) \quad (2.27)$$

De la même manière nous avons $|A_{TM}^+| \gg |A_{TE}^+|$.

Etant donné que le phénomène de couplage observé dans les AOS étudiés est faible, la fraction d'énergie qui est transférée à l'autre mode ne va pas perturber les paramètres tels que le gain de ce mode. De cette manière on peut déduire les coefficients C_{TE} et C_{TM} et les fonctions de transfert d'énergie entre les modes.

2.4. L' impact du champ électromagnétique sur la structure amplificatrice de l'AOS

La présence du champ électromagnétique dans l'AOS modifie la densité de porteurs à cause de l'émission stimulée et de l'émission spontanée amplifiée. Or le gain et l'indice dépend de la densité de porteurs. Donc le gain et l'indice se trouvent modifier. La modification de la densité de porteurs va affecter la densité de photons. Toutes ces modifications dépendent de la puissance optique du signal injectée dans l'AOS.

2.4.1. La densité de porteurs

Comme nous avons noté précédemment, les phénomènes d'émission stimulée et d'émission spontanée perturbent la densité des porteurs. L'évolution de la densité des porteurs est décrite dans la section i par la relation [M.J. Adams, 1985].

$$\frac{dN_i}{dt} = \frac{I_i}{eV_i} - R(N_i) - \left[\Gamma_{TM} g_{TM}(\omega_m, N_i) \frac{P_{TM,i}^T}{\hbar\omega W_i d_i} + \Gamma_{TE} g_{TE}(\omega_m, N_i) \frac{P_{TE,i}^T}{\hbar\omega W_i d_i} \right] \quad (2.28)$$

où, I_i est le courant traversant la section i de longueur d_i et de largeur W_i , $P_{TE,i}^T$ est la puissance totale tenant compte de l'émission spontanée amplifiée. N_i est la densité totale de porteurs. Le premier terme à droite dans l'expression ci-dessus correspond à la densité de porteurs injectée par pompage électrique de l'AOS, le second terme correspond à la diminution de la densité de porteurs par recombinaisons radiatives et non radiatives, et le

troisième terme est lié à la diminution de la densité de porteurs par l'émission stimulée et l'amplification du signal optique dans l'AOS.

$R(N_i)$ représente les taux de recombinaison exprimés comme :

$$R(N_i) = AN_i + BN_i^2 + CN_i^3 \quad (2.29)$$

où A est le coefficient de recombinaison non radiative, B est le coefficient de recombinaison spontanée pour toutes les longueurs d'onde et C le coefficient de recombinaison Auger. Ce coefficient C prend en compte la transition Auger la plus probable, celle où un électron de la bande de conduction relaxe vers la bande de valence, en produisant une transition d'un électron de la bande de couplage spin-orbite vers la bande de valence. Dans le cas d'une forte injection la recombinaison Auger devient prépondérante.

Dans les applications nécessitant une forte non linéarité (régime de saturation) du milieu amplificateur, la répartition de la densité de porteurs le long du guide de l'AOS est fortement perturbée en présence d'un signal de contrôle. Cette perturbation s'effectuera différemment suivant les axes propres du guide d'onde optique de l'AOS à cause d'une part de la différence de gain entre TE et TM et d'autre part de la différence entre les coefficients de confinement qui induiront une saturation différente des axes propres de l'AOS. Ceci est dû à la structure du guide d'onde optique de l'AOS. Cette forte inhomogénéité affecte considérablement les paramètres intrinsèques du milieu amplificateur tel que le gain matériau et l'indice de réfraction. La densité de photons est également modifiée. Par conséquent la biréfringence sera fortement modifiée tout le long du guide d'onde optique.

Nous allons expliciter ces différentes modifications.

En utilisant le modèle linéaire du gain [Agrawal 89], on peut exprimer le gain comme suit :

$$g_i(z, t) = a_i [N_i(z, t) - N_0] \quad (2.30)$$

où a_i est le gain différentiel [cm^2] en prenant en compte les effets de saturation de gain et N_0 est la densité de porteurs à la transparence [$10^{18} cm^{-3}$].

2.4.2. La densité de photons

2.4.2.1. L'émission stimulée

La densité moyenne de photons provenant de l'émission stimulée dans l'équation d'évolution de porteurs (2.15) est déterminée à partir des relations développées par [Adams et al, 1985]. Elles sont données pour la section i par :

$$S_{TE,i}^{st} = \frac{G_{TE,i}(\omega_m, N_i) - 1}{\ln[G_{TE,i}(\omega_m, N_i)]} \frac{W_i d_i}{2z_{TE,i}} \left\{ |A_{TE,i}^+(t, z_{i-1})|^2 + |A_{TE,i}^-(t, z_i)|^2 \right\} \quad (2.31)$$

$$S_{TM,i}^{st} = \frac{G_{TM,i}(\omega_m, N_i) - 1}{\ln[G_{TM,i}(\omega_m, N_i)]} \frac{W_i d_i}{2z_{TM,i}} \left\{ |A_{TM,i}^+(t, z_{i-1})|^2 + |A_{TM,i}^-(t, z_i)|^2 \right\} \quad (2.32)$$

Où, $z_{TE,i} = \frac{\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}}{n_{e_{TE}}}$ sont les impédances d'onde.

Les puissances sont reliées à la densité de photons par les relations suivantes :

$$P_{TE,i}^{st} = \frac{\hbar \omega_m W_i d_i c}{n_{gTE} \Gamma_{TE}} S_{TE,i}^{st} \quad (2.33)$$

$$P_{TM,i}^{st} = \frac{\hbar \omega_m W_i d_i c}{n_{gTM} \Gamma_{TM}} S_{TM,i}^{st} \quad (2.34)$$

On peut souligner que l'amplification exponentielle du signal (2.12) engendre une croissance rapide de l'intensité de la lumière et donc des termes des équations (2.18 et 2.19). Cela est à l'origine des effets de saturation.

2.4.2.2. L'émission spontanée amplifiée

Dans l'expression du taux de recombinaison (2.29), la densité de photons produits par l'émission spontanée est prise en compte, et une partie de ces photons peut être couplée aux modes. En se propageant dans le milieu amplificateur, d'autres photons sont stimulés et ils ne sont pas pris en compte par la relation (2.29). Ce processus est communément appelé : l'émission spontanée amplifiée (ESA : Emission Spontanée Amplifiée).

La variation de l'intensité de l'ESA dans la section i , selon les deux directions de polarisation, est décrite par les équations différentielles :

$$\frac{dI_{TE,i}^{sp\pm}}{dz} = \pm \left[\Gamma_{TE} g_{TE}(\omega, N_i) - \alpha_i \right] I_{TE,i}^{sp\pm}(\omega, z_i) \pm \frac{\beta_{TE}(\omega) R_{rTE}(N_i) \hbar \omega_p}{2} \quad (2.35)$$

$$\frac{dI_{TM,i}^{sp\pm}}{dz} = \pm \left[\Gamma_{TM} g_{TM}(\omega, N_i) - \alpha_i \right] I_{TM,i}^{sp\pm}(\omega, z_i) \pm \frac{\beta_{TM}(\omega) R_{rTM}(N_i) \hbar \omega_p}{2} \quad (2.36)$$

Ces équations admettent pour solution :

$$I_{TE,i}^{sp\pm}(\omega, z_i) = I_{TE,i}^{sp\pm}(\omega, z_{i-1}) G_{TE,i}^{\pm} + \frac{\beta_{TE}(\omega) R_{rTE}(N_i) \hbar \omega_p}{2 \ln(G_{TE,i}^{\pm})} (G_{TE,i}^{\pm} - 1) \quad (2.37)$$

$$I_{TM,i}^{sp\pm}(\omega, z_i) = I_{TM,i}^{sp\pm}(\omega, z_{i-1}) G_{TM,i}^{\pm} + \frac{\beta_{TM}(\omega) R_{rTM}(N_i) \hbar \omega_p}{2 \ln(G_{TM,i}^{\pm})} (G_{TM,i}^{\pm} - 1)$$

où R_{rTE} et R_{rTM} sont les taux de recombinaison spontanée définis dans la relation (2.29) à la fréquence ω_p dans la largeur de bande $\Delta\omega_p$. β_{TE} est la fraction de l'émission spontanée

couplée respectivement aux modes fondamentaux TE et TM.

Les conditions aux limites sont établies pour les intensités de l'ASE de la manière suivante :

$$I_i^{sp+}(\omega, z_i) = I_{i+1}^{sp+}(\omega, z_i) \quad (2.38)$$

$$I_i^{sp-}(\omega, z_i) = I_{i+1}^{sp-}(\omega, z_i) \quad (2.39)$$

$$I_1^{sp+}(\omega, z_0) = R_1 I_1^{sp-}(\omega, z_0) \quad (2.40)$$

$$I_n^{sp-}(\omega, z_n) = R_2 I_n^{sp+}(\omega, z_n) \quad (2.41)$$

L'équation de propagation et les conditions aux limites déterminent l'intensité de l'ESA tout le long de l'AOS. Les densités moyennes de photons sont déterminées en intégrant selon l'axe de propagation de l'AOS comme dans le cas de l'émission stimulée, mais avec des composantes co-propagative et contra-propagative.

2.5. Conclusion

Nous avons développé un modèle bidimensionnel basé sur le sectionnement de la zone active, capable de décrire le phénomène de couplage observé dans l'AOS qui induit des rotation de polarisation. L'originalité de ce travail consiste à déterminer les paramètres tels que le gain, la phase et les fonctions de transfert d'énergie entre les modes dans chaque section de la zone active. Il permet également d'étudier la biréfringence induite dans l'AOS. L'exploitation d'une version simplifiée du modèle est nécessaire pour réduire le temps de calcul.

Chapitre 3

Caractérisation statique de la modulation croisée de polarisation

3.1 Introduction

La modulation croisée de polarisation (XPoLM) est observée quand un signal se propageant dans un amplificateur optique à semi-conducteur, voit son état de polarisation modifié en fonction de la polarisation et la puissance d'un signal de contrôle injecté simultanément dans l'AOS. A ce jour, très peu d'études ont été faites sur cet effet de rotation de polarisation non-linéaire dans l'AOS. Cet effet est exploité pour la première fois par D.M. Patrick et al, dans le but de réaliser un démultiplexeur à 20 Gb/s à base de l'AOS dans le domaine temporel [Patrick et al, 1994 a]. La rotation de polarisation non-linéaire reportée dans ce travail, est interprétée comme étant une modification de la biréfringence intrinsèque de l'AOS.

M.F.C. Stephens et al ont présenté un convertisseur en longueur d'onde utilisant la rotation de la polarisation non-linéaire dans l'AOS [Stephens et al, 1997]. Ils attribuent toujours cette rotation à la modification de la biréfringence intrinsèque de l'AOS.

Diez et al ont étudié l'impact de la biréfringence sur le mélange à quatre ondes [Diez et al, 1998]. Lee et al ont amélioré l'efficacité d'un convertisseur en longueur d'onde, en exploitant la biréfringence et la modulation croisée de gain dans l'AOS [Lee et al, 1999]. Tous ces travaux ont attribué la rotation de polarisation observée à la modification de la biréfringence de l'AOS.

Une étude dynamique de la rotation de polarisation non linéaire (RPNL) dans l'AOS en configuration pompe-sonde est faite par Manning et al [Manning et al, 2001]. Il attribue la RPNL à la modulation de gain causée par le signal pompe qui induit une biréfringence additionnelle. Ainsi, une différence de phase est induite sur les composantes du signal sonde, ce qui va modifier l'état de polarisation du signal sonde à la sortie de l'AOS.

Soto et al ont étudié l'évolution de la biréfringence en fonction de la puissance et de la polarisation du signal de contrôle [Soto et al, 1999]. La RPNL est attribuée à la biréfringence intrinsèque de l'AOS, à la conversion TE/TM, et à la différence entre les gains TE et TM de l'AOS étudié. Cette interprétation est différente de celles citées ci-dessus. En effet les auteurs ont mis en évidence, qu'en présence d'un signal de contrôle, l'injection d'un signal de polarisation linéaire selon les axes propres de l'AOS n'est pas conservée à sa sortie. De nouvelles fonctions ont été réalisées [Erasme et al , 2000], [Soto et al, 2001 b].

Nous proposons de faire une caractérisation de cette nouvelle forme de rotation de polarisation en réalisant un montage pompe-sonde en espace libre afin de contrôler la polarisation à l'entrée et à la sortie de l'AOS. La matrice de Jones de l'AOS est déterminée pour différentes puissances du signal de contrôle, pour différents états de polarisation et différentes longueurs d'ondes. Nous caractériserons également le composant utilisé.

3.2. Généralités sur la modulation croisée de polarisation

La figure 3.1 nous rappelle le principe de la modulation croisée de polarisation observée par Soto et al dans l'AOS.

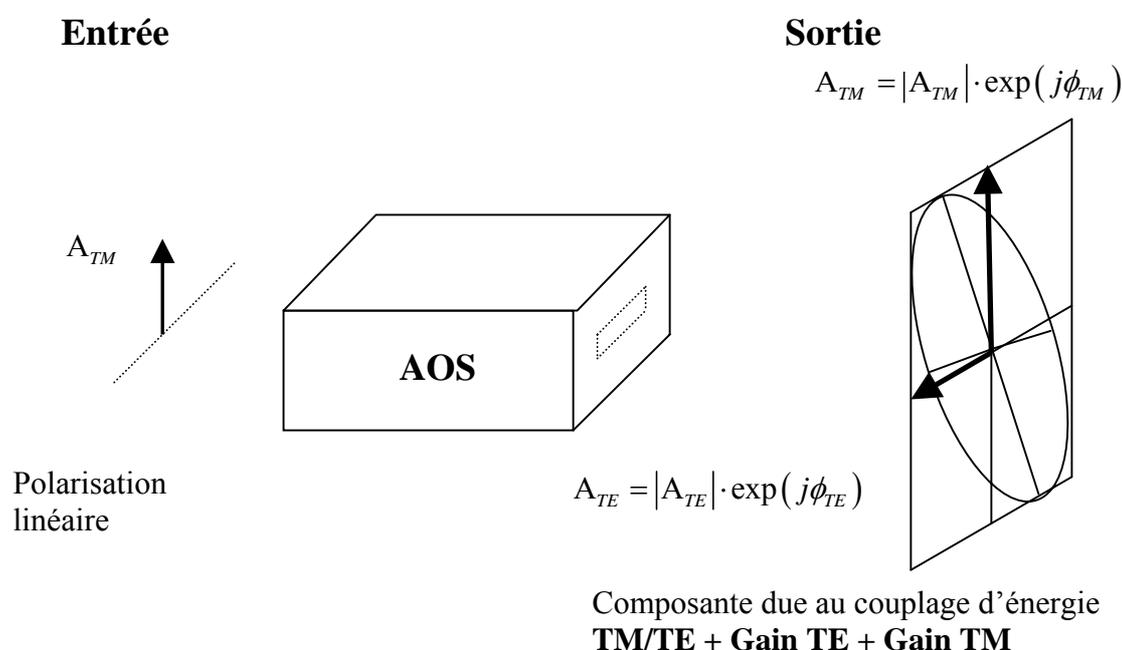


Figure 3.1 : Le principe de la modulation croisée de polarisation

Le signal est injecté selon l'axe propre TM avec une polarisation linéaire ; il devrait normalement émerger de l'AOS avec une polarisation linéaire et subir un déphasage par rapport à sa phase en entrée à cause de la modification de la biréfringence. Or l'état de polarisation observé à la sortie de l'AOS est elliptique. Nous avons donc une modification des axes propres du guide d'onde de l'AOS. L'effet de la modulation croisée de polarisation inclut donc, la modification des axes propres de l'AOS, la modification de la biréfringence intrinsèque de l'AOS, la différence entre le gain TE et le gain TM.

3.2.1. La biréfringence induite

Le guide d'onde de l'amplificateur optique à semi-conducteur est créé par la superposition des couches épitaxiées de semi-conducteur (III-V) et des gravures chimiques. Le semi-conducteur constituant le milieu amplificateur possède l'indice de réfraction le plus élevé. La figure 3.2 montre la section transversale du guide d'onde de l'AOS utilisé.

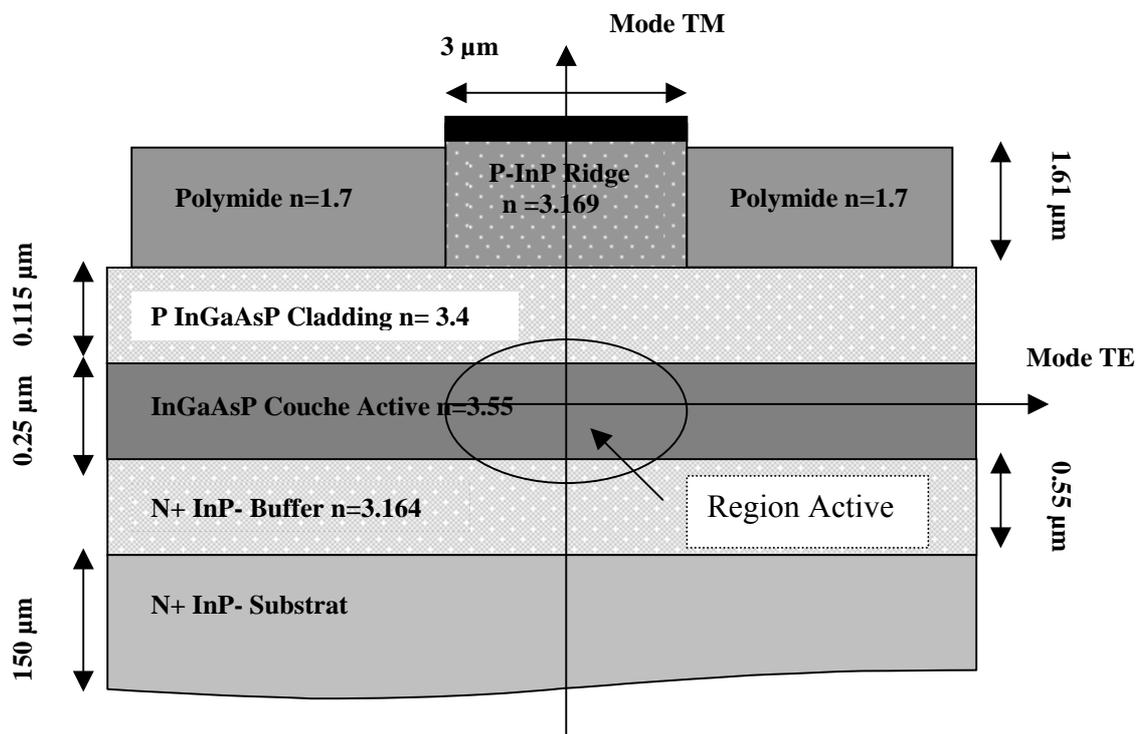


Figure 3.2 : Structure transversale du guide d'onde de l'AOS

La méthode des indices effectifs [Lien, 1995], [Eckner, 1998] est adaptée pour traiter ce genre de guide d'onde complexe appelé « Ridge ». A l'aide du logiciel commercial de programmation avancée pour l'optique intégrée BBV module SLAB (BPM 2D), nous avons

calculé les indices effectifs du guide d'onde de l'AOS. Le tableau 3.3 résume les résultats obtenus. On constate que les indices effectifs des modes TE et des modes TM sont différents. Ceci est dû à l'asymétrie dans la structure du guide de l'AOS, et constitue la biréfringence structurale de l'AOS. Les différentes valeurs des indices effectifs des modes impliquent qu'ils se propagent dans l'AOS avec des vitesses de groupe différentes. Par conséquent, un signal injecté dans l'AOS avec une polarisation quelconque et différente de TE et TM, voit ses deux composantes subir un déphasage à la sortie de l'AOS, par conséquent une modification de l'état de polarisation incidente. Ce déphasage dépend de la différence des indices des modes TE et TM, et de la longueur de l'AOS.

On peut souligner que cette biréfringence à elle seule ne permet pas d'expliquer la rotation de la polarisation d'un signal à la sortie d'un AOS quand celui-ci est injecté avec une polarisation coïncidant avec l'un des axes propres de l'AOS.

En présence d'un signal de contrôle (pompe), les indices de la zone active sont perturbés localement ; par conséquent ceci modifie les indices effectifs des modes TE et TM. Cette modification est appelée la biréfringence induite. Les relations suivantes gouvernent l'évolution des indices effectifs dans l'AOS [Zhao et al, 2002].

$$n_{TE}(z) = n_{0TE} + \Gamma_{TE} N(z) \left(\frac{\partial n}{\partial N} \right) \quad (3.1)$$

$$n_{TM}(z) = n_{0TM} + \Gamma_{TM} N(z) \left(\frac{\partial n}{\partial N} \right) \quad (3.2)$$

Où les $n_{0TE/TM}$ sont les indices de réfraction effectifs structural de l'AOS, $\Gamma_{TE/TM}$ les coefficients de confinement, et $\frac{\partial n}{\partial N}$ représente la modification de l'indice de réfraction de la région active avec la densité de porteurs.

Nous pouvons déduire des équations (3.1) et (3.2) la relation suivante :

$$n_{TE}(z) - n_{TM}(z) = (n_{0TE} - n_{0TM}) + N(z) \left(\frac{\partial n}{\partial N} \right) (\Gamma_{TE} - \Gamma_{TM}) \quad (3.3)$$

où le premier terme à droite correspond à la biréfringence structurale ou intrinsèque et le deuxième terme est associé à la biréfringence induite en présence d'un signal optique. Il faut

noter que cette biréfringence intrinsèque varie en fonction du courant de polarisation de l'AOS.

La variation des indices effectifs des modes TE et TM dans l'AOS dépend directement de la modification de la densité de porteurs en présence d'un signal de contrôle [Bennett et al, 1990], [Durhuus et al, 1992]. De cette manière, la biréfringence de l'AOS subit une variation en fonction de la puissance et de la polarisation du signal pompe (signal de contrôle), provoquant ainsi une variation de l'état de polarisation à la sortie de l'AOS d'un signal sonde injecté simultanément [Patrick et al, 1994]. Manning et al ont montré qu'une biréfringence de $2 \cdot 10^{-4}$ dans un AOS long de 2 mm, est suffisante pour induire un déphasage supérieur à $\frac{\pi}{2}$ [Manning et al, 1997].

Mode	Indice effectif
quasi-TE symétrique	3,344
quasi-TE antisymétrique	3,329
quasi-TE symétrique	3,311
quasi-TM symétrique	3,321
quasi-TM antisymétrique	3,303
quasi-TM symétrique	3,275

Tableau 3.3 : Modes propagés dans le guide d'onde de l'AOS et les indices effectifs associés, pour $\lambda=1.55 \mu\text{m}$

Nous pouvons souligner d'après le tableau 3.3, que le guide d'onde de l'AOS n'est pas monomode (un mode TE_{00} et un mode TM_{00}), mais le milieu amplificateur peut participer au guidage pour rendre le guide monomode.

3.2.2. La dépendance en polarisation du gain de l'AOS

3.2.2.1. Rappel

Le gain de passage dans un AOS est défini comme suit :

$$G_m = \exp[(\Gamma_m g - \alpha_i)L] \quad (3.3)$$

où m est égal à TE ou TM.

Souvent pour définir le gain modal pour le mode TM, on utilise l'expression établie pour le gain modal du mode TE. T.D. Visser et al ont montré théoriquement que dans une structure amplificatrice le gain modal est différent pour les modes TE et TM [Visser et al, 1996]. On aura donc, pour deux composantes orthogonales du signal se propageant dans l'AOS, deux gains de passage différents ($G_{TE} \neq G_{TM}$). Si un signal polarisé linéairement est injecté à 45° , sa polarisation à la sortie de l'AOS sera modifiée à cause de la biréfringence (intrinsèque et induite) et de la différence entre le gain TE et le gain TM. Nous avons démontré que la modification du rapport G_{TE}/G_{TM} causée par la distribution longitudinale inhomogène de l'indice de réfraction de la région active de l'AOS, modifie la polarisation du signal injecté [Soto et al, 2004].

Dans le système de transmission, l'utilisation de l'AOS pour réaliser la fonction d'amplification pose problème. De nombreuses études théoriques et expérimentales ont été faites pour rendre l'AOS insensible à la polarisation [Doussiere et al, 1994], [Wong et al, 2000], [Chelles et al, 1994]. Des configurations avec un ou deux AOS ont permis de réduire la dépendance en polarisation à 0.1-0.2 dB [Olsson et al, 1988 b], [Koga et al, 1989], [Sumida et al, 1990]. Il sera donc important d'évaluer cette dépendance en gain de l'AOS étudié.

On peut noter qu'il est possible de réaliser un AOS où le gain est insensible à la polarisation pour une gamme limitée de longueur d'onde; par contre supprimer complètement la biréfringence est impossible du fait de la géométrie plane du support matériel (substrat et couches épitaxiées).

3.2.2.1. Caractérisation statique du gain de l'AOS

Afin d'illustrer cette caractéristique, nous allons décrire les résultats de mesure concernant l'AOS qui servira à certaines expériences illustrées dans cette thèse.

L'amplificateur optique à semi-conducteur (AOS) utilisé dans cette expérience a été réalisé par ETH Zürich. L'amplificateur est constitué d'un guide d'onde « Ridge » massif InGaAsP/InP. La zone active est longue de 1.5 mm, large de 3 μm et a une épaisseur de 0.25 μm . Pour éviter les réflexions des facettes, celles-ci sont inclinées de 10° par rapport au plan

de clivage ($0 \bar{1} \bar{1}$). Le dépôt des couches antireflets SiO-Al₂O₃ est réalisé afin de réduire la réflectivité résiduelle des facettes.

La mesure de la dépendance en polarisation du gain de l'AOS consiste à injecter un signal continu polarisé linéairement dans le mode souhaité (TE ou TM) de l'AOS et, en faisant varier sa puissance ou sa longueur d'onde, à déterminer son amplification. Pour de faibles puissances injectées, l'émission spontanée amplifiée perturbe le signal amplifié. Afin de réduire l'ASE, un filtre optique de largeur spectrale de 1 nm est utilisé. La figure 3.4 illustre le montage expérimental permettant de mesurer les gains. Nous avons tenu compte des pertes d'injection, et des pertes induites par les différents composants intermédiaires.

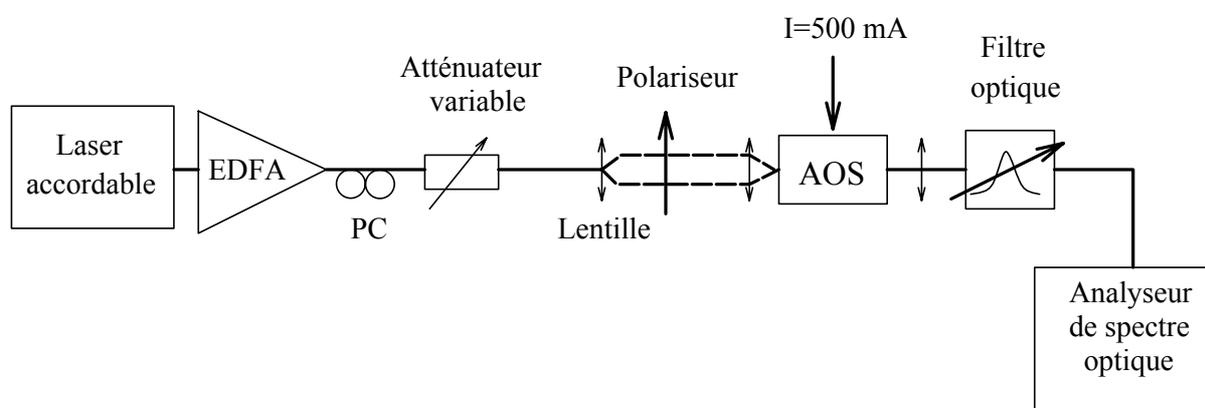


Figure 3.4 : Montage expérimental pour la mesure de la dépendance en polarisation du gain de l'AOS

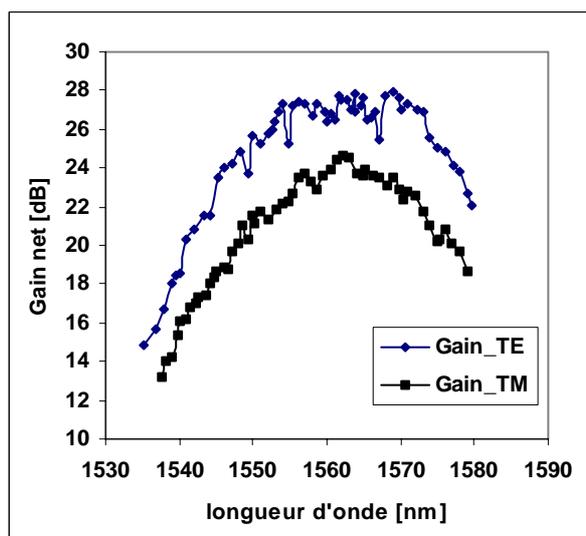


Figure 3.5 : Gain TE et Gain TM pour une puissance injectée de -25 dBm, et un courant de 500 mA

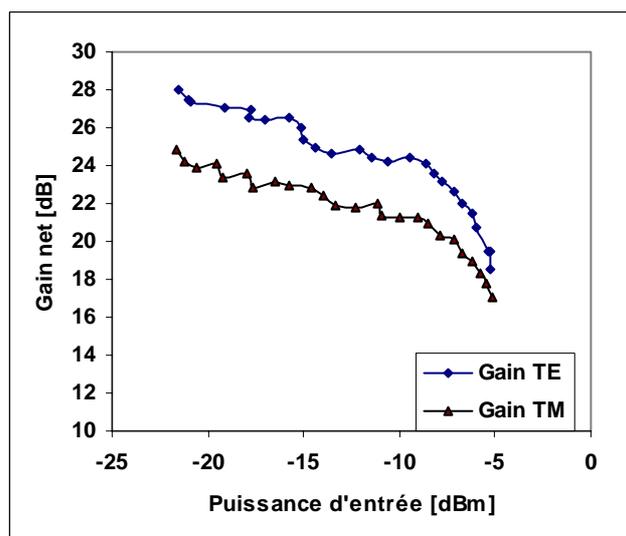


Figure 3.6 : Le gain optique expérimentale à 1560 nm en fonction de la puissance d'entrée, pour un courant de 500 mA

La différence entre le gain TE et le gain TM est supérieure à 3 dB dans la fenêtre de longueur d'onde (1550-1565 nm) qui nous intéresse. On constate une oscillation du gain des AOS (figure 3.7) (celui dont nous avons testé et utilisé par la suite est le G32_1) (figure 3.7). Cette oscillation qui dépend de la longueur d'onde du signal amplifié est due aux traitements antireflets sur les deux faces de l'AOS

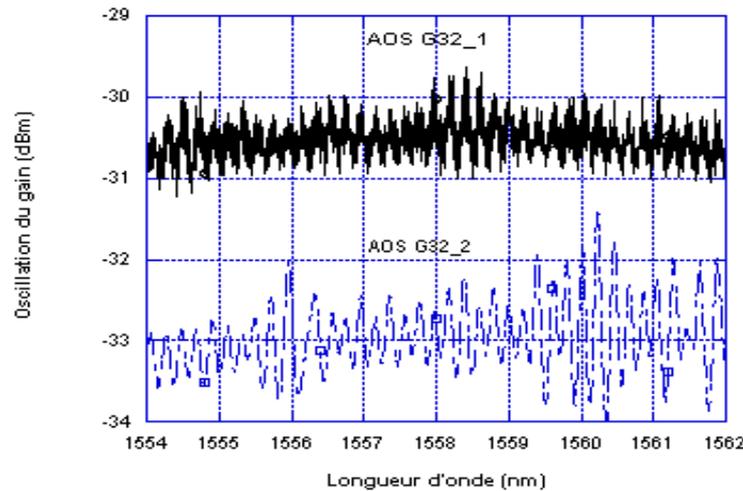


Figure 3.7 : Oscillation du gain de l'AOS

3.2.3. La modification des axes propres du guide d'onde de l'AOS

La biréfringence (intrinsèque et induite) et la différence entre les gains TE et TM, ne permettent pas d'expliquer, le changement de la polarisation à la sortie de l'AOS d'un signal dont la polarisation linéaire à l'entrée de l'AOS coïncide avec un des axes propres du guide de l'AOS [Soto et al, 1999]. Par contre, la combinaison de la biréfringence induite et de la modification des axes propres de l'AOS accentuent la polarisation non linéaire de l'AOS. La variation de cette rotation de polarisation non linéaire du signal à la sortie de l'AOS dépend de la puissance et de la polarisation du signal de contrôle injecté simultanément. En effet le signal de contrôle va moduler cet effet. A l'aide d'un signal faible, on vient sonder le milieu amplificateur. Ce chapitre est consacré à l'étude expérimentale de cet effet.

3.3. La matrice de Jones et les coefficients de conversion

On considère un signal dont la représentation vectorielle est de la forme $\begin{bmatrix} A_{TE}^e \\ A_{TM}^e \end{bmatrix}$ à l'entrée de l'AOS. A la sortie de ce dernier, les composantes de ce champ sont définies de la manière suivante $\begin{bmatrix} A_{TE}^s \\ A_{TM}^s \end{bmatrix}$. Ces deux vecteurs sont liés par la matrice de Jones [Jones, 1941].

$$\begin{bmatrix} A_{TE}^s \\ A_{TM}^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{TE}^e \\ A_{TM}^e \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

où les J_{mn} sont les éléments de la matrice de Jones, et détiennent toutes les informations nécessaires pour déterminer complètement le signal à la sortie de l'AOS. La perturbation du milieu amplificateur par un signal de contrôle, va modifier les éléments de la matrice de Jones. On peut les écrire de la manière suivante :

$$J_{mn} = \rho_{mn} \cdot \exp(i\phi_{mn}) \quad (3.5)$$

où ρ_{mn} et ϕ_{mn} sont respectivement le module et le déphasage.

On peut alors déduire des équations (3.4-3.5), des relations entre les composantes du signal à la sortie de l'AOS pour une certaine condition initiale.

Dans le cas où la composante du champ à l'entrée suivant l'axe TE est nulle, on aura :

$$\frac{A_{TE}^s}{A_{TM}^s} = \frac{\rho_{12}}{\rho_{22}} \cdot \exp\left[i(\phi_{12} - \phi_{22})\right] \Bigg|_{A_{TE}^e = 0} \quad (3.6)$$

De la même manière si la composante du champ suivant l'axe TM est nulle, on déduit :

$$\frac{A_{TM}^s}{A_{TE}^s} = \frac{\rho_{21}}{\rho_{11}} \cdot \exp\left[i(\phi_{21} - \phi_{11})\right] \Bigg|_{A_{TM}^e = 0} \quad (3.7)$$

On peut noter que le déphasage du signal à l'entrée de l'AOS n'est pas pris en compte. On s'intéresse seulement au déphasage induit par l'AOS et sa variation en fonction des entrées. Les coefficients de conversion qui traduisent le couplage de l'intensité optique d'un mode TE vers un mode TM et vice et versa, sont déterminés à partir des relations (3.6-3.7).

$$C_{TM \rightarrow TE} = \left| \frac{A_{TE}^s}{A_{TM}^s} \right|_{A_{TE}^e = 0}^2 = \left| \frac{J_{12}}{J_{22}} \right|^2 \quad (3.8)$$

$$C_{TE \rightarrow TM} = \left| \frac{A_{TM}^s}{A_{TE}^s} \right|_{A_{TM}^e = 0}^2 = \left| \frac{J_{21}}{J_{11}} \right|^2 \quad (3.9)$$

Pour simplifier cette notation, ces coefficients seront notés comme suit :

$$C_{TE \rightarrow TM} = \left| \frac{Y_1}{X_1} \right|^2 \quad (3.10)$$

$$C_{TM \rightarrow TE} = \left| \frac{X_2}{Y_2} \right|^2 \quad (3.11)$$

où X_n et Y_n sont les composantes du vecteur de Jones du faisceau sonde à la sortie de l'AOS pour la sonde, sachant que la polarisation à l'entrée est linéaire et égale à 0° ($n=1$), et à 90° ($n=2$).

Il faut noter que les relations (3.10- 3.11) sont simples. En réalité, il est difficile de faire un calcul exact de ces coefficients dans un AOS. Cette difficulté est due à l'effet de la dépendance en polarisation du gain de l'AOS. Un modèle simpliste est proposé dans le chapitre 4, pour étudier l'impact du gain sur ce phénomène. Pour déterminer complètement l'état de polarisation à la sortie de l'AOS, il faut en plus de ces coefficients calculés ci-dessus, déterminer le déphasage entre les composantes du signal à la sortie de l'AOS.

3.4. Relation de phase entre les composantes du vecteur de Jones

La présence de la biréfringence dans l'AOS va engendrer un retard entre les composantes TE et TM du champ électrique [figure 3.1]. Ce retard est dû à la différence entre la vitesse de phase du mode TE et celle du mode TM. Ce retard se traduit par un déphasage entre les deux composantes du signal à la sortie de l'AOS. En se plaçant à 45° à la sortie de l'AOS, on détermine le déphasage entre les deux composantes du champ électromagnétique. Ce déphasage est donné par la relation suivante :

$$\cos(\Phi) = \frac{2 * I_{45} - I_{TE} - I_{TM}}{2 * \sqrt{I_{TE} * I_{TM}}} \quad (3.12)$$

Avec $\Phi = \Phi_{TM} - \Phi_{TE}$

Où I_{45} , I_{TM} , et I_{TE} sont les puissances mesurées suivant chacun de ces axes en sortie.

La relation (3.12) ne prend pas en compte le déphasage du signal à l'entrée de l'AOS.

D'après ces relations, on peut déduire que l'état de polarisation à la sortie de l'AOS, pour une polarisation linéaire à l'entrée de ce dernier, est parfaitement déterminé à partir de trois états de polarisation à la sortie de l'AOS. Par contre, on ne peut pas déterminer complètement Φ car on n'a accès seulement à son cosinus. Cela est sans conséquence car le sens de variation de Φ lorsque la puissance de pompe varie est bien défini sauf au voisinage de 0 et π . Nous verrons par la suite que cette variation de Φ nous permettra de réaliser de nouvelles fonctions tout-optiques.

3.5. Montage expérimental

Le dispositif expérimental dédié à la caractérisation statique de la XPolM est représenté par la figure 3.9. Le principe de l'expérience est le suivant : deux sources lasers accordables en longueur d'onde (pompe et sonde) sont injectées simultanément dans l'AOS. La première sur le pic de gain de l'AOS (1560 nm) est amplifiée par un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA), puis filtrée à l'aide d'un filtre optique afin de s'affranchir du bruit dû à l'émission spontanée de l'EDFA, et est suivie d'un atténuateur optique variable commandé par un ordinateur. Enfin, on utilise un contrôleur de polarisation afin d'obtenir une polarisation

rectiligne que l'on peut aligner avec un polariseur qui va déterminer la polarisation du signal pompe à l'entrée de l'AOS. La puissance de pompe maximale après la pellicule séparatrice de polarisation est de 2.4 dBm. La seconde source de longueur d'onde variable, fournit le signal sonde. Elle est modulée en intensité par un générateur basse fréquence à 50 KHz. La polarisation de ce signal est contrôlée à l'entrée de l'AOS comme dans le cas du signal pompe et sa puissance est faible et égale à -10 dBm afin de ne pas perturber l'AOS. Les deux ondes traversent une pellicule séparatrice (d'épaisseur inférieure à 2 μm) avant de traverser l'AOS. Le choix de la pellicule séparatrice a pour objectif de conserver la polarisation du signal sonde fixée par le polariseur placé juste avant celle-ci (figure 3.9). Ceci s'avère adéquat pour une utilisation en transmission mais demande une correction en réflexion. Un polariseur fibré à la sortie de l'AOS nous permet de mesurer la puissance sur les axes désirés. On sélectionne le signal sonde à la sortie de l'AOS à l'aide d'un filtre optique et d'une photodiode puis il est détecté à l'aide d'une détection synchrone. Cette dernière est commandée par un ordinateur. L'avantage de cette méthode est de déterminer de faibles puissances du signal sonde modulé afin de s'affranchir de l'émission spontanée amplifiée pouvant perturber la mesure. L'AOS consiste en une double hétérostructure en InGaAsP/InP massive, de longueur 1,5 mm. Il est alimenté à 300 mA et régulé en température (20° C). Nous avons limité cette étude à un courant de polarisation à 300 mA à cause de l'émission spontanée amplifiée de l'AOS. En effet pour des courants élevés et pour de faibles puissances de pompe, l'ESA se trouve être modulée par modulation de gain croisée; par conséquent il est difficile de détecter seulement le signal sonde.

3.6. Caractérisation de la pellicule séparatrice

Nous voulons avoir le contrôle des états de polarisation à l'entrée de l'AOS. Les polariseurs placés juste avant la pellicule séparatrice permettent de fixer les états de polarisations des signaux optiques qui vont être injectés dans l'AOS. Le signal sonde est injecté dans l'AOS après réflexion sur la pellicule séparatrice. Nous avons observé une modification de l'état de polarisation du signal sonde à la réflexion sur la pellicule. Il faut noter que la polarisation du signal sonde est un paramètre crucial pour déterminer les coefficients de conversion. La figure 3.8 montre la rotation à la sortie de la pellicule séparatrice utilisée en réflexion.

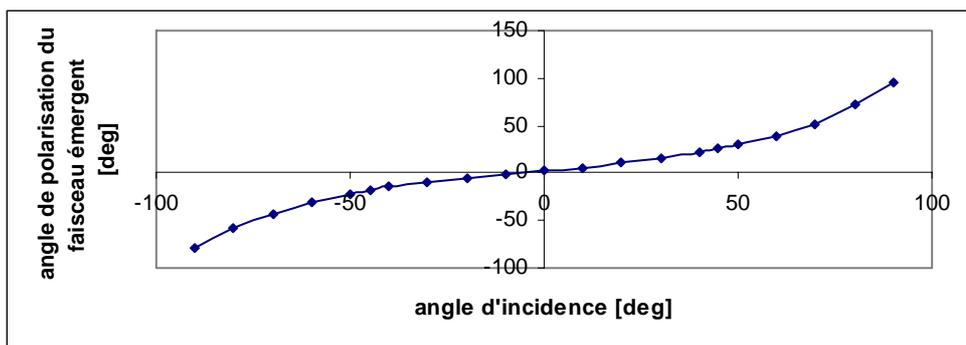


Figure 3.8: Caractérisation de la pellicule séparatrice en réflexion

On constate que pour obtenir après réflexion des états de polarisations à 45° et 90° , il faudrait que les polarisations en entrée de ce dernier soient respectivement de 65° et 85° .

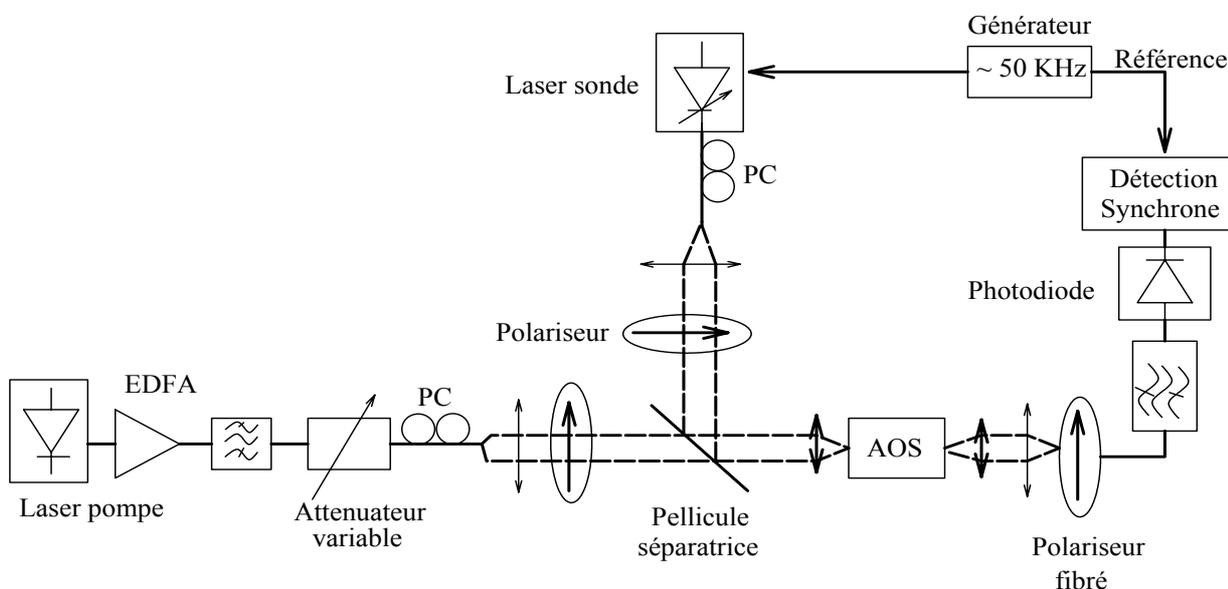


Figure 3.9: Montage expérimental dédié à la caractérisation statique de la XPoIM

Dans l'étude de la biréfringence, la sonde est injectée à 45° par rapport aux axes propres du guide de l'AOS.

Dans tous les cas, pour observer correctement ces effets qui dépendent fortement de la saturation de l'AOS et également des différentes polarisations à l'entrée de ce dernier, il faut une forte injection de la pompe dans l'AOS. Pour caractériser complètement la polarisation de la sonde à la sortie de l'AOS, il faut pour une polarisation linéaire donnée à l'entrée de ce dernier, mesurer trois états de polarisations à la sortie : nous choisirons les angles suivants (0° , 45° , 90°).

3.7. Coefficients de conversion

La figure 3.10 montre les coefficients de conversion pour différentes polarisations du signal pompe [Topomondzo et al, 2002].

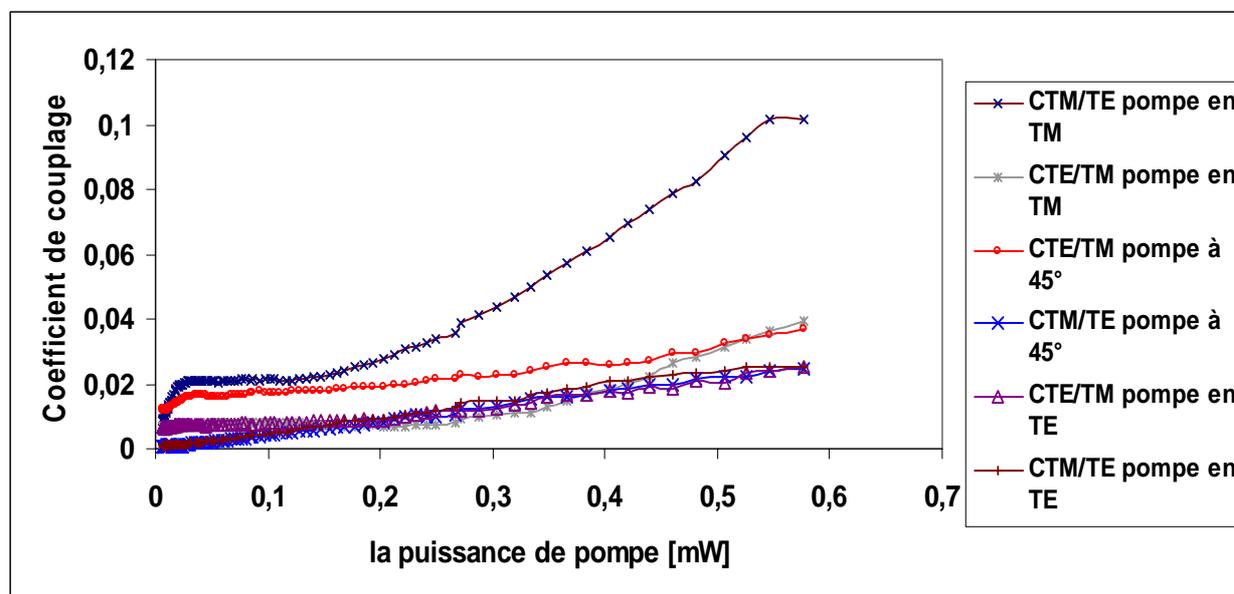


Figure 3.10 : Evolution des coefficients de conversion en fonction de la puissance de pompe

Ces mesures montrent un coefficient de conversion TE/TM très faible, toujours inférieur à 4%. Par contre il peut atteindre 10% dans le cas d'une conversion TM/TE. La différence observée entre ces coefficients mesurés est sans doute due à la différence entre le gain TE et le gain TM. En effet, dans le cas où le signal est injecté en quasi TM avec une polarisation linéaire, la composante couplée au mode TE observe un gain TE plus élevé. Même si ces valeurs restent faibles, elles montrent bien une rotation de polarisation en fonction de la puissance de pompe injectée dans l'AOS. La biréfringence seule ne permet pas de justifier cette rotation de polarisation observée à la sortie de l'AOS. Dans le chapitre 4 nous allons étudier plus en détail cet effet, et essayer d'évaluer notamment les paramètres tels que le gain TE, le gain TM et la fonction de transfert d'énergie entre les modes.

3.8. Evolution du déphasage

La figure 3.11 montre l'évolution de la différence de phase du signal sonde à la sortie de l'AOS pour différentes polarisations du signal pompe et toujours en fonction de la puissance de pompe.

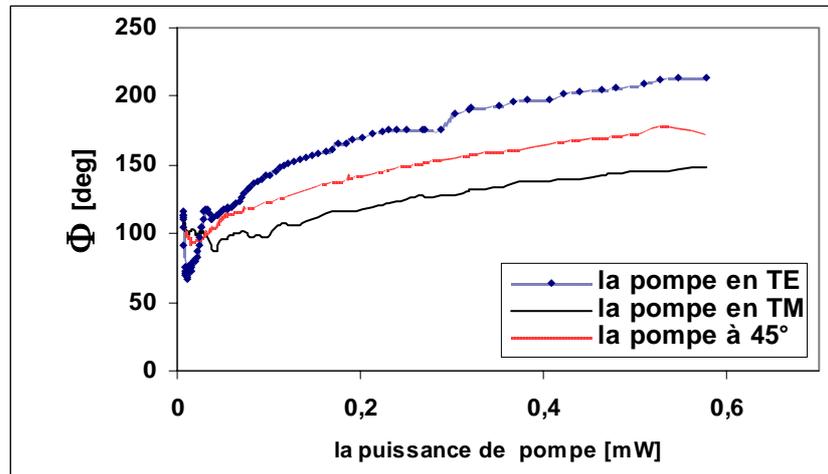


Figure 3.11: Evolution de la différence de phase en fonction de la puissance de pompe

Dans le cas où la pompe est injectée dans l'AOS dans la polarisation quasi TE, une variation de 150° est obtenue. Ce résultat peut être amélioré pour une puissance de pompe injectée supérieure, jusqu'à engendrer une différence de phase de 180° . En effet, l'augmentation de la puissance de pompe va réduire fortement la densité de porteurs dans la région active donc modifie les indices effectifs de ce milieu, par conséquent la variation du déphasage augmente. Pour une pompe injectée à 45° , la perturbation des indices effectifs TE et TM est différente à cause de la différence de gain de ces deux modes. La variation observée pour des faibles puissances de pompe est due à la biréfringence intrinsèque de l'AOS, mais aussi à l'influence de la sonde. En effet dans cette zone de faible puissance de pompe, l'amplification du signal sonde est plus importante; par conséquent perturbe l'AOS. Cette variation subsiste même pour une sonde très faible ($5 \mu\text{W}$) étant donnée la longueur de l'AOS (1.5 mm). Du fait de l'importance de la puissance de sonde pour de faible puissance de pompe injectée, l'émission spontanée amplifiée va être perturbée [Chow et al, 1990], [Thylén et al, 1988]. En effet la sonde grandissante va moduler l'émission spontanée amplifiée, qui va perturber à son tour le signal sonde détecté.

3.9. Impact de la longueur d'onde du signal sonde par rapport au pic de gain sur le déphasage

Nous avons également mesuré pour différentes longueurs d'onde du signal sonde, la variation de Φ en fonction de la puissance de pompe; la longueur d'onde du signal pompe étant fixée au pic de gain de l'AOS. En effet la position de la longueur d'onde du signal pompe par rapport au pic de gain joue un rôle très important [Soto et al, 2002]. L'effet est maximum quand la longueur d'onde du signal pompe est proche du pic de gain. Les figures 3.12 et 3.13 montrent l'évolution de la différence de phase entre la composante TE et la composante TM du signal sonde; la longueur d'onde du signal de contrôle est fixée au pic de gain.

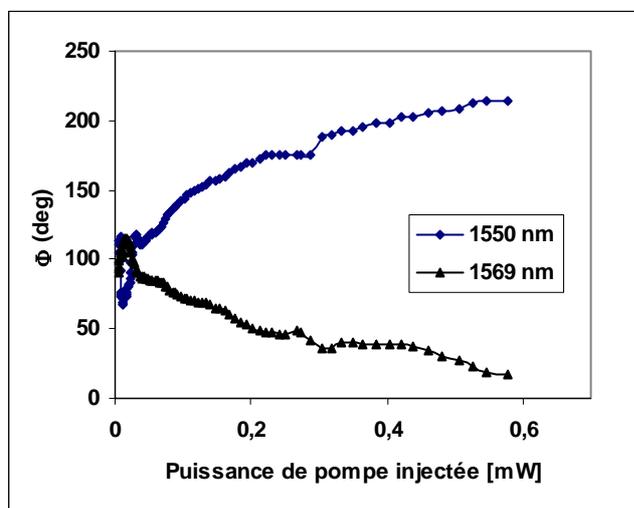


Figure 3.12 : Déphasage TM/TE pour deux longueurs d'onde de sonde, la pompe est à 1560 nm en **TE**

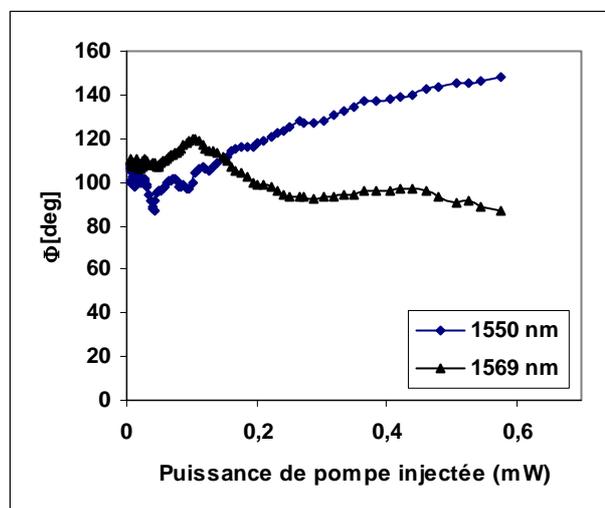


Figure 3.13 : Déphasage TM/TE pour deux longueurs d'onde de sonde, la pompe est à 1560 nm en **TM**

On constate que l'amplitude de ces variations est forte quand le signal pompe est injecté dans la polarisation TE. Cela est dû sans doute au meilleur couplage des modes TE dans le guide de l'AOS.

On remarque également que la position du signal sonde par rapport au pic de gain intervient dans le sens de variation de la différence de phase TE et TM. En effet, la biréfringence est dominante dans l'effet étudié ; par conséquent la différence de phase est liée directement à la différence entre la variation de l'indice effectif TM et la variation de l'indice TE. Ces variations d'indice sont liées directement au gain via la relation de Kramers-Krönig. La compression du gain engendrée par la pompe se traduit par une diminution du gain sur une

large plage de longueurs d'onde. Par conséquent les variations des indices effectifs seront affectées. Suivant la polarisation et la puissance de pompe injectée suivant les axes propres de l'AOS, la variation de l'indice TE et la variation de l'indice TM seront différentes, et par conséquent la variation de la différence de phase entre la composante TE et la composante TM. Ce qui peut expliquer le sens de variation obtenu pour le déphasage.

3.10. Impact du courant de polarisation de l'AOS sur le coefficient de conversion

Nous avons également étudié l'impact du courant de polarisation sur la modulation croisée de polarisation. Nous avons limité l'étude pour des courants inférieurs à 350 mA, à cause de l'émission spontanée amplifiée qui, perturbe les mesures pour des faibles puissances de pompe.

La figure 3.14 montre l'évolution des coefficients de conversion TM/TE pour différent courant de polarisation et en fonction de la puissance de pompe.

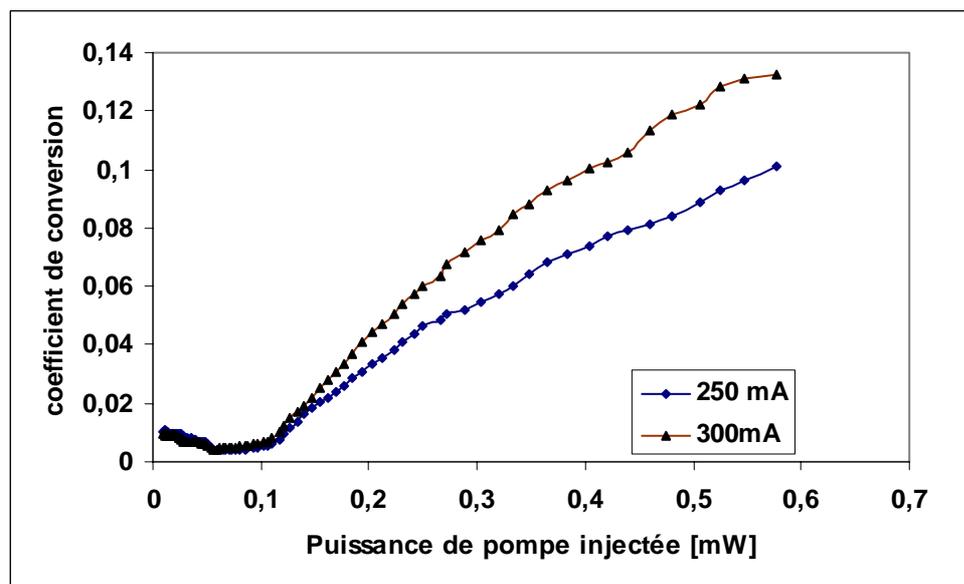


Figure 3.14 : Coefficient de conversion TM/TE pour différent courant de polarisation en fonction de la puissance de pompe

Ces coefficients augmentent avec le courant de polarisation. L'effet dépend de la saturation de l'AOS. Par conséquent on peut s'attendre à une accentuation de l'effet pour des courants de polarisation élevés. Une étude ultérieure nous permettra de travailler avec un courant de polarisation de 500 mA.

3.11. Evolution de l'indice effectif

Nous pouvons accéder aux variations de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'indice effectif grâce aux relations suivantes :

$$\text{Re}[\Delta N] = \left(\frac{\lambda_0}{2\pi L} \right) (\Phi_{TE} - \Phi_{TM}) \quad (3.13)$$

$$\text{Im}[\Delta N] = - \left(\frac{\lambda_0}{4\pi L} \right) \ln \left(\frac{I_{TM}}{I_{TE}} \right) \quad (3.14)$$

où λ_0 et L sont respectivement la longueur d'onde et la longueur de l'AOS.

De par sa structure, l'AOS présente des indices effectifs différents selon ses axes propres. Nous avons également caractérisé cet effet, qui existe dans tous les AOS car il présente un atout majeur pour le traitement des signaux optiques.

Les figures 3.15 et 3.16 montrent l'évolution de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'indice pour différentes polarisations de la pompe en fonction de la puissance de pompe.

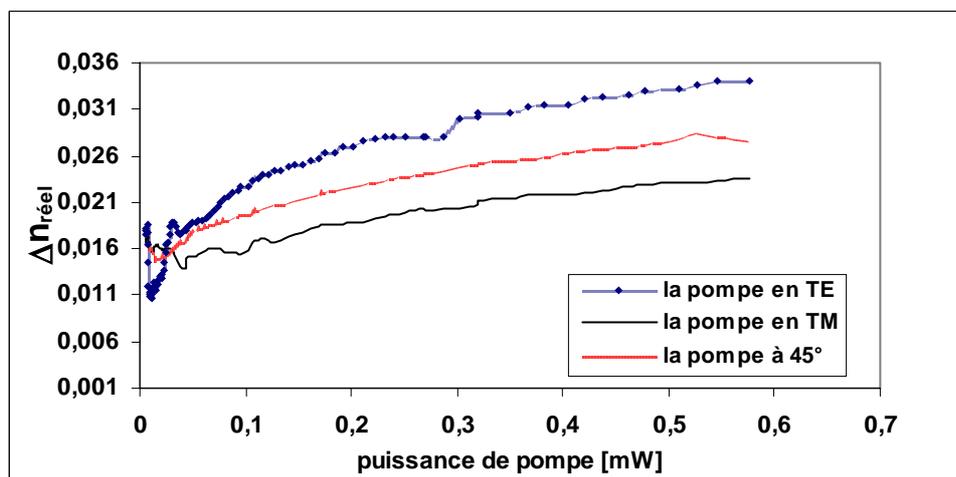


Figure 3.15 : Variation de la partie réelle de l'indice effectif en fonction de la puissance et de la polarisation de la pompe

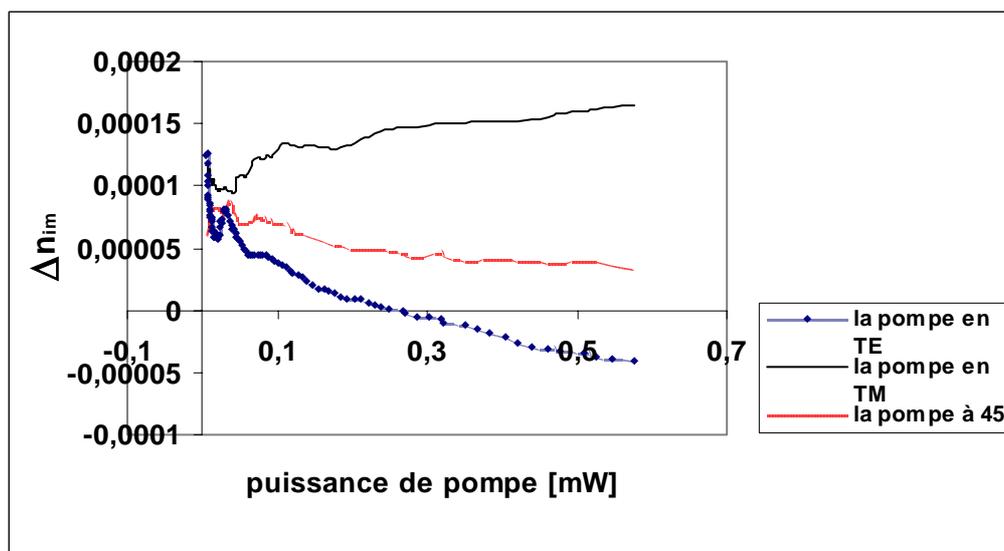


Figure 3.16 : Variation de la partie imaginaire de l'indice effectif en fonction de la puissance et de la polarisation de la pompe

Pour une polarisation en quasi TE de la pompe, on obtient une variation de $3 \cdot 10^{-2}$ pour la partie réelle de l'indice effectif et de $2 \cdot 10^{-4}$ pour la partie imaginaire. Cette variation dépend de la polarisation et de puissance de pompe injectée dans l'AOS. C'est cette variation de la biréfringence qui engendre la variation de la différence de phase entre la composante TE et la composante TM. En l'absence du signal de pompe, la valeur non nulle de la partie réelle des indices est due à la biréfringence intrinsèque de l'AOS.

Nous pouvons noter qu'une combinaison de la variation de la biréfringence et de l'effet de couplage peut être exploité dans certains AOS. Nous verrons dans le chapitre 5 quelques applications de ce nouveau concept.

3.12. Conclusion

La caractérisation exhaustive de la modulation croisée nous a permis de mieux comprendre les phénomènes physiques impliqués dans cet effet. Elle a montré une dépendance de la biréfringence en fonction de la polarisation et de la puissance des signaux injectés. L'utilisation de la biréfringence induite et du couplage entre les modes va accentuer la polarisation non linéaire de l'AOS. Ce couplage est plus fort pour une conversion TM/TE (10%). Le contrôle de cet effet permet de faire de nouvelles fonctions pour le traitement tout optique des signaux optiques. Nous avons déterminé, d'une part la variation du déphasage entre les composantes du signal sonde et d'autre part les variations de la partie réelle et

imaginaire des indices effectifs des modes TE et TM. L'influence de la longueur d'onde du signal sonde par rapport au pic de gain est étudié et également l'impact du courant de polarisation de l'AOS sur les coefficients de conversion.

Les coefficients de conversion calculés ne tiennent pas compte la dépendance en polarisation du gain de l'AOS. L'étape suivante consiste à étudier l'impact du gain sur les coefficients de conversion afin de déterminer la quantité réelle de puissance qui est couplée dans les transferts observés.

Chapitre 4

L'impact du gain sur l'effet de la modulation croisée de la polarisation

Le phénomène de couplage mis en évidence par Soto et al [Soto, 1999] dans la modulation croisée de polarisation, peut être traité comme une conversion des modes TE et TM. Ce phénomène est observé, quand la polarisation linéaire d'un signal injecté selon l'un des axes propres de l'AOS devient elliptique à sa sortie sous l'influence de la puissance et de la polarisation d'un signal de contrôle. Ce phénomène est plus prononcé pour une conversion TM vers TE. Dans l'effet de modulation croisée de polarisation observée, trois phénomènes interviennent : la biréfringence induite dans l'AOS, la dépendance en gain de l'AOS et le couplage entre les modes. Nous proposons dans cette partie d'évaluer la pertinence du gain sur les coefficients de conversion étudiés dans le phénomène de couplage dans la XPolM.

La motivation de cette étude est double. Elle permet dans un premier temps d'évaluer l'impact du gain sur la modulation croisée de polarisation (XPolM), de déterminer les fonctions de transfert en énergie, puis d'estimer le coefficient de couplage.

Nous proposons de déterminer expérimentalement la fonction de transfert, le majorant du coefficient de couplage, le gain TE et TM, et la différence de phase entre la composante TE et la composante TM. On peut déterminer ces paramètres en utilisant la théorie des modes couplés [Yariv, 1984], [Gustavsson, 1993] associée à des mesures expérimentales des paramètres de Stokes à la sortie d'un amplificateur optique à semi-conducteur (AOS).

4.1. Théorie

4.1.1. Introduction

Considérons un guide d'onde diélectrique non perturbé. On définit la fonction diélectrique réelle et indépendante de z du milieu non perturbé sans perte ni gain, de la manière suivante :

$$\varepsilon_{np}(x, y) = \varepsilon_0 n^2(x, y) \quad (4.1)$$

où $n(x, y)$ est l'indice de réfraction du milieu. Les modes propres sont définis de la manière suivante : $E_m(x, y)e^{i(\omega t - \beta_m z)}$. Ils satisfont l'équation de Helmotz

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \omega^2 \mu \varepsilon_{np}(x, y) - \beta_m^2 \right] E_m(x, y) = 0 \quad (4.2)$$

où β_m est la constante de propagation réelle.

Pour tenir compte des imperfections dues à la rugosité des surfaces, la courbure et les imperfections du guide d'onde optique, les absorptions ou le gain, ou une modification des axes propres de l'AOS causée par la perturbation du champ électromagnétique, on peut considérer une perturbation de la fonction diélectrique. En d'autres termes, cela signifie que si on excite un mode propre à l'entrée du guide d'onde optique, il peut y avoir transfert d'énergie sur un autre mode. Dans le cas d'un amplificateur optique à semi-conducteur où le guide d'onde optique est créé par superposition des couches épitaxiées de semi-conducteurs (III-V) et des gravures chimiques [Tamir, 1975], des imperfections le long du guide d'onde de l'AOS peuvent être engendrées.

De par la structure du guide d'onde de l'AOS, deux axes perpendiculaires à la direction du guide vont être privilégiés : la direction parallèle aux couches et celle perpendiculaire aux couches. Ceci donnera naissance à deux séries de modes de propagation de polarisation quasi TE et quasi TM. Le plus souvent, le guide est optimisé pour une injection dans la direction quasi TE correspondant à une polarisation du champ électrique parallèle au plan des couches. Si on prend en compte l'approximation de l'enveloppe lentement variable du champ optique, nous pouvons considérer le gain comme une perturbation. On définit la nouvelle fonction diélectrique de la manière suivante :

$$\varepsilon_p(x, y, z) = \varepsilon_{np}(x, y) + \Delta\varepsilon(x, y, z) + i\gamma(x, y, z) \quad (4.3)$$

où $\Delta\varepsilon(x, y, z)$ est la perturbation de la partie réelle de la fonction diélectrique

et $\gamma(x, y, z)$ celle de la partie imaginaire prenant en compte le gain.

Dans le cas des guides d'onde optique perturbés, le profil du champ électromagnétique se propageant est défini comme une combinaison des modes du guide d'onde optique non perturbé :

$$\mathbf{E} = \sum_m A_m(z) \mathbf{E}_m(x, y) e^{i(\omega t - \beta_m z)} \quad (4.4)$$

où $A_m(z)$ est complexe à cause du gain et est fonction de z .

On considère pour la suite un guide d'onde monomode avec d'une part, un mode quasi TE d'amplitude complexe A_{TE} , de constante de propagation réelle β_{TE} , et d'autre part un mode quasi TM d'amplitude complexe A_{TM} , de constante de propagation réelle β_{TM} .

4.1.2. La théorie des modes couplés

La théorie des modes couplés dans un milieu amplificateur en prenant compte de la dépendance du gain en polarisation nous donne les équations couplées suivantes [Gustvsson, 1993]:

$$\frac{dA_{TE}(z)}{dz} = -i\kappa_a A_{TM}(z) e^{i\Delta\beta z} + \frac{1}{2} g_{TE} A_{TE}(z) + \frac{1}{2} g_{TE-TM} A_{TM}(z) e^{i\Delta\beta z} \quad (4.5)$$

$$\frac{dA_{TM}(z)}{dz} = -i\kappa_b A_{TE}(z) e^{-i\Delta\beta z} + \frac{1}{2} g_{TM} A_{TM}(z) + \frac{1}{2} g_{TM-TE} A_{TE}(z) e^{-i\Delta\beta z} \quad (4.6)$$

où $\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM}$, $\kappa_a = \kappa_{TE-TM}$, $\kappa_b = \kappa_{TM-TE}$, $g_{TM} = g_{TM-TM}$ et $g_{TE} = g_{TE-TE}$

avec

$$g_{kl} = \frac{\omega}{2} \langle k | \gamma | l \rangle e^{i(\beta_k - \beta_l)z} \quad \text{et} \quad \langle k | \gamma | l \rangle = \iint \vec{E}_l^*(x, y) [\gamma(x, y, z)] \vec{E}_k dx dy$$

$$\kappa_{kl} = \frac{\omega}{2} \langle k | \Delta\epsilon | l \rangle \quad \text{et} \quad \langle k | \Delta\epsilon | l \rangle = \iint \vec{E}_l^*(x, y) [\Delta\epsilon(x, y, z)] \vec{E}_k(x, y) dx dy$$

où k, l sont égaux à TE ou TM. Pour qu'il y ait un effet de couplage entre les polarisations, les tenseurs γ et $\Delta\varepsilon$ doivent avoir des éléments non-diagonaux non nuls. Afin de permettre l'asymétrie dans le transfert d'énergie d'un mode à l'autre, ils doivent être différents. En effet dans le chapitre 3, nous avons observé que le transfert d'énergie entre le mode TE et le mode TM n'est pas symétrique. Pour la simplicité de la résolution de ces équations, on considérera par la suite que la dépendance en z de ces tenseurs est négligeable.

En faisant les changements de variables suivants :

$$A_{TE}(z) = A'_{TE}(z) e^{\frac{g_{TE}}{2}z} \quad \text{et} \quad A_{TM}(z) = A'_{TM}(z) e^{\frac{g_{TM}}{2}z}$$

on obtient alors les relations suivantes :

$$\frac{dA'_{TE}(z)}{dz} = -i \left(\kappa_a + \frac{i}{2} g_{TE-TM} \right) A'_{TM}(z) e^{i(\Delta\beta + i\Delta g)z} \quad (4.7)$$

$$\frac{dA'_{TM}(z)}{dz} = -i \left(\kappa_b + \frac{i}{2} g_{TE-TM}^* \right) A'_{TE}(z) e^{-i(\Delta\beta + i\Delta g)z} \quad (4.8)$$

$$\text{avec } \Delta g = \left(\frac{g_{TE} - g_{TM}}{2} \right)$$

Pour la suite, on posera $\kappa_1 = \kappa_a + \frac{i}{2} g_{TE-TM}$, $\kappa_2 = \kappa_b + \frac{i}{2} g_{TM-TE}$ et on supposera ces paramètres constants avec z .

Pour résoudre ce système d'équations, nous avons besoin de deux conditions initiales.

Nous utiliserons des mesures faites dans deux situations correspondants d'une part à une injection à l'entrée de l'AOS dans la polarisation quasi TE, et d'autre part à une injection à l'entrée de l'AOS dans la polarisation quasi TM. On impose dans les deux cas que la puissance injectée dans l'AOS soit identique. On suppose dans ce cas que la perte d'injection

dans les deux axes propres du guide d'onde optique de l'AOS est identique. En réalité cette condition n'est pas réalisée car le guide est optimisé pour mieux s'adapter à une injection en quasi TE. Par conséquent la perte d'injection pour le mode TM est supérieure à celle du mode TE.

La résolution du système donne les solutions suivantes :

$$A_{TE}(z) = e^{i(\Delta n_{eff} k_0 z)} e^{\left(\frac{g_{TE} + g_{TM}}{4}\right)z} \left\{ \left[\cos(sz) - i \left(\frac{\Delta\beta + i\Delta g}{2s} \right) \sin(sz) \right] A_{TE}(0) - i \left(\frac{\kappa_1}{s} \right) \sin(sz) A_{TM}(0) \right\} \quad (4.9)$$

$$A_{TM}(z) = e^{-i(\Delta n_{eff} k_0 z)} e^{\left(\frac{g_{TE} + g_{TM}}{4}\right)z} \left\{ -i \left(\frac{\kappa_2}{s} \right) \sin(sz) A_{TE}(0) + \left[\cos(sz) + i \left(\frac{\Delta\beta + i\Delta g}{2s} \right) \sin(sz) \right] A_{TM}(0) \right\} \quad (4.10)$$

Avec $s^2 = \kappa_1 \kappa_2 + \left(\frac{\Delta\beta + i\Delta g}{2} \right)^2$ et $\Delta n_{eff} = (\Delta n_{eff})_{TE} - (\Delta n_{eff})_{TM}$

En notation matricielle, on obtient :

$$\begin{pmatrix} A_{TE}(z) \\ A_{TM}(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i\Delta n_{eff} k_0 z} & 0 \\ 0 & e^{-i\Delta n_{eff} k_0 z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_{TE} G_{TM} & \frac{g_{TE-TM}}{2s} \sin(sz) \\ -\frac{g_{TE-TM}^*}{2s} \sin(sz) & G_{TE} G_{TM} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha - i\delta & -ia \\ -ib & \alpha + i\delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{TE}(0) \\ A_{TM}(0) \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

Où $G_{TE} = e^{\frac{g_{TE} z}{2}}$ et $G_{TM} = e^{\frac{g_{TM} z}{2}}$

avec $\alpha = \cos(sz)$, $\delta = \frac{\Delta\beta + i\Delta g}{2s} \sin(sz)$, $a = \left(\frac{\kappa_1}{s} \right) \sin(sz)$, $b = \left(\frac{\kappa_2}{s} \right) \sin(sz)$

Ce résultat théorique montre qu'à la sortie de l'AOS, les amplitudes complexes du champ électromagnétique sont amplifiées, et ont subi un déphasage et une rotation.

Pour une injection à l'entrée de l'AOS dans la polarisation quasi TE, le module de l'amplitude du mode TM à la sortie d'un AOS de longueur L est donné par la relation suivante :

$$|A_{TM}(L)|^2 = G_{TE}^2 G_{TM}^2 f(|\kappa_2|) |A_{TE}(0)|^2 \quad (4.12)$$

où $f(|\kappa_2|)$ est la fonction de transfert d'énergie et est décrite de la façon suivante :

$$f(|\kappa_2|) = |\kappa_2 L|^2 \sin^2(sL) \quad (4.13)$$

Cette fonction représente la fraction de la puissance du mode TE qui est couplée avec le mode TM.

En se plaçant toujours dans l'approximation de faible couplage, on peut également faire l'approximation suivante:

$$|A_{TE}(L)| \approx G_{TE} |A_{TE}(0)| \quad (4.14)$$

D'après les relations 4.12 et 4.14, nous pouvons déterminer le coefficient de conversion comme dans le chapitre 3 de la manière suivante :

$$C_{TE/TM} = \left| \frac{A_{TM}(L)}{A_{TE}(L)} \right| \approx G_{TM}^2 f(|\kappa_2|) \quad (4.15)$$

De la même manière, pour une injection dans la polarisation quasi TM à l'entrée de l'AOS, on peut déduire comme précédemment les relations suivantes pour le module de l'amplitude du mode TE :

$$|A_{TE}(L)|^2 = G_{TE}^2 G_{TM}^2 f(|\kappa_1|) |A_{TM}(0)|^2 \quad (4.16)$$

avec

$$f(|\kappa_1|) = |\kappa_1 L|^2 \sin^2(sL) \quad (4.17)$$

$$|A_{TM}(L)| \approx G_{TM} |A_{TM}(0)| \quad (4.18)$$

De la même manière on peut déduire le coefficient de conversion de TM vers TE comme suit :

$$C_{TM/TE} = \left| \frac{A_{TE}(L)}{A_{TM}(L)} \right|^2 \approx G_{TE}^2 f(|\kappa_1|) \quad (4.19)$$

On peut noter que les fonctions de transfert en énergie et les coefficients de conversion sont égaux si les gains sont égaux à 1.

Nous utiliserons ces résultats au paragraphe (4.3.3.) après avoir défini les paramètres de Stokes et établi les relations entre ces paramètres et les paramètres optiques à la sortie de l'AOS.

4.2. Les paramètres de Stokes

Contrairement au formalisme de Jones [Jones, 1941] qui ne s'applique qu'aux ondes électromagnétiques polarisées, le formalisme de Stokes s'applique quelque soit le degré de polarisation. Le degré de polarisation (DOP) d'une onde lumineuse dont on connaît les paramètres de Stokes est défini par la relation :

$$DOP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad (4.20)$$

Il prend des valeurs comprises entre 0 et 1. La valeur zéro correspond à la lumière non polarisée et, lorsqu'elle vaut 1, la lumière est totalement polarisée. Dans les cas intermédiaires, nous sommes en présence de lumière partiellement polarisée.

Ces paramètres de Stokes sont définis comme suit :

$$S_0 = (A_x^2 + A_y^2) \quad (4.21)$$

$$S_1 = (A_x^2 - A_y^2) \quad (4.22)$$

$$S_2 = 2A_x A_y \cos(\Delta\phi) \quad (4.23)$$

$$S_3 = 2A_x A_y \sin(\Delta\phi) \quad (4.24)$$

Où $\Delta\phi = \phi_y - \phi_x$ est la différence de phase entre les champs électriques de chaque mode.

Dans notre cas, ces paramètres sont mesurés à la sortie de l'AOS:

S_0 → intensité totale

S_1 → différence entre les intensités transmises par les deux axes propres de l'AOS

$S_2 \rightarrow$ différence entre les intensités transmises par les axes ($+45^\circ$, -45°)

$S_3 \rightarrow$ différence entre les intensités transmises pour les polarisations circulaires (gauche et droite)

Les paramètres S_0 et S_1 permettent de déterminer le module des amplitudes complexes des modes et, S_2 et S_3 leur différence de phase. Pour définir complètement la phase, il faut utiliser ces deux paramètres car ils nous permettent d'accéder à la fois au cosinus et au sinus du déphasage.

Les paramètres de Stokes normalisés sont définis par $s_i = \left(\frac{S_i}{S_0} \right)$.

où $i=1,2,3$

4.2. Relations entre les paramètres de Stokes et les amplitudes de l'onde optique

Les paramètres de Stokes sont liés directement aux amplitudes complexes du champ électromagnétique. Nous pouvons donc déduire des relations intéressantes.

Considérons le cas d'une injection dans la polarisation quasi TE à l'entrée de l'AOS ; les relations entre les amplitudes complexes du champ électrique et les paramètres de Stokes sont définies comme suit dans un système d'unité adéquate:

$$|A_{TE}(L)|_{TE}^2 = (P_{TE})_{//} \quad (4.25)$$

$$|A_{TM}(L)|_{TE}^2 = (P_{TE})_{\perp}$$

$$\text{avec } (P_{TE})_{//} = \left(\frac{S_0 + S_1}{2} \right)_{TE} \quad \text{et} \quad (P_{TE})_{\perp} = \left(\frac{S_0 - S_1}{2} \right)_{TE}$$

Ces puissances sont mesurées pour une injection dans le mode quasi TE.

Nous avons des relations similaires pour une injection dans l'état de polarisation quasi TM à l'entrée de l'AOS.

$$|A_{TE}(L)|_{TM}^2 = (P_{TM})_{\perp} \quad (4.26)$$

$$|A_{TM}(L)|_{TM}^2 = (P_{TM})_{//}$$

$$\text{avec } (P_{TM})_{\perp} = \left(\frac{S_0 + S_1}{2} \right)_{TM} \text{ et } (P_{TM})_{//} = \left(\frac{S_0 - S_1}{2} \right)_{TM}$$

4.4. Expérimentation et résultats expérimentaux

4.4.1. Principe expérimental

Le principe de l'expérience est basé sur un montage pompe et sonde. On injecte simultanément dans l'AOS deux ondes optiques (pompe et sonde). La première est centrée sur le pic de gain de l'AOS (1563 nm) et constitue le signal de contrôle. Elle est suivie d'un atténuateur optique variable. La seconde de longueur d'onde 1560nm, de puissance suffisamment faible pour ne pas perturber l'AOS constitue le signal sonde. Elle est également suivie d'un atténuateur optique espace libre. On sélectionne la sonde à la sortie de l'AOS à l'aide d'un filtre optique et d'un analyseur de polarisation. Dans toute l'expérience, le laser sonde a une puissance constante égale à 30 μ W. Ces deux ondes sont injectées dans l'AOS avec le même état de polarisation pour éviter la rotation de polarisation due au cube séparateur de polarisation. Il faut noter que l'injection dans les axes propres est très délicate. Il faut d'abord la déterminer au préalable. Pour ce faire, on place l'AOS entre deux polariseurs dont les axes sont bien connus. Une faible puissance injectée dans l'axe propre de l'AOS ne le perturbe pas; par conséquent le signal à la sortie de l'AOS est bloqué par le polariseur à la sortie dont l'angle est à 90° du polariseur en entrée. L'AOS est une structure massive, fabriqué à ETHZ, de longueur 1.5 mm, polarisé à 500 mA et contrôlé en température à 20° C. Ces mesures ont été faites au laboratoire de CICESE(Mexique) dans le cadre d'une coopération entre le CNRS France et le CONACYT Mexique. Ce laboratoire dispose d'un analyseur de polarisation. Cette expérience est reproduite à Paris en faisant une détection synchrone sur le signal sonde modulé à basse fréquence. La figure 4.1 résume le montage expérimental.

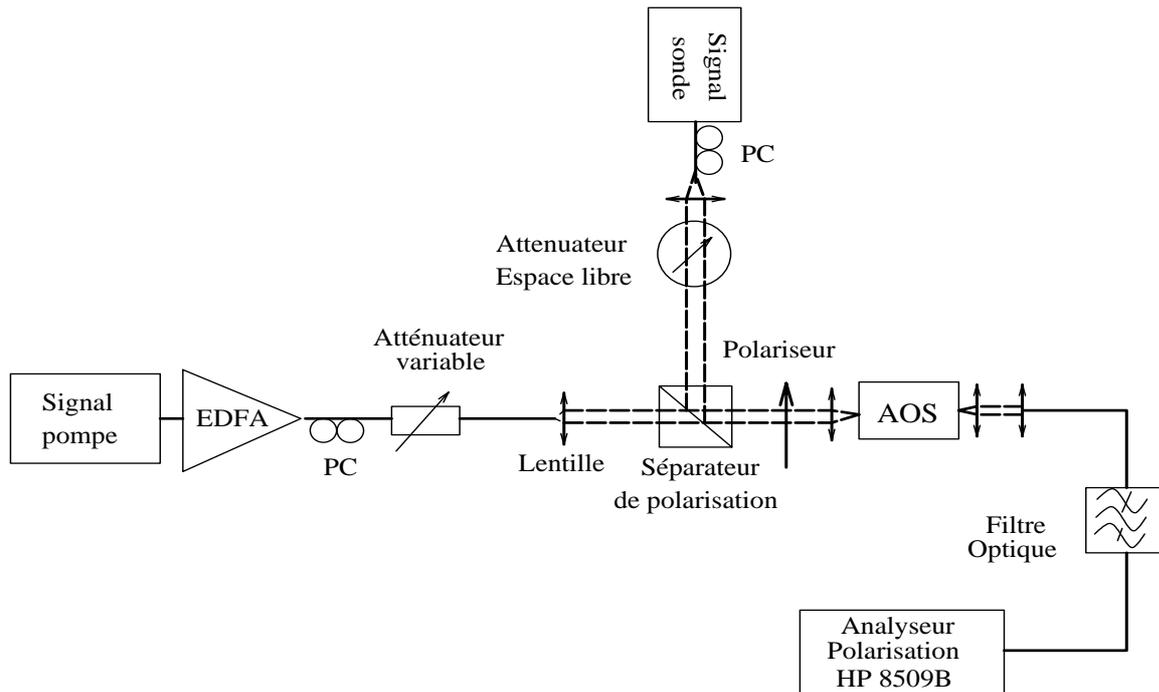


Figure 4.1 : Montage expérimental pour le mesure des paramètres de Stokes

4.4.2. Principe de calibrage de l'analyseur de polarisation

Le calibrage de l'analyseur de polarisation consiste à définir les polarisations de référence pour ce dernier. Nous pouvons utiliser le calibrage défini par le constructeur dont les axes sont fixés à $(0^\circ, 60^\circ, 120^\circ)$. Ceci est possible grâce aux polariseurs qui sont intégrés dans l'analyseur de polarisation. Le calibrage peut se limiter à deux axes de référence. Ce choix va dépendre des paramètres que l'on veut mesurer. Ces références peuvent être modifiées à partir d'un polariseur externe. Nous avons choisi trois états de polarisation de référence dont les axes sont définis par $(0^\circ, 45^\circ, 90^\circ)$. En effet, avec trois axes de référence, l'analyseur de polarisation compense la biréfringence et la PDL (polarization dependent loss). Ces derniers sont introduits par les fibres situées entre le polariseur et le récepteur de l'analyseur de polarisation. On peut vérifier la qualité de la référence. Cette procédure de calibrage est meilleure si on injecte la même puissance dans chacun des axes de référence. Ceci implique une polarisation circulaire à l'entrée du polariseur servant à définir les références. Pour obtenir un bon calibrage de l'analyseur de polarisation, il faut également injecter suffisamment de lumière dans l'AOS afin de réduire fortement l'émission spontanée de ce dernier. Pour cela on utilise le laser pompe, de longueur d'onde centrée sur celle du laser

sonde. L'émission spontanée seule ne permet pas de faire un calibrage correct. La figure 4.2 montre le principe du calibrage.

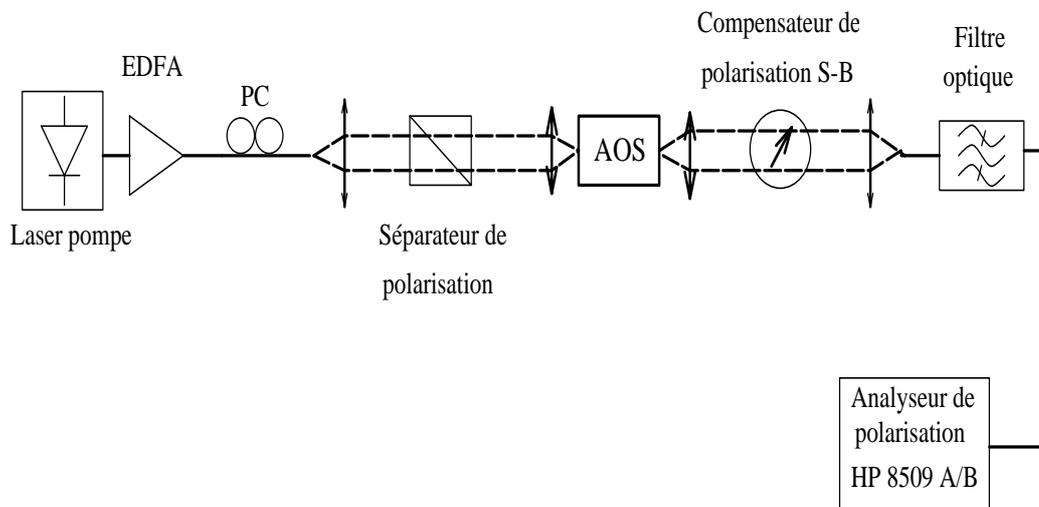


Figure 4.2 : Calibrage de l'analyseur de polarisation

On injecte dans l'AOS un signal optique très fort de même longueur d'onde que le signal sonde. Ce signal est issu d'un laser accordable en longueur d'onde, et amplifié à l'aide d'un EDFA. A la sortie de l'AOS, on place un compensateur de polarisation Soleil-Babinet (S-B). Ce dernier nous permet d'obtenir différents états de polarisation à sa sortie, en particulier une polarisation circulaire. En effet, une polarisation circulaire à la sortie du Soleil-Babinet permet d'avoir la même puissance dans les trois axes de référence. Ensuite on remplace le compensateur de polarisation Soleil-Babinet par un polariseur afin de définir les trois axes de référence. On peut vérifier si les états de polarisation correspondent aux références fixées.

4.4.3. Résultats expérimentaux et discussion

4.4.3.1. Introduction

L'AOS dont nous avons effectué les mesures présentait des oscillations sur la courbe de gain de 2 dB. La différence entre le gain TE et le gain TM en régime petit signal est de 3dB. Par conséquent, nous avons évité des mesures pour de faibles puissances de pompe.

En utilisant les paramètres de Stokes normalisés mesurés avec l'analyseur de polarisation pour le signal sonde en présence du signal pompe, on va déterminer les puissances transmises dans les axes propres de l'AOS, et la différence de phase entre les champs électriques de chaque mode ; puis accéder à des paramètres importants intervenant dans la modulation

croisée de la polarisation. Nous validerons ensuite le modèle proposé dans le cas d'une injection quelconque à l'entrée de l'AOS. La validation du modèle se fera en utilisant les paramètres physiques qui sont déterminés dans des cas particuliers d'injection à l'entrée de l'AOS.

4.4.3.2. Paramètre de Stokes normalisé s_1

Essayons de voir tout d'abord les informations que peuvent nous apporter directement le paramètre Stokes normalisé s_1 . Ce paramètre, mesuré à la sortie de l'AOS, correspond à la variation de la puissance normalisée dans ses deux axes propres. La figure 4.3 montre l'évolution du paramètre de Stokes normalisé s_1 en fonction de la puissance de pompe et de sa polarisation à l'entrée de l'AOS.

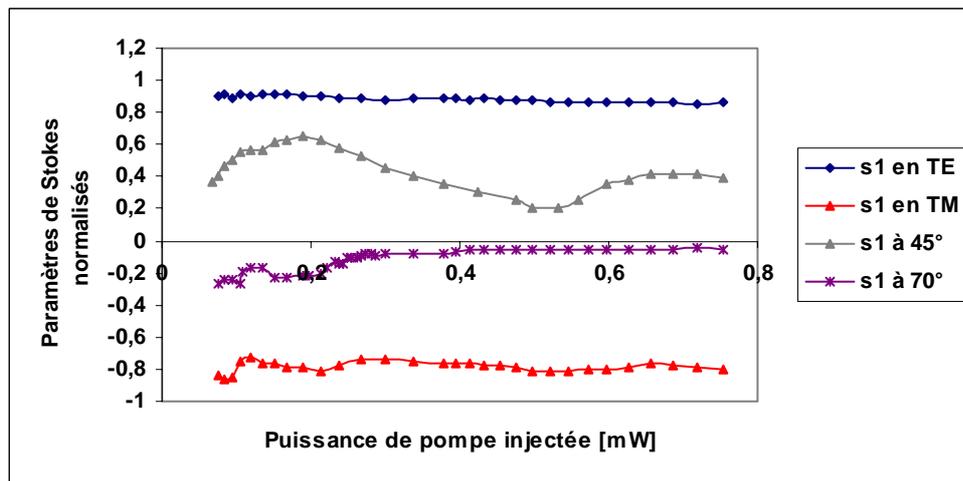


Figure 4.3 : Evolution du paramètre de Stokes normalisé s_1 en fonction de la puissance de la pompe

On constate qu'à la sortie de l'AOS, pour une injection dans la polarisation quasi TE, la polarisation du signal à la sortie reste presque linéaire. Le paramètre s_1 reste toujours proche de un, caractéristique d'une polarisation linéaire. Dans le cas d'une injection en quasi TM, une légère variation de s_1 est observée. La polarisation du signal devient elliptique à la sortie de l'AOS. Ce qui montre bien une légère modification de l'état de polarisation de ce signal à la sortie de l'AOS. Ces résultats sont similaires à ceux obtenus au chapitre 3. La biréfringence à elle seule ne peut expliquer cette rotation de polarisation. Pour une injection à 45° et 70° de l'axe quasi TE, l'état de polarisation à la sortie de l'AOS est fortement perturbé. Cependant, cette perturbation est plus prononcée pour une injection à 70° de l'axe quasi TE. Pour cette

injection, nous allons déterminer le déphasage entre la composante TE et la composante TM, et le rapport de ces deux composantes. Le tableau 4.4 résume les paramètres.

Signal de contrôle	s1	s2	s3	ATE/ATM	déphasage (deg)
éteint	-0,36	0,75	0,05	0,69	36°
allumé à 70° et 0,075mW	-0,27	0,04	0,95	1,32	50°
allumé à 70° et 0,75mW	-0,05	0,95	0,26	1,05	121°

Tableau 4.4 : Paramètres de Stokes et le rapport du module des amplitudes

Pour une injection à 70° à l'entrée de l'AOS, nous avons le rapport du module des amplitudes

en entrée de ce dernier de $\left| \frac{A_{TE}}{A_{TM}} \right| = 0.36$. En l'absence du signal de contrôle, on se

trouve dans la configuration d'une amplification petit signal. En effet en régime petit signal, la différence en gain entre la composante TE et la composante TM est de 3 dB. Si

l'amplification est due seulement au gain, on aura à la sortie de l'AOS $\left| \frac{A_{TE}}{A_{TM}} \right| = 0.72$.

Ce résultat correspond aux mesures effectuées dont le résultat se trouve dans le tableau 4.4.

On constate que l'AOS n'est pas perturbé par le signal sonde. Le déphasage de 36° obtenu à la sortie de l'AOS est dû à la biréfringence intrinsèque de l'AOS. Par contre en présence du

signal de contrôle, le milieu amplificateur est fortement perturbé, le rapport $\left| \frac{A_{TE}}{A_{TM}} \right|$ varie

fortement en sortie de l'AOS en fonction de la puissance injectée. Ceci se traduit par une

modification du rapport $\frac{G_{TE}}{G_{TM}}$. Dans le cas d'une forte injection, les deux composantes à la

sortie de l'AOS sont identiques. Nous sommes dans la configuration optimale où la saturation

du gain pour les deux modes est identique, ce qui correspond a priori au cas d'une

biréfringence maximale. Soto et al ont montré que pour une injection selon les axes propres

du guide de l'AOS, il y a conversion d'énergie entre les modes [Soto et al, 1999]. La figure

4.6 nous apporte une information supplémentaire qui est une faible conversion TM/TE. Nous

pouvons donc dire que la rotation de polarisation observée n'est pas seulement due à la

variation de la biréfringence même si elle est majoritaire dans le phénomène observé. Cette

rotation est donc due à la perturbation de la biréfringence intrinsèque de l'AOS, au couplage TM/TE et à la dépendance en gain de l'AOS.

4.4.3.3. Evolution du déphasage

A partir des paramètres de Stokes s_2 et s_3 , on détermine le déphasage entre les composantes TE et TM. On s'intéresse à la variation de cette grandeur en fonction de la puissance de pompe. La figure 4.5 montre l'évolution de ceci dans deux cas intéressants en fonction de la puissance de pompe injectée.

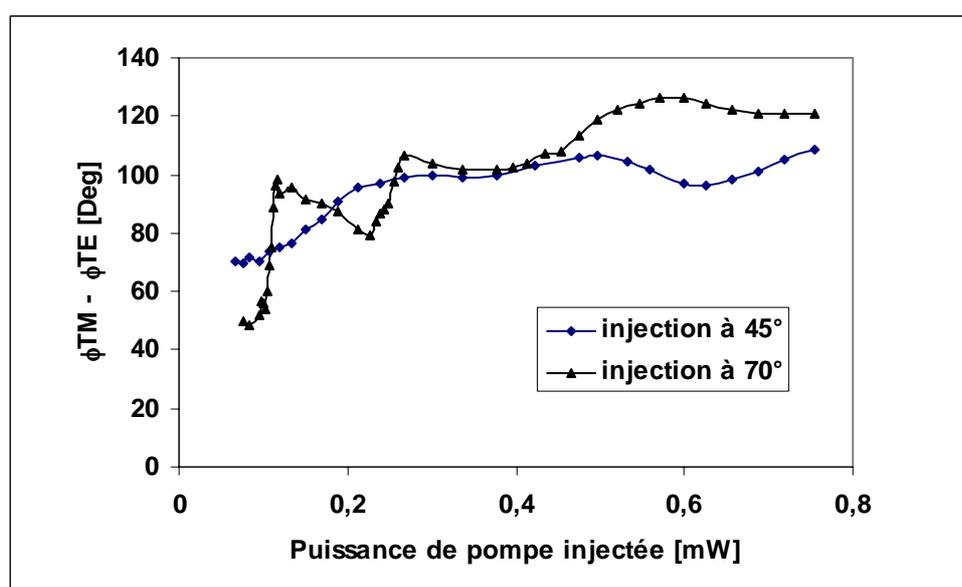


Figure 4.5 : Evolution de la différence de phase (TE, TM) en fonction de la puissance de pompe

D'après la figure 4.5, nous avons obtenu dans le cas où les polarisations injectées dans l'AOS sont à 45° et 70° , une variation de la différence de phase entre les composantes du champ électrique de 38° et 71° respectivement. Le fait de ne pas connaître les phases initiales est sans conséquence car seule la variation nous intéresse. Il ne faut pas perdre de vue que l'on travaille avec une puissance de pompe pas trop faible. Dans le tableau 4.4, en absence du signal de contrôle, on observe un déphasage de 36° pour une injection à 70° de l'axe quasi TE. Si on compare ce résultat à ceux obtenus en présence de la puissance totale de pompe, nous avons une variation du déphasage total de 85° . C'est elle qui nous permettra de réaliser de nouvelles fonctions pour le traitement des signaux optiques.

Nous avons donc montré que la modification du milieu amplificateur de l'AOS par le signal de contrôle injecté à 70° de l'axe quasi TE, produit une modification optimale de l'état de polarisation du signal sonde à la sortie. Pour une injection des signaux dans l'axe quasi TM, une partie du signal est couplée au mode TE. Or le gain que le mode TE observe dans l'AOS est deux fois plus grand que celui du mode TM. La petite composante couplée au mode TE, va engendrer une rotation de polarisation du signal à la sortie de l'AOS. Mais cette rotation va s'accroître pour deux raisons. La première à cause du gain qui est élevé en mode TE. La deuxième à cause de la biréfringence. L'ensemble fait que la rotation de la polarisation est optimale à la sortie de l'AOS pour une injection à 20° de l'axe quasi TM. Pour approfondir cette étude, il serait préférable de voir comment évolue le gain entre les axes propres du guide d'onde optique de l'AOS et le couplage. Ce sera fait au paragraphe (4.3.3.5)

4.4.3.4. Evolution du coefficient de conversion

Les relations 4.21 et 4.22 nous permettent de calculer le coefficient de conversion $C_{TM \rightarrow TE}$. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, la conversion TM/TE apporte une contribution significative dans la XPolM. Ce coefficient est calculé pour un courant de polarisation de l'AOS à 500 mA. La figure 4.6 montre le résultat obtenu.

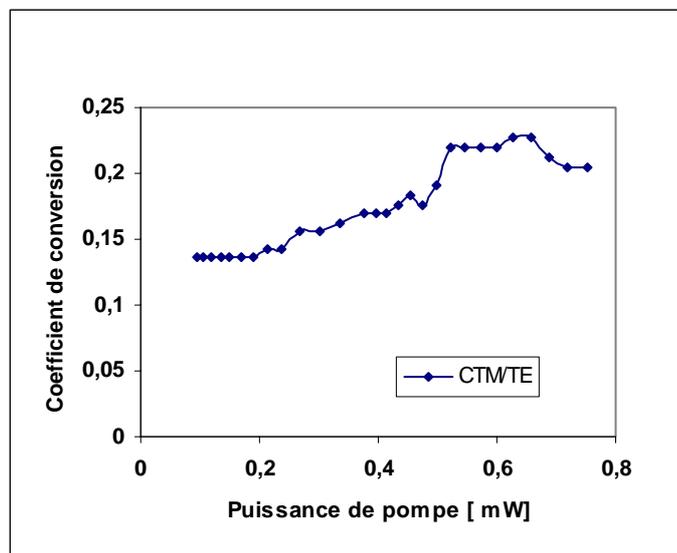


Figure 4.6: Evolution du coefficient de conversion TM/TE en fonction de la puissance de pompe

La différence entre la figure 4.6 et la figure 3.10 est due d'une part au courant de polarisation de l'AOS (500 mA) et d'autre part à la puissance de pompe injectée dans l'AOS. Dans le chapitre 3 nous nous sommes limités 300 mA afin de ne pas perturber la détection du signal sonde. Le coefficient de conversion est plus élevé car nous avons augmenté la puissance de pompe par rapport à la figure 3.10, par conséquent la puissance de saturation. Comme nous l'avons mentionné au chapitre 3, la dépendance en polarisation du gain de l'AOS affecte également ce coefficient. Les relations 4.15 et 4.19 en témoignent. Afin de mieux connaître l'impact du gain sur ce coefficient, on va utiliser les relations établies ci-dessus pour déterminer les fonctions de transfert d'énergie entre les modes et les gains TE et TM.

4.4.3.5. Impact du gain sur la XPolM

Nous avons vu que les conversions d'énergie TM/TE et TE/TM sont faibles. En se plaçant dans l'approximation d'un faible couplage, on peut déterminer le gain TE et le gain TM à l'aide des relations 4.14 et 4.18. La figure 4.7 montre l'évolution du gain TE et du gain TM en fonction de la puissance de pompe.

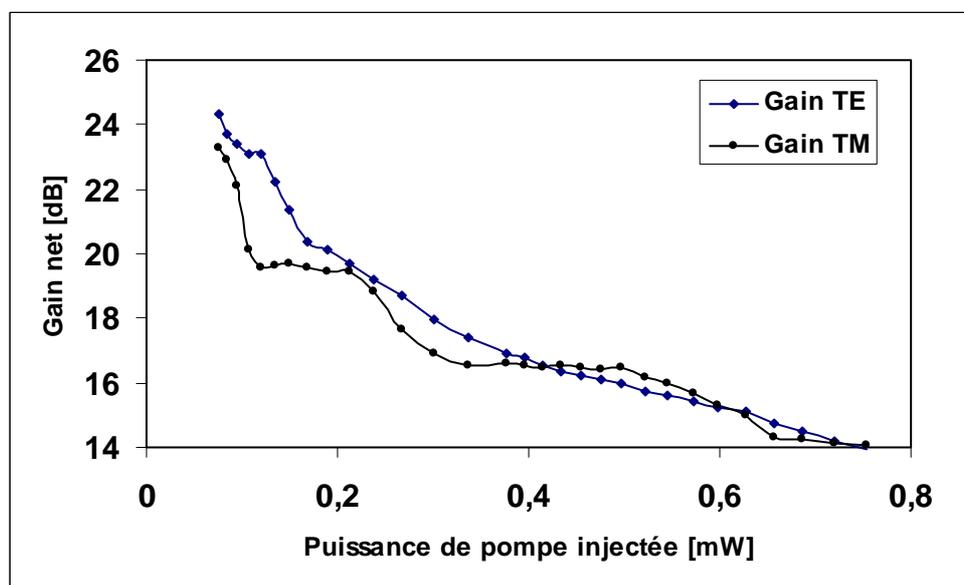


Figure 4.7 : Evolution du gain net en fonction de la puissance de pompe

On constate que, pour de fortes puissances de pompe injectées, le gain TE et le gain TM sont quasi identiques. La rotation de polarisation du signal sonde à la sortie de l'AOS est essentiellement due à l'effet de couplage et de la biréfringence. On commence à observer une

différence entre les gains en dessous de 0.4mW de puissance de pompe injectée dans l'AOS. Cette différence atteint 1.78 dB pour une puissance de pompe dans l'AOS de 0.12 mW. Cette variation du gain participe à l'effet de rotation de la polarisation à la sortie de l'AOS et cet effet s'accroît pour de faibles puissances de pompe jusqu'à atteindre 3 dB (correspond à la dépendance en gain en régime petit signal). Nous n'avons pas effectué des mesures pour des faibles puissances à cause des oscillations du gain de l'ordre de 2 dB.

La modulation croisée de polarisation est donc due à la biréfringence qui est majoritaire, au couplage entre les modes TE et TM qui est faible, et à la dépendance en gain de l'AOS.

4.4.3.6. Fonction de transfert en énergie

Regardons maintenant les transferts d'énergie et les informations supplémentaires que l'on peut déduire. Ces fonctions représentent la force de couplage entre les modes. Pour une injection dans l'un des axes propres de l'AOS, elles traduisent la fraction de la lumière qui est couplée avec l'autre mode. A partir des relations 4.13 et 4.17 qui sont établies à partir de la théorie des modes couplés, on peut déterminer ces fonctions. La figure 4.8 nous montre l'évolution de ces fonctions de transfert en énergie par rapport à la puissance de pompe.

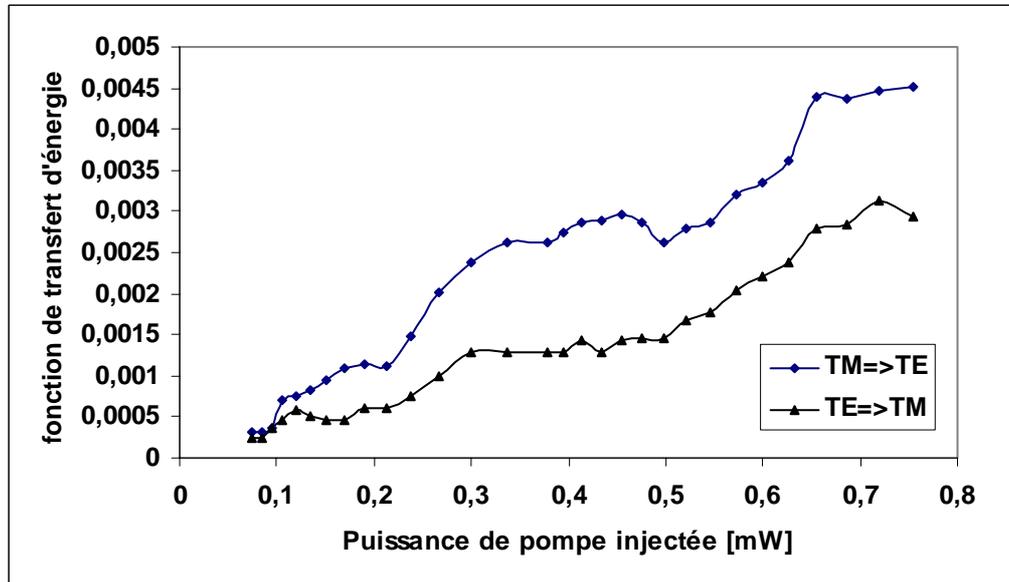


Figure 4.8 : Evolution de la force de couplage en fonction de la puissance de pompe

On constate que le transfert d'énergie dû au couplage pur est très faible. En effet, pour un signal sonde de puissance égale à 30 μ W, injecté dans la polarisation quasi TM, on aura

seulement 135 nW de couplage pur pour une puissance de pompe de 0.75 mW. Cette valeur est de 90 nW pour un couplage de TE vers TM.

A partir de ces fonctions de transfert, on va estimer les valeurs maximales que peuvent prendre les coefficients de couplage. La figure 4.9 montre les coefficients de couplage maximum en fonction de la puissance de pompe. Ces coefficients sont obtenus pour $\Delta\beta \approx 4.10^4 m^{-1}$. On constate que ces coefficients sont faibles et en adéquation avec les approximations faites.

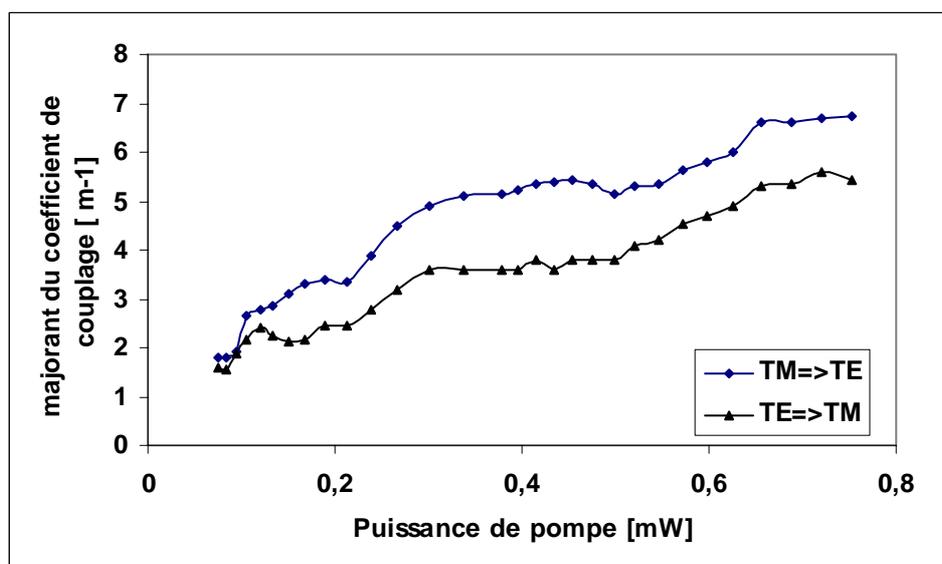


Figure 4.9 : Evolution du majorant du couplage en fonction de la puissance de pompe

4.5. Validation du modèle

Dans l'hypothèse d'un couplage faible, on peut déduire à partir des relations 4.9 et 4.10 les relations suivantes :

$$|A_{TE}(L)|^2 \approx G_{TE}^2 \left\{ |A_{TE}(0)|^2 + f(|\kappa_2|) |A_{TM}(0)|^2 \right\} \quad (4.27)$$

$$|A_{TM}(L)|^2 \approx G_{TM}^2 \left\{ |A(0)|^2 + f(|\kappa_1|) |A(0)|^2 \right\} \quad (4.28)$$

Ces relations correspondent aux puissances dans chacun des axes propres.

En utilisant les relations 4.23 et 4.24, nous pouvons calculer les puissances dans les axes propres de l'AOS pour une injection quelconque. Les paramètres tels que les gains ou les

fonctions de transfert dans les relations ci-dessus sont ceux qui sont déterminés dans les cas d'injection particulière. Une comparaison sera faite entre les puissances déterminées dans les conditions d'injection particulières et les puissances calculées pour une injection à 45° .

La figure 4.10 montre l'évolution des puissances mesurées et des puissances calculées en fonction de puissance de pompe.

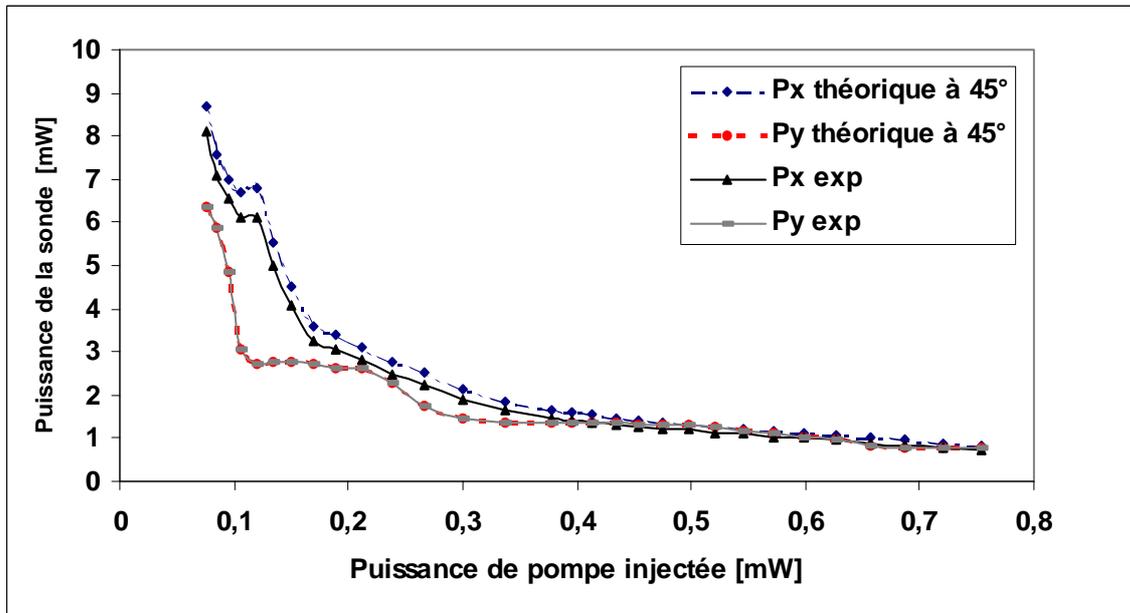


Figure 4.10 : Evolution de la puissance de la sonde expérimentale et théorique en fonction de la puissance de pompe.

Toujours dans l'approximation d'un faible couplage, on peut déterminer la variation de l'indice effectif par la relation suivante :

$$\phi_{TM} - \phi_{TE} \approx \Delta n \cdot k_0 L \quad (4.29)$$

où Δn représente la différence de la variation des indices effectifs de chaque mode et L la longueur de l'AOS.

Dans les mêmes conditions d'injection que précédemment, on peut comparer la variation de l'indice effectif déterminée théoriquement aux mesures expérimentales.

La figure 4.11 représente ces évolutions.

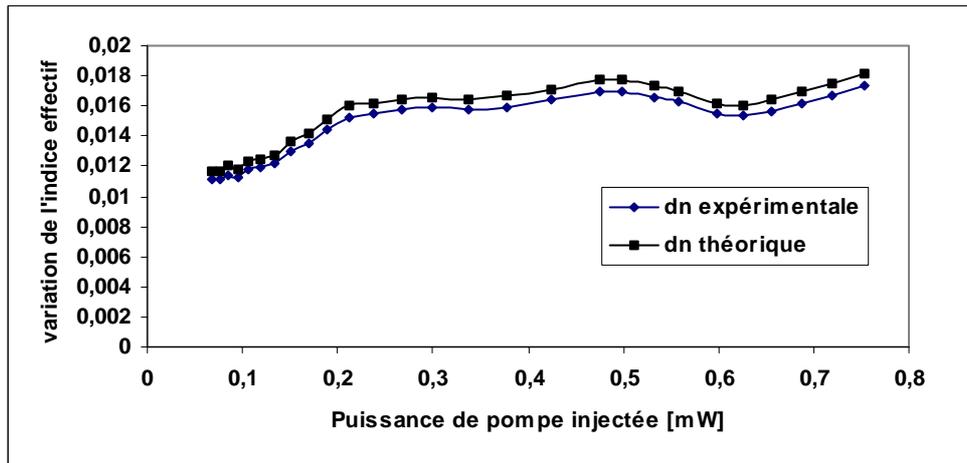


Figure 4.11 : Variation de la partie réelle des indices effectifs en fonction de la puissance de pompe

L'ordre de grandeur de cette variation est similaire à celle obtenue dans le chapitre 3.

4.6. Conclusion

Nous avons développé un modèle simple capable d'extraire les paramètres physiques intervenant dans la modulation croisée de polarisation ; il est basé sur la théorie des modes couplés. On considère l'AOS comme une boîte noire. Nous avons montré que la variation de la puissance de pompe dans l'AOS, engendre une variation du gain pouvant générer une rotation de polarisation à la sortie de l'AOS. Les fonctions de transfert d'énergie ont été obtenues. Elles montrent que le calcul des coefficients de conversion à partir de la matrice de Jones ou directement à partir des paramètres de Stokes n'est pas réaliste. A partir de ces fonctions de transfert nous avons estimé le module des coefficient de couplage intervenant dans la XPolM. La validation de ce modèle est faite et le résultat obtenu correspond aux approximations effectuées.

Chapitre 5

Applications de la XPolM et de la biréfringence induite à la réalisation de nouvelles fonctions tout-optiques à haut débit

Dans l'actuel réseau de télécommunications, l'optique est utilisée pour faire face à la montée en débit engendrée par la croissance du trafic des données. De nouvelles fonctions optoélectroniques sont développées dans le but de faire des traitements tout-optiques des signaux. En effet, le débit par longueur d'onde pour un système OTDM, dépasse la limite que l'électronique peut traiter aujourd'hui (40 Gb/s). Nakazawa et al ont proposé un système OTDM fonctionnant à 1.28 Tb/s [Nakazawa et al, 2000]. Par conséquent, ce flux de données, peut se traiter seulement dans le domaine optique. Dans ce contexte, les composants photoniques qui permettront de réaliser ces nouvelles fonctions, doivent satisfaire des critères tels que : la possibilité d'intégration en circuits photoniques, la compacité, la stabilité thermique. L'amplificateur optique à semi-conducteur (AOS) apparaît comme un candidat potentiel. Il est capable à lui seul de réaliser un grand nombre de fonctions telles que : l'amplification [O'Mahony et al, 1988], [Öberg et al, 1988], la modulation [Grosskopf et al, 1989], la conversion en longueur d'onde [Durhuus et al, 1996], la photodétection [Gustavsson et al, 1990], et la commutation [Ehrhardt et al, 1993], [Xingzhong et al, 2000], ainsi que des portes logiques [Patel et al, 1996 a], [Erasmus et al, 2000]. Les mécanismes mis en jeu dans ce composant sont la non linéarité du gain et la dynamique des indices de réfraction. De nombreuses études ont été faites pour étudier la dynamique de l'AOS [Mark et al, 1992], [Tessler et al, 1994], [Occhi et al, 2002], [mørk et al, 1994], [Gutiérrez et al, 2000]. En effet, de nombreuses fonctions exploitant les effets non linéaires dans l'AOS ont été proposées. Par exemple la biréfringence de l'AOS permet de réaliser des convertisseurs de longueur d'onde [Stephens et al, 1997], [Durhuus et al, 1996], [Wong et al, 2003], [Asghari et al, 1997], [Ellis et al, 1998], [Lee et al, 1999], [Chelles et al, 1997], [Ueno et al, 2000], [Kelly et al, 1999],

[Leuthold et al, 2000]. Ces fonctions ont été réalisées pour des débits allant de 1 Gb/s à 100 Gb/s. Elles utilisent un ou deux AOS, et parfois des configurations interférométriques de type UNI (Ultra fast Nonlinear Interferometer) ou de type Mach-Zehnder. Patel et al et Robinson et al ont proposé un démultiplexeur à base du système UNI respectivement à 40 Gb/s et 80 Gb/s [Patel et al, 1996 b], [Robinson et al, 2002]. Ware et al ont démontré une boucle à verrouillage de phase, en exploitant le mélange à quatre ondes dans l'AOS [Ware et al, 2003]. Binjtas et al ont proposé un circuit de récupération d'horloge optique pour des paquets de données à 10 Gbit/s à l'aide d'un système UNI [Bintjas, 2002]. Houbavlis et al ont réalisé une porte logique XOR à 5 Gb/s, à base d'un AOS dans la configuration de type Sagnac [Houbavlis et al, 1999]. Patel et al, et Bintjas et al ont proposé respectivement des fonctions logiques NOR à 10 Gb/s et XOR à 20 Gb/s à base du système UNI [Patel et al, 1996 a], [Bintjas et al, 2000]. Cette dernière a été testée à 40 Gb/s par Theophilopoulos et al [Theophilopoulos et al, 2001]. En combinant des fonctions logiques, on peut réaliser des fonctions complexes telles qu'un additionneur avec la retenue tout optique [Kim et al, 2003 a]. Soto et al [Soto et al, 2001 a] ont proposé une porte XOR à 5 Gb/s à base de la modulation croisée de polarisation dans l'AOS. Le phénomène physique mis en jeu dans cette application, exploite la biréfringence intrinsèque de l'AOS, le couplage entre les modes TM et TE, et la dépendance en gain de l'AOS [Soto et al, 1999]. Nous allons démontrer expérimentalement des portes logiques tout optique, d'une part, en exploitant la XPolM et d'autre part, en utilisant les effets intra bande dans la configuration UNI. Pour cette dernière, nous proposerons un nouveau montage expérimental permettant d'améliorer l'efficacité des fonctions envisagées.

Nous allons d'abord présenter les différentes configurations que nous proposons pour réaliser des portes logiques tout-optique à base de la modulation croisée de polarisation dans l'AOS.

5.1. Application basée sur la modulation croisée de polarisation

5.1.1. Porte logique tout optique NOR

5.1.1.1 Introduction

Comme nous l'avons mentionné au début de ce chapitre le futur réseau optique a besoin des traitements des signaux optiques à haut débit. De nombreuses applications ont été développées ces dernières années telles que le codage des données, le cryptage, la

reconnaissance des en-tête et des adresses. Ces nouvelles fonctions doivent obéir à des critères tels que la possibilité d'être intégrés dans les circuits photoniques et doivent consommer peu d'énergie. Par conséquent les applications utilisant l'AOS peuvent être des candidats potentiels. En effet, l'AOS très compact et de petite taille (0.5-2 mm) est intégrable dans les circuits photoniques [Fischer et al, 1999 et 2000], [Nakamura et al, 2000].

De nombreuses portes logiques tout optique ont été réalisées avec l'AOS. Sharaiha et al ont proposé une *Porte Logique Tout Optique NOR* (PLTON) basée sur l'effet de saturation du gain dans l'AOS [Sharaiha et al, 1997]. Cette porte a été testée à 2.5 Gbit/s. Deux signaux de contrôle modulés servent d'entrées logiques. La présence de chaque signal ou des deux signaux peut saturer indépendamment l'AOS. On introduit également un signal continu qui servira de sortie logique à la sortie de l'AOS. En l'absence d'entrées logiques, le signal continu est amplifié. Par contre la présence d'au moins une entrée logique réduit considérablement la sortie logique. Cette dernière se comporte alors comme une porte logique NOR. Hamié et al proposent une PLTON en cascasant deux AOS à l'aide d'un coupleur 50/50 ; une des branches non utilisées du coupleur servira de sortie logique. Le principe est similaire au cas précédent mais en configuration contra-propagative. On injecte deux entrées logiques dans l'AOS1, et un signal continu qui servira de sortie logique est injecté en contra-propagation à l'entrée de l'AOS2. En l'absence d'entrées logiques, l'AOS2 amplifie le signal continu. Quand l'une ou les deux entrées logiques sont présentes, ellesaturent l'AOS1 et réduisent considérablement le gain de l'AOS2. Cette configuration est bien celle d'une porte logique NOR et est testée à 2.5 Gbit/s [Hamié et al, 2002]. Fjelde et al ont démontré une porte tout optique OR (PLTOO) en intégrant un AOS dans un système interférométrique de type Michelson (MI) [Fjelde et al, 2000 a]. Les deux entrées logiques sont combinées à l'aide d'un coupleur et sont injectées dans le MI. A l'aide d'un circulateur, le signal continu est injecté dans le MI dans une configuration contra-propagative. Dans le MI, le signal continu est divisé en deux. Les variations de la puissance des entrées logiques engendrent des variations des indices de réfraction des AOS dans chaque branche du MI et produisent des interférences constructives ou destructives. Cette PLTOO est testée à 10 Gbit/s. Patel et al ont proposé des portes logiques tout optique NOR et OR testées à 10 Gbit/s en exploitant les effets intra bande dans l'AOS dans la configuration UNI (Ultrafast Nonlinear Interferometer) [Patel et al, 1996 a]. Cette configuration consiste à placer un AOS entre deux fibres à maintien de polarisation (FMP) de même longueur. La première fibre permet de générer deux composantes orthogonales décalées dans le temps à sa sortie si le signal entrant n'est pas injecté dans les axes de la FMP. La deuxième FMP permet de compenser le retard qui est

induit par la première FMP. La présence des signaux de contrôle synchronisés avec chacune des composantes du signal dans l'AOS, permet de déphaser la composante synchrone du signal de π via la modulation de phase. De cette façon on peut réaliser des portes logiques NOR et OR.

La configuration à base du système UNI est plus stable que celle réalisée avec l'interféromètre de Michelson (MI). En effet dans le cas de l'UNI, les signaux traversent le même milieu (AOS) ce qui confère au dispositif une certaine stabilité ; ce qui n'est pas le cas du système MI. Par contre dans l'objectif d'une intégration aux circuits photoniques le système UNI devient encombrant à cause des fibres à maintien de polarisation. Contrairement à la configuration avec un seul AOS, celle en cascade présente des problèmes d'interconnexions. Ceci peut être un facteur limitant.

On peut noter que les deux dernières applications ci-dessus sont assez complexes à mettre en pratique. Elles nécessitent, d'une part deux AOS et un système interférométrique d'autre part. Dans le cadre de la coopération entre le CNRS et le CONACYT (Mexique) nous avons réalisé une porte logique tout optique NOR (PLTON) à deux et trois entrées logiques, en utilisant l'effet de modulation croisée de polarisation dans l'amplificateur optique à semi-conducteur [Soto et al, 2003]. La PLTON utilise seulement un AOS sans étage d'inversion ni horloge de synchronisation, ni configuration interférométrique.

5.1.1.2. Le principe

L'effet de la modulation croisée de polarisation consiste à perturber la polarisation d'un signal continu se propageant dans l'AOS par la polarisation et la puissance du signal de contrôle injecté simultanément dans l'AOS. La présence du signal de contrôle modifie la biréfringence et les axes propres du guide d'onde de l'AOS et, par conséquent, la polarisation du signal continu. Pour la réalisation de la porte NOR, nous avons utilisé une configuration en co-propagation. Trois signaux optiques sont injectés ; deux modulés serviront d'entrées logiques et le troisième est un signal continu qui servira de sortie logique. Nous avons besoin de deux états de polarisations différents (notés A et B) pour le signal continu à la sortie de l'AOS ; l'un est obtenu en l'absence d'entrées logiques et l'autre en présence soit de l'une des entrées ou soit des deux. L'état de polarisation du signal continu obtenu en présence des signaux de contrôle doit satisfaire des conditions sur la phase et l'évolution du coefficient de conversion TM/TE. Il faut s'assurer que la modification du milieu amplificateur de l'AOS due à la présence d'une ou des deux entrées logiques, produise la même rotation de polarisation à la

sortie de l'AOS. L'efficacité de la rotation de polarisation est estimée, en mesurant d'une part l'évolution de la phase du champ électrique et d'autre part l'évolution du coefficient de conversion TM/TE comme nous l'avons défini dans le chapitre 3. Nous avons choisi le coefficient de conversion TM/TE car cette configuration permet d'obtenir une meilleure rotation de polarisation à la sortie de l'AOS. Mais ce coefficient ne peut être mesuré comme cela a été décrit au chapitre 3 où on avait choisi volontairement une injection suivant l'axe propre TE. Il sera défini comme étant le rapport des puissances des composantes TE et TM. Les composantes initiales du champ électromagnétique dans chacun des axes propres de l'AOS sont non nulles.

Nous voulons déterminer, d'une part la variation de la différence de phase entre les composantes du champ électromagnétique pour le signal continu à la sortie de l'AOS en présence d'une et deux entrées logiques, et d'autre part le coefficient de conversion défini ci-dessus. Il faut trouver des conditions sur les polarisations, les puissances du signal continu et des entrées logiques, afin d'obtenir un état de polarisation pour différentes entrées logiques. Pour cette raison une caractérisation en espace libre en régime statique est nécessaire. Une fois ces conditions définies à partir de l'étude statique, on peut réaliser la porte. Le signal servant de sortie logique est injecté seul dans l'AOS avec la polarisation désirée. A la sortie de l'AOS, on règle le polariseur pour laisser passer le signal. Ceci permet de réaliser la première ligne du tableau 5.1. Les entrées logiques contrôlées en polarisation et en puissance sont injectées dans l'AOS pour modifier la polarisation du signal à la sortie du polariseur. La polarisation du signal change de 90° , en présence d'une ou des deux entrées logiques ; ce qui correspond au blocage du signal par le polariseur. De cette manière la PLTON est réalisée. Le tableau 5.1 résume le principe de cette porte. Nous expliquerons par la suite comment deux états de puissances totalement différentes (11) et (01 ou 10) aboutissent au même état final pour la sonde.

Signal de contrôle1	Signal de contrôle2	Sortie logique	XPolM
0	0	1	0
0	1	0	1/2
1	0	0	1/2
1	1	0	Maximale

Tableau 5.1 : Principe de la porte NOR à deux entrées logiques en utilisant la XPolM

La dernière colonne correspond à l'efficacité du phénomène mis en jeu.

5.1.1.3. caractérisation statique

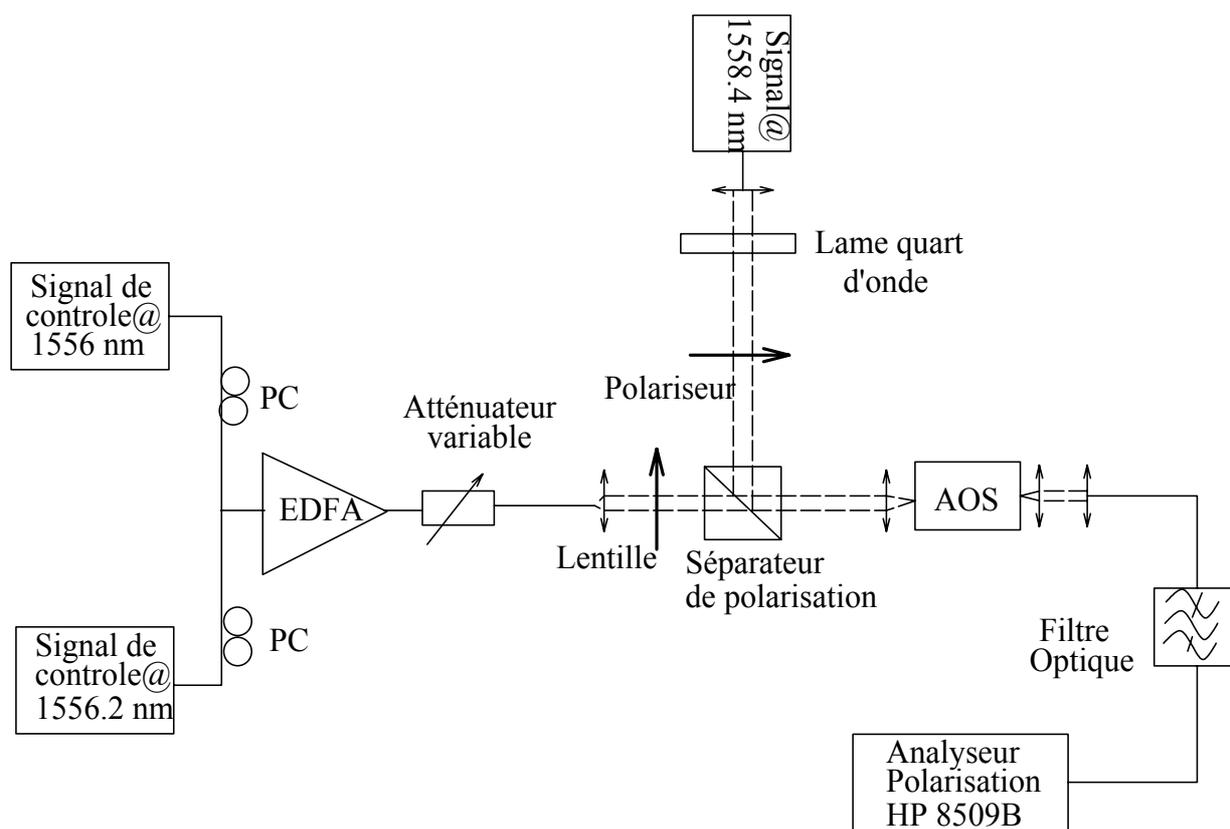


Figure 5.2 : Montage expérimental de caractérisation de la modulation croisée de polarisation

Nous voulons mesurer la modification de l'état de polarisation du signal servant de sortie logique à la sortie de l'AOS en présence des signaux de contrôle servant d'entrées logiques. Il suffit alors de déterminer la variation de la différence de phase entre les deux composantes du signal, la modification du coefficient de conversion TM/TE à la sortie de l'AOS, les puissances optimales et les polarisations des signaux injectés dans l'AOS. Tous ces paramètres seront optimisés afin d'obtenir une rotation optimale du signal continu à la sortie de l'AOS. Un montage pompe sonde en espace libre est donc nécessaire afin de contrôler la polarisation des signaux optiques injectés dans l'AOS.

Le signal continu est injecté dans l'AOS proche de l'axe quasi TM, de puissance 0.1 mW et de longueur d'onde 1558.4 nm. Ici, le signal continu est injecté dans l'AOS pour obtenir une XPolM maximale comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 3. Pour obtenir une

rotation optimale du signal continu, les signaux de contrôle sont injectés dans l'AOS à 100° de l'axe quasi TE, avec les longueurs d'onde respectives de 1556 et 1556.2 nm et chacun de puissance 0.2 mW. La puissance totale des entrées logiques varie entre 0 et 0.4 mW. L'AOS est une structure massive de type ridge fabriqué à ETH Zurich, de longueur 1.5 mm et polarisé à 500 mA. La longueur d'onde du pic de gain est à 1560 nm pour ce courant de polarisation. L'AOS est contrôlé en température à 25°C .

La figure 5.3 montre d'une part l'évolution du coefficient de conversion et d'autre part l'évolution de la différence de phase des composantes du signal continu en fonction de la puissance totale des entrées logiques.

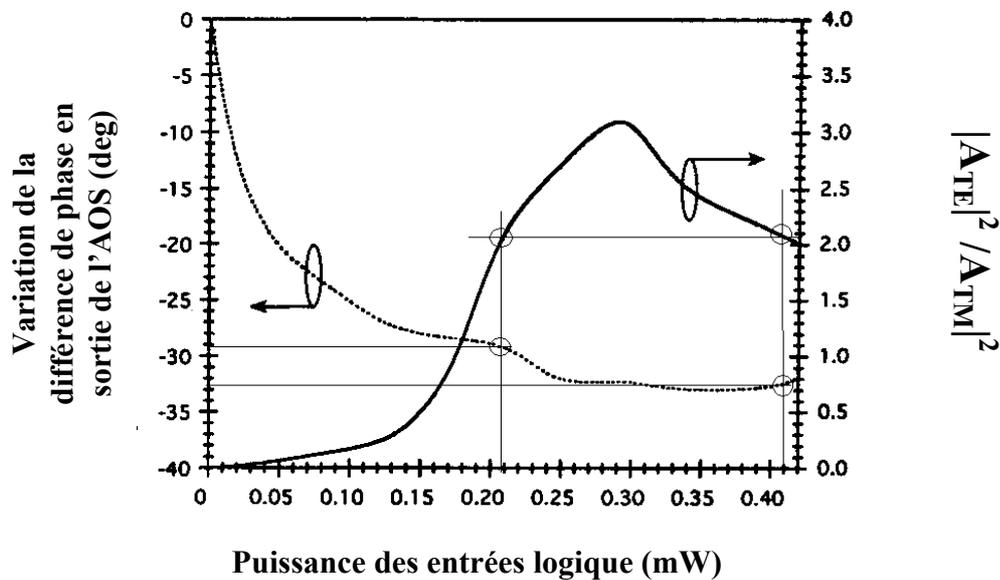


Figure 5.3 : Evolution du coefficient de conversion (trait plein) et la variation du déphasage (trait pointillé) en fonction de la puissance totale des entrées logiques

Une faible puissance totale des entrées logiques entraîne une faible variation de la différence de phase et du coefficient de conversion. Ceci est dû, d'une part, à la biréfringence intrinsèque de la structure de l'AOS, et d'autre part, à la différence de gain TE et TM. A partir de 0.2 mW la variation de la différence de phase évolue faiblement contrairement au coefficient de conversion. Ce dernier passe par un maximum pour une puissance totale des entrées logiques de 0.29 mW. Or nous voulons pour deux puissances distinctes des entrées logiques, obtenir le même coefficient de conversion et la même différence de phase pour le signal continu. Pour des puissances totales d'entrées logiques égales à 0.21 et 0.41 mW, le coefficient de conversion $C_{TM/TE} = 2.1$ pour la sortie logique. Ces puissances introduisent des différences de phase entre les deux composantes du champ électrique du signal (sortie logique) respectives -

29° et -32.5°. Ainsi pour réaliser la porte logique tout optique NOR, il est nécessaire d'introduire simultanément dans l'AOS un signal continu à 1558.4 nm avec une polarisation linéaire proche de l'axe quasi TM, et deux entrées logiques de longueurs d'ondes de 1556 et 1556.2 nm polarisées linéairement à 100° par rapport à l'axe quasi TE. La puissance du signal continu à l'entrée de l'AOS est de 0.1 mW et chaque entrée logique a une puissance de 0.2 mW.

5.1.1.4. Montage expérimental

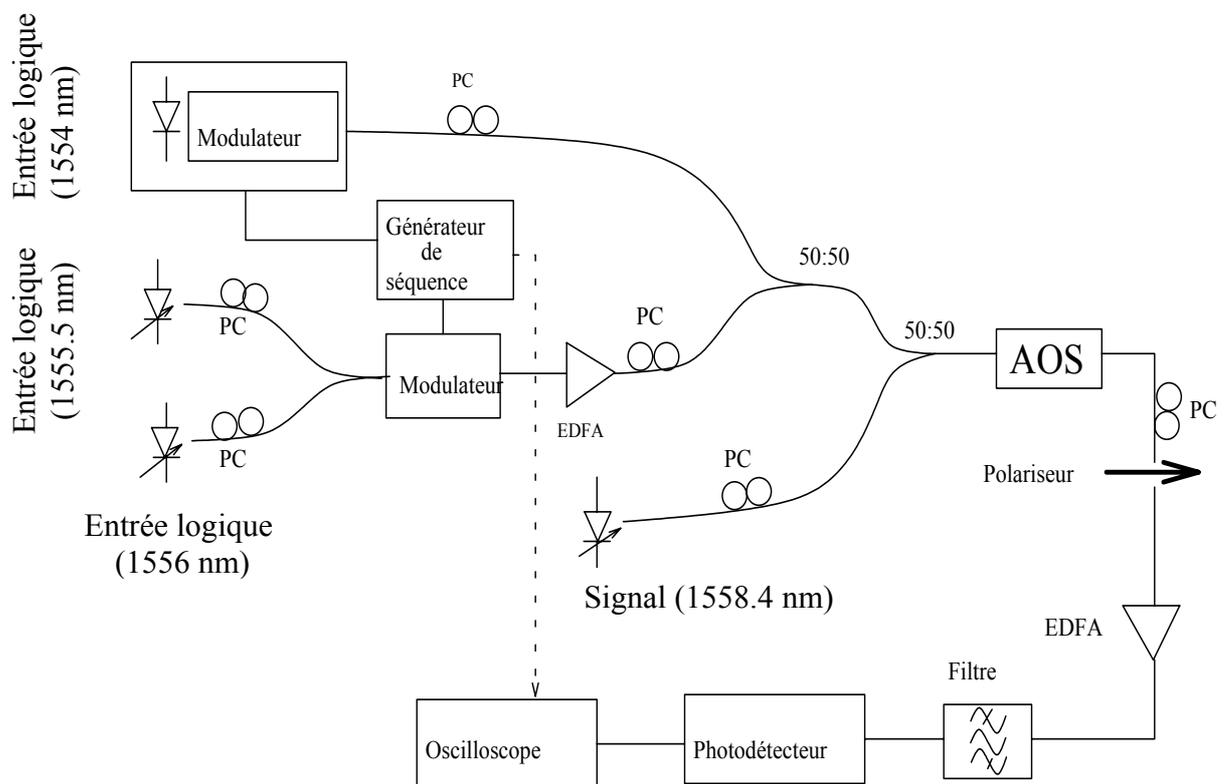


Figure 5.4 : Montage expérimental pour la réalisation de la porte NOR à 2.5 Gb/s NRZ

Le montage de la PLTON est réalisé de la manière suivante : Dans la première partie, l'entrée logique III est éteinte. Les deux autres entrées logiques sont des lasers accordables (Photonics Nano- Tunics). Les amplitudes de ces entrées logiques sont modulées grâce à un modulateur Mach-Zehnder piloté par un générateur de séquences pseudo-aléatoires (PRBS : Pseudo-Random Bits sequences). Les signaux PRBS à 2.5 Gbit/s NRZ sont amplifiés par un EDFA afin d'obtenir le même état bas pour les deux entrées logiques. Ces deux signaux sont introduits dans l'AOS en respectant les conditions établies précédemment, à savoir une polarisation linéaire à 100° de l'axe quasi TE et de longueurs d'onde 1556 et 1556.2 nm. Le

signal continu est injecté dans l'AOS proche de l'axe quasi TM dans les mêmes conditions définies dans le paragraphe précédent. Le contrôleur de polarisation et le polariseur à la sortie permettent de réaliser la sortie logique. Le signal de sortie logique est amplifié, filtré puis détecté à l'aide d'un photo-détecteur rapide HP11982 qui est connecté à un oscilloscope à échantillonnage HP54120. L'efficacité de la PLTON est estimée en mesurant le taux d'extinction, qui est la différence entre l'état haut et l'état bas de la sortie logique. Le taux d'extinction en régime statique en l'absence de l'EDFA est de 18 dB et est dégradé de 8 dB en présence de l'EDFA à cause de l'émission spontanée de ce dernier. La figure 5.5 montre les deux entrées logiques et la sortie logique.

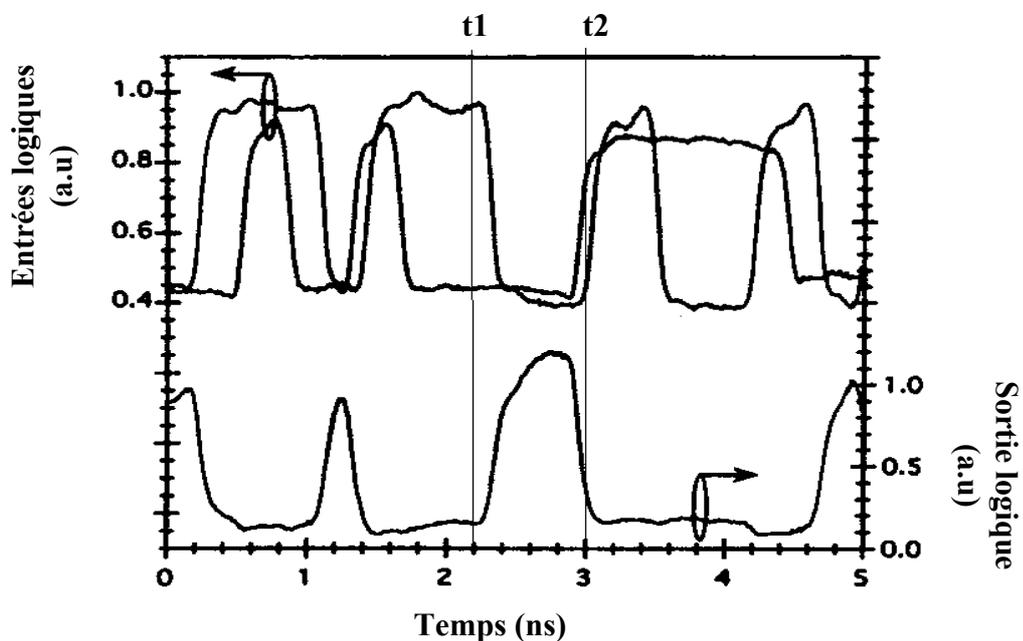


Figure 5.5 : Porte NOR à deux entrées logiques

On constate que le taux d'extinction du signal de sortie logique est amélioré par rapport à celui des entrées logiques. On gagne 4 dB par rapport aux entrées logiques. En effet le taux d'extinction de la sortie logique dépend du taux d'extinction du polariseur à la sortie de l'AOS et des émissions spontanées (EDFA et AOS).

On remarque aussi entre les instants t1 et t2 que le niveau 1 de la sortie logique est supérieur aux autres niveaux 1 logiques. Ceci apparaît dans le cas où l'une des entrées logiques reste au niveau zéro pendant deux temps bit : le gain de l'AOS est moins saturé et la sortie logique est plus amplifiée. Ceci peut poser un problème dans le cas d'une configuration système. Il suffit

d'utiliser un autre AOS en régime de saturation à la sortie de la PLTON pour égaliser les niveaux 1 logiques.

Nous avons montré dans [Soto et al, 2002] que l'efficacité de la modulation croisée de polarisation est accentuée quand la longueur d'onde du signal de contrôle (ici l'entrée logique) est proche du pic de gain de l'AOS.

On introduit maintenant un troisième signal correspondant à une entrée logique supplémentaire de longueur d'onde toujours proche du pic de gain de l'AOS de telle sorte que la somme totale des trois entrées logiques permette de se placer dans des conditions optimales similaires à celles décrites précédemment. Ainsi quand au moins une des entrées logiques est activée, l'état de polarisation de la sortie logique est inchangé. De cette manière nous pouvons réaliser une PLTON à trois entrées logiques. La table de vérité ci-dessous résume les opérations à effectuer.

Signal de contrôle1	Signal de contrôle2	Signal de contrôle3	Sortie logique	XPolM
0	0	0	1	0
1	0	0	0	(1/3)
0	1	0	0	(1/3)
0	0	1	0	(1/3)
1	1	0	0	(2/3)
1	0	1	0	(2/3)
0	1	1	0	(2/3)
1	1	1	0	Maximale

Tableau 5.6 : Principe de la porte NOR à trois entrées logiques en utilisant la XPolM

La dernière colonne correspond à l'efficacité du phénomène mis en jeu pour réaliser la rotation non linéaire de polarisation à la sortie de l'AOS. Nous avons utilisé le même montage expérimental que précédemment sauf que la troisième entrée logique est activée. Ce signal est obtenu d'un laser DFB modulé à 1.25 GHz par un signal périodique. Les trois entrées logiques et le signal continu ont respectivement pour longueurs d'onde 1554, 1555.5, 15556 et 1558.4 nm. La puissance de chacune des entrées logiques est respectivement égale à 0.2 et 0.2 et 0.4 mW et la puissance du signal continu est fixé à 0.1 mW. Ce dernier est injecté dans l'AOS, dans une polarisation rectiligne proche de l'axe quasi TM. Quant aux trois entrées

logiques, elles sont injectées à 100° de l'axe quasi TE. De cette manière une PLTON à trois entrées logiques est réalisable. La figure 5.7 montre les entrées logiques, et la sortie logique filtrée et amplifiée par un EDFA.

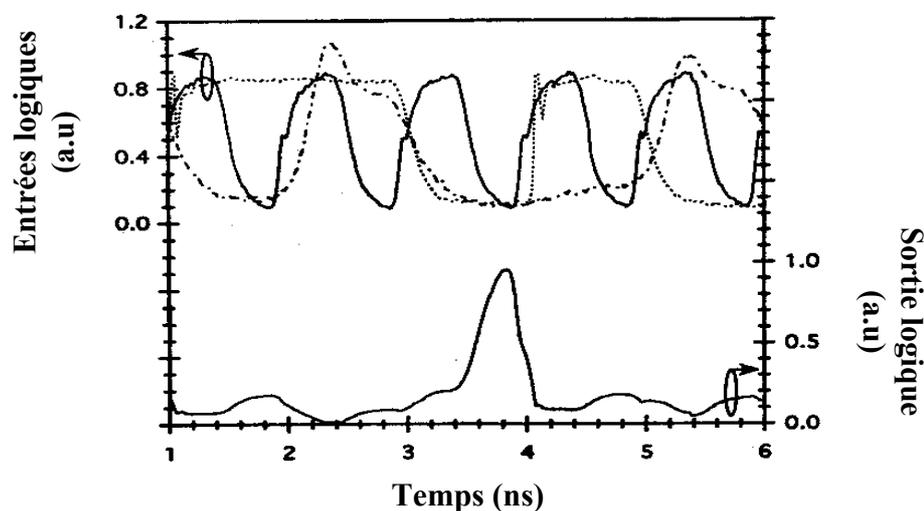


Figure 5.7 : Porte NOR à trois entrées logiques

Nous avons une amélioration du taux d'extinction des entrées logiques par rapport à la PLTON à deux entrées logiques. Le fait d'injecter un troisième faisceau, réduit l'émission spontanée.

5.1.1.5 Conclusion

Nous avons réalisé une porte logique tout optique NOR à deux et trois entrées logiques basées sur l'effet de la modulation croisée de polarisation. Cette porte utilise seulement un seul AOS sans signal d'horloge de synchronisation, sans étage d'inversion comme dans les applications basées sur les modulations croisées de gain et de phase. Contrairement à la configuration interférométrique, celle utilisée pour réaliser cette porte logique est simple. Cette porte est intégrable avec les circuits photoniques. L'efficacité de la porte est estimée en mesurant le taux d'extinction de 10 dB en dynamique. Cette porte est testée avec succès à 2.5 Gb/s mais peut fonctionner pour des débits supérieurs. Nous nous sommes limités à 2.5 Gb/s pour des raisons pratiques.

5.1.2. Porte logique tout optique AND

Les fonctions logiques comme les opérations, pourraient être utilisées dans les futures configurations du réseau optique, dans le but par exemple de la reconnaissance des en-têtes. Des *Portes Logiques Tout Optique AND* (PLTOA) utilisant le mélange à quatre ondes, et les effets non linéaires ultra-rapides dans l'AOS, et en configuration interférométrique (UNI : Ultrafast Nonlinear Interferometer) ont été démontré dans [Andrekson et al, 1991], [Schnabel et al, 1993], [Nesset et al, 1995],[Avramopoulos et al, 2001], [Hall et al, 1998]. Dans cette configuration interférométrique, on exploite la biréfringence naturelle de l'AOS. A l'aide d'un contrôleur de polarisation et d'un polariseur à la sortie, on réalise la fonction AND. Dans le cas de la PLTOA, basée sur le mélange à quatre ondes dans l'AOS, un signal de contrôle constant de même polarisation que l'une des deux entrées logiques entre en battement en engendrant la modulation du gain du milieu amplificateur et de l'indice effectif, et génère des signaux conjugués. Ces signaux conjugués sont générés seulement quand les trois signaux sont présents. Ainsi la fonction AND est réalisée. Dans le premier montage la longueur d'onde du signal de sortie dépend de la longueur d'onde des signaux d'entrées. La seconde application requiert des impulsions très brèves qui sont complexes à mettre en œuvre, et nécessite des fibres à maintien de polarisation identiques et de même longueurs. Ces fibres peuvent être encombrantes dans l'optique d'intégration aux circuits photoniques.

Nous proposons de réaliser expérimentalement une porte logique tout optique AND basée sur la modulation croisée de polarisation dans un amplificateur optique à semi-conducteur. Cette configuration diffère de celles citées précédemment car la longueur d'onde de sortie est indépendante de celles des entrées logiques.

5.1.2.1. Efficacité de la modulation croisée de polarisation

Nous avons mesuré l'efficacité de la modulation croisée de polarisation dans l'AOS en déterminant les coefficients de conversions TM/TE et TE/TM. Cette étude est faite en fonction de la puissance et de la polarisation des signaux injectés dans l'AOS. Pour mieux approfondir cette étude, on va déterminer les coefficients de conversion TM/TE et TE/TM en fonction de la longueur d'onde des signaux pompe et sonde, et de leurs positions respectives par rapport au pic de gain. Nous allons utilisé un montage pompe sonde en espace libre comme suit :

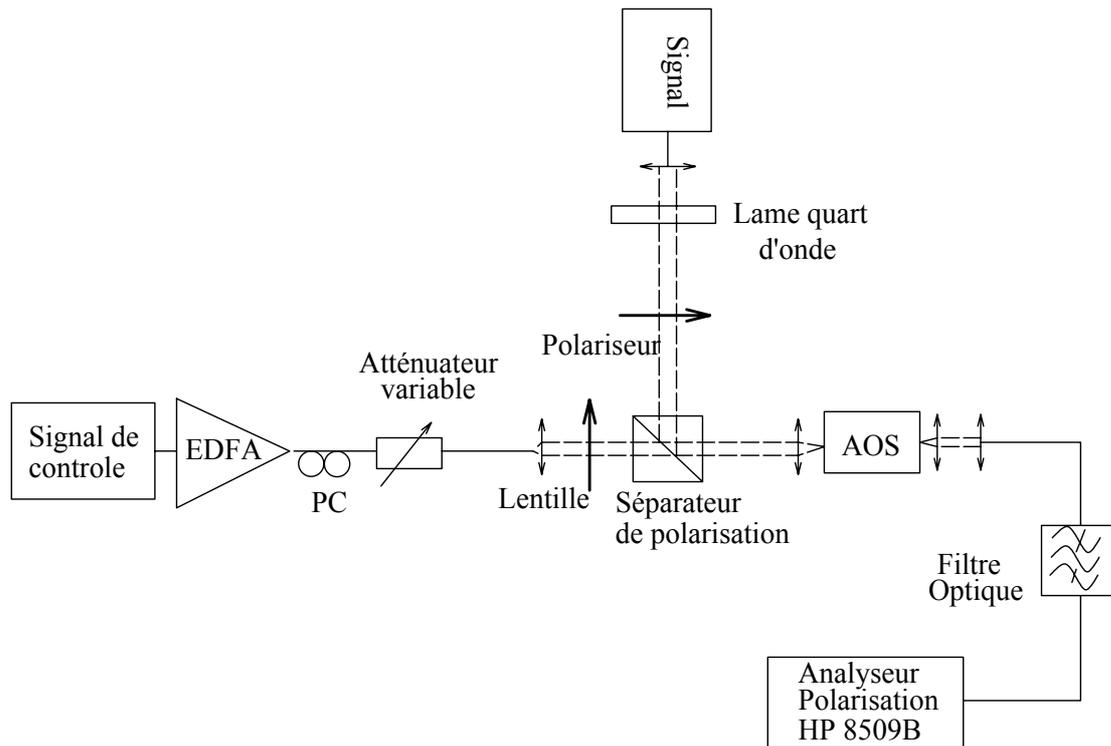


Figure 5.8 : Montage expérimental pour déterminer les coefficients de conversion

Cette expérience utilise une configuration co-propagative. Elle consiste à introduire, dans un premier temps, le signal pompe de longueur d'onde variable entre 1549 et 1560 nm en co-propagation avec un signal sonde fixé au pic de gain de l'AOS à 1562 nm. Dans un second temps, il s'agira de fixer le signal sonde à 1549 nm et de faire varier la longueur d'onde du signal pompe de 1551 à 1560 nm. Dans chacune des configurations, on détermine les coefficients de conversion TM/TE et TE/TM. Le signal pompe et le signal sonde sont injectés dans l'AOS en tenant compte des pertes qui sont respectivement de -9 et -18 dBm. On déterminera la matrice de Jones du signal sonde quand l'AOS est perturbé par un signal de contrôle de longueur d'onde variable. Ceci nous permettra par la suite de calculer le coefficient de conversion à partir des relations du chapitre 3. Nous avons démontré dans le chapitre 3, que la rotation de polarisation dans la modulation croisée de polarisation est maximale pour une injection des signaux proche de l'axe quasi TM. Par conséquent le signal pompe de polarisation linéaire est injecté dans l'AOS dans la polarisation quasi TM. La polarisation linéaire du signal sonde sera injectée dans l'axe propre du guide d'onde de l'AOS. Nous avons utilisé un AOS de type Ridge fabriqué à ETH Zurich [Holtmann et al, 1996] de longueur 1.5 mm et polarisé à 500 mA. L'AOS est contrôlé en température, celle-ci

est fixée à 20° . La figure 5.9 montre les coefficients de conversion TE/TM et TM/TE qui représentent l'efficacité de la modulation croisée de polarisation.

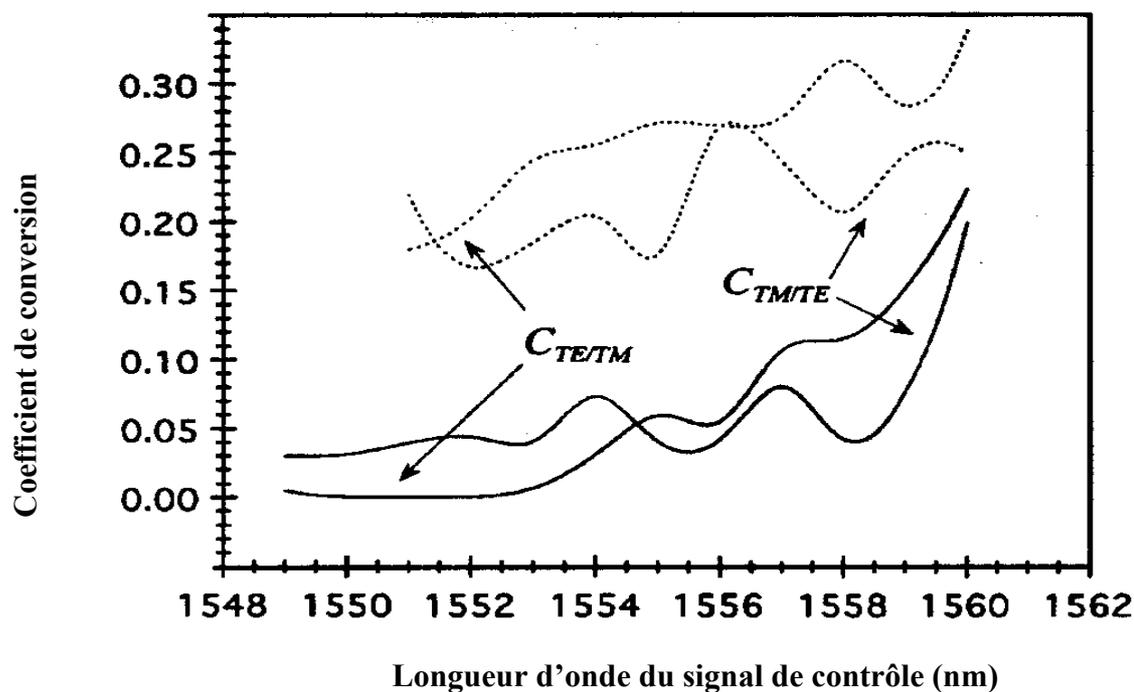


Figure 5.9 : Evolution des coefficients de conversion du signal sonde en fonction de la longueur d'onde du signal pompe et de la position du signal sonde par rapport au pic de gain
 trait plein (le signal sonde est fixé au pic de gain (1562 nm)
 en pointillé (le signal est fixé à 1549 nm)

On constate que ces coefficients dépendent de la longueur d'onde de pompe. En effet ils augmentent quand la longueur d'onde du signal de contrôle se rapproche du pic de gain de l'AOS indépendamment de la longueur du signal sonde. En utilisant judicieusement les longueurs d'onde des signaux de contrôles (entrées logiques) et du signal sonde (sortie logique) sans trop affaiblir l'efficacité de l'effet de la modulation croisée de polarisation, on peut réaliser une porte logique tout optique AND [Soto et al, 2001 c]. Pour une utilisation optimale de la XPolM, les entrées logiques seront proches du pic de gain de l'AOS. Si cette condition n'est pas réalisée, il suffit d'augmenter la puissance des entrées logiques pour augmenter les coefficients de conversion. Par conséquent, on peut travailler avec plusieurs entrées logiques de longueurs d'onde proches du pic de gain ou éloignées de celui-ci mais la somme totale des puissances optiques doivent être inférieure à 20 mW. Au delà de cette puissance, nous risquons d'abîmer les couches antireflets des facettes. Pour sélectionner la sortie logique à l'aide d'un filtre optique, il faut que la longueur d'onde de la sortie logique

diffère de celles des entrées logiques car nous avons utilisé une configuration en co-propagation.

5.1.2. 2. Montage et résultats expérimentaux

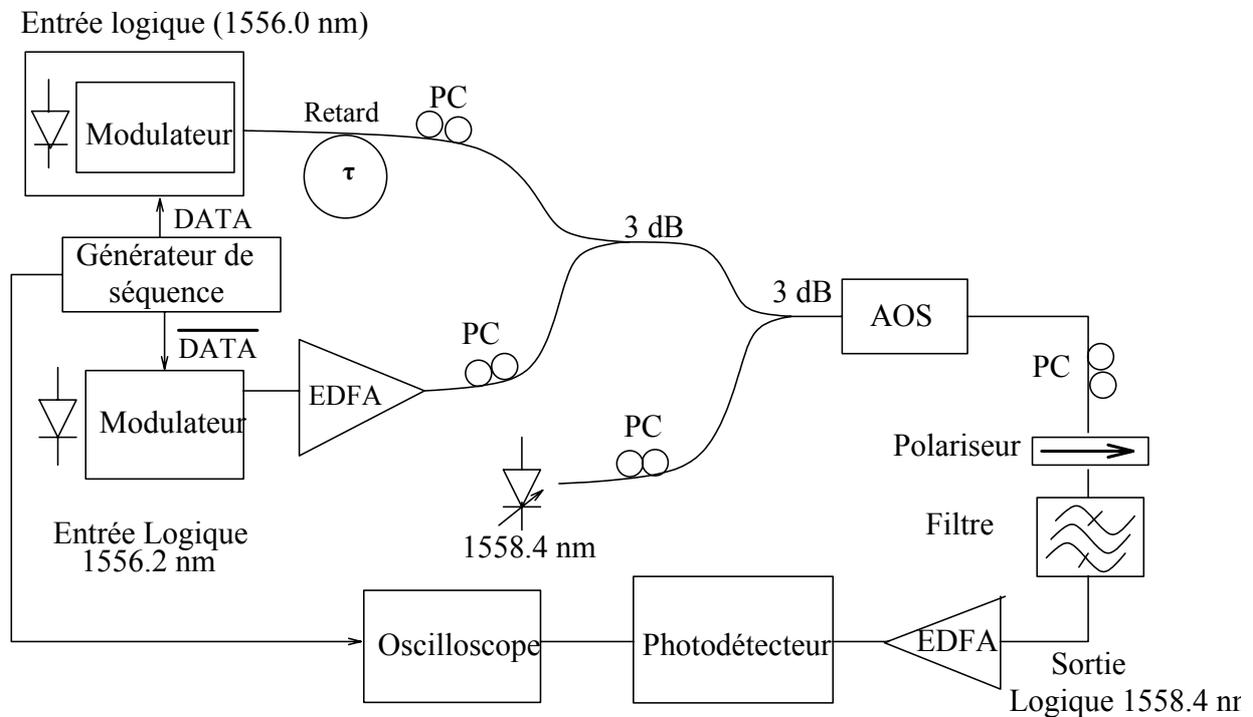


Figure 5.10 : Montage expérimentale de la porte AND à 2.5 Gb/s NRZ

L'AOS utilisé est identique à celui cité ci-dessus, polarisé à 500 mA et contrôlé en température à 20°C. Les entrées logiques proviennent d'un laser modulateur intégré fabriqué à Alcatel (ILM 1915 : integrated laser modulator) émettant à 1556 nm, et d'un laser accordable (Photonetics Nano-Tunics) émettant à 1556.2 nm. La sortie de ce dernier est modulée en amplitude avec un modulateur optique de type Mach Zehnder. Ce dernier est piloté par un générateur de séquences pseudo-aléatoires HP70841B. Afin d'obtenir deux entrées logiques distinctes dans l'AOS, le signal électrique pilotant la modulation externe du laser accordable est inversé et décalé dans le temps. La sortie du modulateur externe est amplifiée afin de compenser les pertes à l'aide d'un EDFA. Les deux entrées logiques sont contrôlées en polarisation, puis elles sont mélangées à l'aide d'un coupleur à fibre 3 dB.

Un autre coupleur à fibre 3 dB permet de mélanger le signal continu de longueur d'onde 1558.4 nm issu d'un autre laser accordable connecté à un contrôleur de polarisation (sortie

logique), aux deux entrées logiques afin de les injecter simultanément dans l'AOS. Chacune des entrées logiques a une puissance optique de -9 dBm en tenant compte des pertes.

La puissance du signal continu est fixé à -6 dBm. La sortie de l'AOS est connectée à un contrôleur de polarisation, suivi d'un polariseur et d'un filtre optique centré sur la longueur d'onde du signal continu afin d'obtenir la sortie logique. Ce signal est amplifié à l'aide d'un EDFA, filtré optiquement et injecté dans une photodiode rapide HP11982 qui est connectée à un oscilloscope à échantillonnage HP54120. L'injection dans l'AOS est réalisée grâce à une lentille; la lumière à la sortie de l'AOS est collectée avec une fibre lentillée afin d'éviter des oscillations sur la courbe de gain de l'AOS. En effet, si l'injection et la récupération de la lumière dans l'AOS se font avec des lentilles, ces dernières forment une cavité qui perturbe l'AOS. La dépendance en polarisation de l'AOS est de 3 dB en régime petit signal. Par conséquent, on peut l'exploiter pour déterminer avec une bonne approximation les axes propres du guide d'onde optique de l'AOS. Ainsi les trois signaux optiques polarisés linéairement sont injectés dans l'AOS proche de l'axe quasi TM (entre 80° et 90°) où la XPolM est plus efficace. En présence de tous les signaux de contrôle, on obtient le rapport entre la composante TE et la composante TM pour le signal constituant la sortie logique de 4,5. Ce coefficient est de 0,5 en présence d'un seul signal de contrôle. La polarisation du signal est donc fortement modifiée, lors de son passage dans l'AOS sous la perturbation de tous les signaux de contrôle. Cependant cette modification est négligeable en présence d'un seul signal de contrôle. Donc, suivant la puissance injectée, nous allons observer une variation de l'état de polarisation du signal à la sortie. De cette manière, en absence d'entrées logiques, le contrôleur de polarisation placé à la sortie de l'AOS permet d'ajuster la polarisation de la sortie logique de telle sorte qu'elle soit bloquée par le polariseur placé juste après ce contrôleur. En présence d'une seule entrée logique la polarisation de la sortie logique reste inchangée. En effet, la modulation croisée de polarisation produite dans ce cas est faible, elle modifie par conséquent très peu l'état de polarisation à la sortie du polariseur. Par contre la présence des deux entrées logiques perturbe fortement le milieu amplificateur, ce qui conduit à une modification de l'état de polarisation. Cette modification se traduit par une rotation de l'état de polarisation du signal à la sortie de l'AOS proche de 90° à la sortie du polariseur. De cette manière une porte logique tout optique AND est réalisée. La table de vérité est de la forme suivante :

Signal de contrôle1	Signal de contrôle 2	Sortie logique	XPoIM
0	0	0	faible
0	1	0	faible
1	0	0	faible
1	1	1	forte

Tableau 5.11 : Table de vérité de la porte AND à deux entrées logiques

Une modification simple de l'angle du polariseur à la sortie de l'AOS permet de changer les états de polarisation de la sortie logique afin de réaliser une porte NAND.

La figure 5.12 montre la fonction AND à deux entrées logiques, réalisée avec un seul AOS, exploitant la modulation croisée de polarisation dans l'AOS.

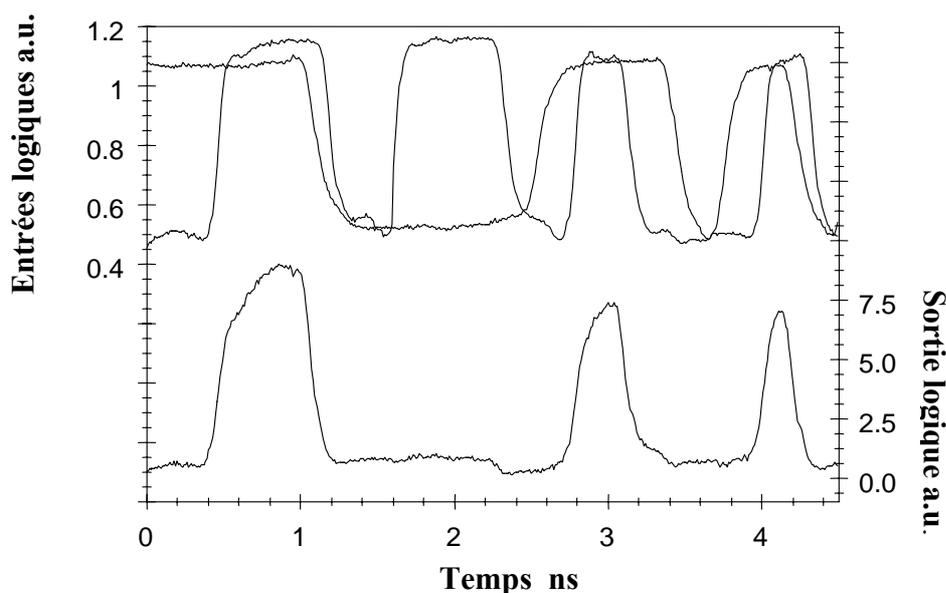


Figure 5.12 : Porte AND à deux entrées logiques modulées à 2.5 Gb/s NRZ

Cette courbe montre les deux entrées logiques modulées à 2.5 Gb/s NRZ, codées avec une séquence pseudo aléatoire de longueur $2^{23} - 1$ et la sortie logique.

L'efficacité de cette fonction est estimée en mesurant le taux d'extinction de la sortie logique ; il est de 8 dB [Soto et al, 2002]. Cependant cette mesure est effectuée après amplification avec un EDFA placé à la sortie du système (voir figure). Si on effectue cette mesure en statique sans l'EDFA, on trouve un taux d'extinction de 16 dB. Cette dégradation du taux

d'extinction est due à l'émission spontanée amplifiée (ASE : Amplified Spontaneous Emission).

On constate que le niveau bas des entrées logiques est élevé comparé à la sortie logique. En effet, l'utilisation d'un EDFA pour amplifier une des entrées logiques a dégradé le niveau bas de celle-ci. Afin d'avoir les états bas semblables pour les deux entrées logiques, le niveau des états bas du signal qui n'est pas amplifié, est augmenté jusqu'à atteindre celui de l'autre signal d'entrée. Il est intéressant de noter que, malgré l'utilisation d'un EDFA à la sortie du système, la sortie logique a un meilleur taux d'extinction, comparé aux entrées logiques. En effet, le contrôleur de polarisation à la sortie du système, permet d'ajuster la polarisation de la sortie logique afin qu'elle soit efficacement bloquée à la sortie du polariseur. Ceci est réalisé quand toutes les entrées logiques sont éteintes (état bas). Ainsi, le niveau bas de la sortie logique dépend seulement du taux d'extinction du polariseur et de l'émission spontanée amplifiée de l'AOS. Sans modification du montage expérimental, on ajuste simplement le contrôleur de polarisation à la sortie du système, afin de bloquer la sortie logique quand toutes les entrées logiques sont activées. Par conséquent, en présence d'au plus une entrée logique, la sortie logique traverse le polariseur comme le montre la figure 5.10

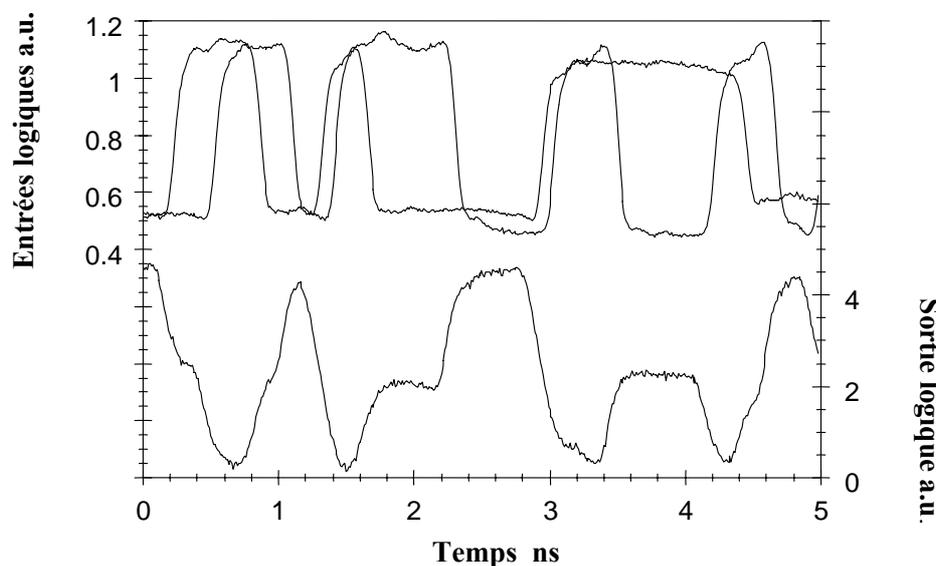


Figure 5.13 : Porte NAND à deux entrées logiques modulées 2.5 Gb/s NRZ

Cette courbe montre les deux entrées logiques modulées à 2.5 Gb/s NRZ, codées avec une séquence pseudo aléatoire de longueur $2^{23} - 1$ et la sortie logique. Cependant la porte tout optique NAND n'est pas obtenue. En effet, nous avons obtenu deux niveaux 1 logiques différents car, d'une part la combinaison des entrées logiques engendre un faible effet de

modulation croisée de polarisation et, d'autre part, le gain de l'AOS en absence des entrées logiques est plus élevé. La modification simple de l'angle du polariseur ne suffit pas pour réaliser la porte NAND. Il faudrait modifier complètement les conditions d'injection des entrées logiques. Pour y remédier, il faudra utiliser un autre AOS en régime de saturation, afin d'égaliser tous les niveaux 1 logiques. De cette manière la fonction NAND serait obtenue.

5.1.2.3. Conclusion

Nous avons réalisé une porte logique tout optique AND à 2.5 Gb/s, basée sur la modulation croisée de polarisation. Pour des raisons techniques nous nous sommes limités à ce débit. Nous avons montré que l'efficacité de l'effet est accrue quand la longueur d'onde du signal perturbateur du milieu amplificateur de l'AOS est proche du pic de gain de l'AOS. Les signaux injectés dans l'AOS sont polarisés linéairement et proches de l'axe quasi TM, afin d'avoir un effet de la modulation croisée de polarisation maximum. Ceci est différent des autres applications où seule la biréfringence induite de l'AOS est exploitée.

5.1.3. Porte logique tout optique NOTXOR

5.1.3.1. Introduction

Dans les réseaux de transmission à haut débit, de nombreuses fonctions tout optiques ont été démontrées. En particulier, l'opération booléenne XOR, qui est la fonction logique fondamentale est utilisée pour l'identification d'entête [Fjelde et al, 2000 b], et le codage des données [Houbavlis et al, 1999 a].

Des *Portes Logiques Tout Optique XOR* (PLTOX) utilisant la modulation croisée de phase dans l'AOS ont été réalisées dans différentes configurations. Lee et al ont démontré une PLTOX sans signal horloge [H.J. Lee et al, 2001], Houbavlis et al ont réalisé une PLTOX en configuration Sagnac [T. Houbavlis et al, 1999 b], Bintjas et al, et Robinson et al ont démontré une PLTOX en configuration interférométrique (UNI : ultrafast nonlinear interferometer) [C. Bintjas et al, 2000], [B.S. Robinson et al, 2002 b]. Ces méthodes nécessitent comme nous l'avons mentionné dans l'étude précédente, des fibres optiques à maintien de polarisation difficiles à intégrer avec des composants photoniques et encombrantes. D'autres topologies de PLTOX ont été démontrées. D'une part , elles utilisent l'interférence entre deux entrées logiques dans un coupleur directionnel à fibre optique

[MacAulay, 2000] et d'autre part, elles exploitent la modulation croisée de phase dans l'AOS dans un système interférométrique de type Mach Zehnder [Paiella et al, 1999], [Kim et al, 2001]. La méthode qui consiste à utiliser l'interférence entre deux entrées logiques, dans un coupleur directionnel à fibre, est limitée par la nécessité d'avoir deux entrées de même longueur d'onde. Dans les autres configurations, deux AOS sont nécessaires. Dans toutes ces applications, la porte logique tout optique conjuguée NOTXOR (\overline{PLTOX}), s'obtient au prix d'une complexification du montage par l'ajout par exemple d'un étage d'inversion. Or cette fonction est un élément de base dans le calcul arithmétique associé au routage des données. Elle permet de réaliser un additionneur avec retenue [Kim et al, 2003 b], en combinant deux fonctions logiques.

Nous proposons de réaliser une porte tout optique NOTXOR utilisant la modulation croisée de polarisation dans un amplificateur optique à semi conducteur [Soto et al, 2001 d]. Cette solution diffère de ses concurrentes en ce qu'elle n'utilise qu'un seul AOS sans horloge de synchronisation, ni fibres, ni des entrées logiques de même longueur d'onde.

5.1.3.2. Caractérisation statique

Nous avons vu que la modulation croisée de polarisation est caractérisée par le coefficient de conversion qui traduit le transfert d'énergie entre les modes, la biréfringence induite et la dépendance en polarisation du gain de l'AOS. Ces coefficients augmentent avec la puissance de saturation de l'AOS et dépendent de la polarisation des signaux optiques à l'entrée de l'AOS. Ainsi pour certains choix judicieux de la polarisation et de la puissance du signal de contrôle à l'entrée de l'AOS, on peut obtenir trois états de polarisations différents pour le signal à la sortie de l'AOS. Le tableau 5.14 résume, les conditions sur la puissance des entrées logiques et, l'état de polarisation à la sortie de l'AOS à obtenir.

Signal de contrôle 1	Signal de contrôle 2	état de polarisation du signal à la sortie
allumé (1)	allumé (1)	A
allumé (1)	éteint (0)	C
éteint (0)	allumé (1)	C
éteint (0)	éteint (0)	B

Tableau 5.14 : L'état de polarisation du signal à la sortie de l'AOS en fonction des signaux de contrôle

Nous proposons d'ajuster les polarisations et les puissances du signal de contrôle et du signal à l'entrée de l'AOS, d'une part pour obtenir à sa sortie trois états de polarisation distincts pour le signal, et d'autre part pour avoir des arcs identiques entre les états A et C, et C et B sur la sphère de Poincaré. La représentation ladite de Poincaré permet de Il apparaît donc optimal de réaliser l'orthogonalité des états A et C d'une part, et des états C et B d'autre part. Ainsi, à l'aide d'un contrôleur de polarisation et d'un polariseur à la sortie de l'AOS permettant de bloquer la polarisation du signal continu à la sortie de l'AOS dans l'état C, nous pouvons réaliser une porte logique tout optique NOTXOR (\overline{PLTOX}).

Signal de contrôle 1	Signal de contrôle 2	état de polarisation	Sortie logique	XPolM
allumé (1)	allumé (1)	A	1	Maximale
allumé (1)	éteint (0)	C	0	1/2
éteint (0)	allumé (1)	C	0	1/2
éteint (0)	éteint (0)	B	1	0

Tableau 5.15 : Table de vérité de la NOTXOR et l'efficacité de la XPolM

Afin de trouver la polarisation adéquate des signaux à l'entrée de l'AOS permettant de réaliser cette \overline{PLTOX} , nous avons mesuré la polarisation du signal à la sortie de l'AOS en présence du signal continu de contrôle pour différentes polarisations et puissances. Ces mesures sont réalisées pour une polarisation du signal proche de l'axe quasi TM, de longueur d'onde 1558.4 nm et de puissance 300 μ W dans l'AOS après correction due aux différentes pertes. La puissance du signal de contrôle injectée dans l'AOS en tenant compte des pertes est de 0 W dans l'état B, 150 μ W dans l'état C et de 300 μ W dans l'état A, et sa longueur d'onde est de 1556 nm. Afin de contrôler ces polarisations, un montage de type pompe sonde en espace libre est nécessaire. L'AOS utilisé est de type ridge de structure massive, fabriqué à ETH Zurich, de longueur 1.5 mm et polarisé à 500 mA. L'AOS est contrôlé en température à 20°. La longueur d'onde du pic de gain de l'AOS pour ce courant de polarisation est de 1560 nm. La figure 5.16 montre le montage expérimental.

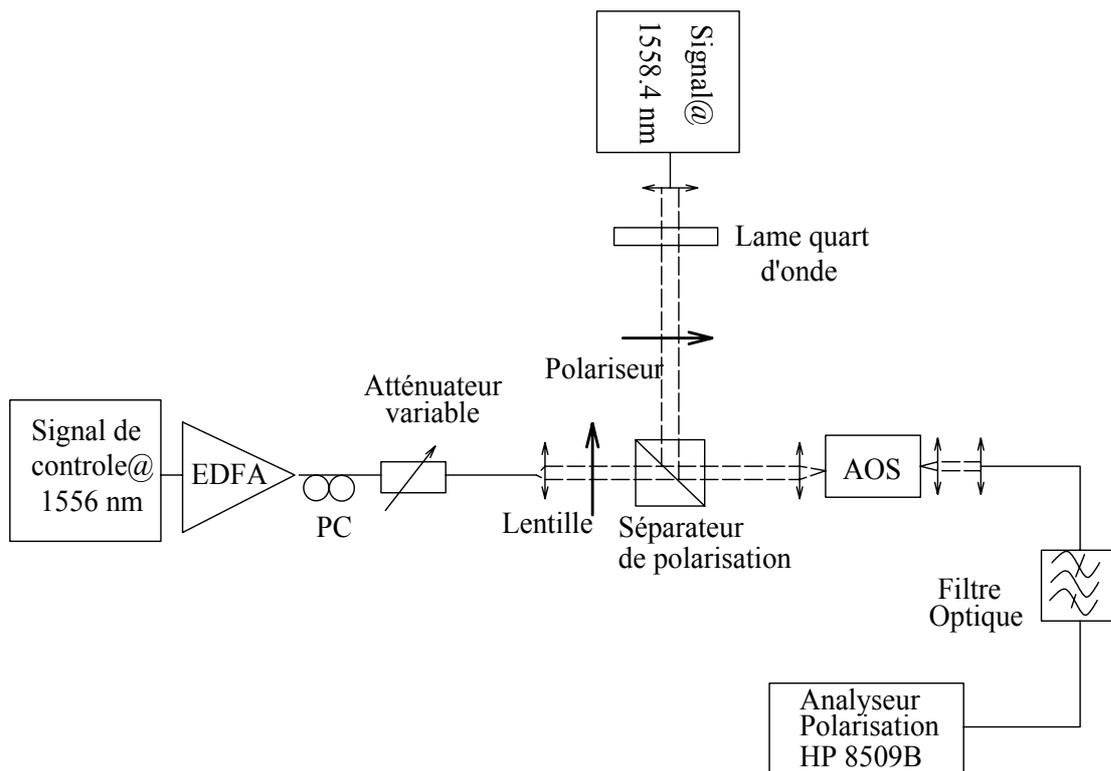


Figure 5.16 : Montage expérimental de caractérisation statique de la XPolM

Deux faisceaux optiques de longueurs d'onde différentes sont injectés simultanément dans l'AOS, avec des polarisations linéaires. L'un, appelé signal de contrôle (forte puissance), est amplifié à l'aide d'un EDFA et est suivi d'un atténuateur optique variable, d'un contrôleur de polarisation et d'une lentille afin de mieux coupler le faisceau dans le guide d'onde optique de l'AOS. Le polariseur permet de définir la polarisation du signal de contrôle dans l'AOS. L'autre est appelé signal et est suivi d'une lame $\left(\frac{\lambda}{4}\right)$ et d'un polariseur. Ces deux faisceaux sont mélangés dans un cube séparateur de polarisation, et injectés dans l'AOS. A l'aide d'un filtre optique, on sélectionne le signal à la sortie de l'AOS et on le transmet vers un analyseur de polarisation HP8509B. Le calibrage de l'analyseur de polarisation est fait avec précaution comme mentionné dans le chapitre 3. La figure 5.17 montre la sphère de Poincaré obtenue pour le signal dans les conditions citées ci-dessus. Ceci a été obtenu pour la puissance de pompe variant entre 0 et 150 μW et de 150 à 300 μW . Pour obtenir les arcs \widehat{BC} et \widehat{CA} identiques, le signal doit être injecté dans l'AOS dans une polarisation linéaire à 105° de l'axe quasi TE de l'AOS.

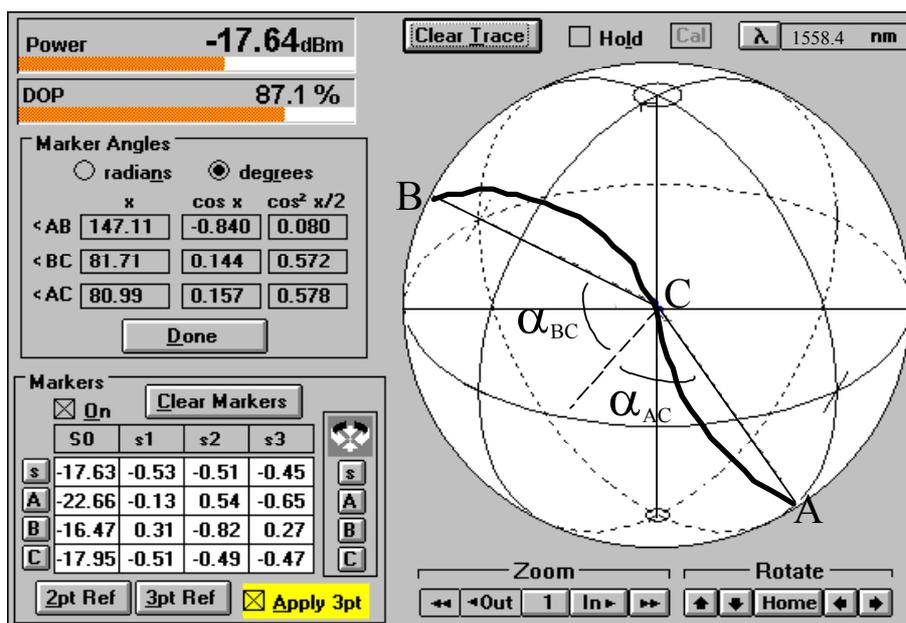


Figure 5.17 : La représentation de Poincaré pour les trois états de polarisation pour le signal continu à la sortie de l'AOS

L'angle entre A et C noté α_{AC} est égal à 81° et l'angle entre B et C noté α_{BC} est égal à 82° . Nous avons donc déterminé les conditions d'injection permettant de déterminer les trois états de la polarisation du signal ci dessus. Mais ce résultat impose des conditions sur la polarisation du signal de contrôle afin d'obtenir une modulation croisée de polarisation maximale. Si on se place dans la même condition expérimentale ci-dessus, en se restreignant au signal dans l'état A, on peut modifier l'angle d'injection du signal pompe afin d'améliorer l'efficacité de la XPolM. L'expérience consiste à introduire dans l'AOS le signal avec une polarisation linéaire fixée à 105° , simultanément avec un signal de contrôle de polarisation linéaire variant entre 0° à 180° avec un pas de 5° . Les paramètres de Stokes normalisés sont déterminés pour chaque état de polarisation du signal de contrôle en utilisant le même analyseur de polarisation cité ci dessus. La puissance du signal de contrôle est fixée à $300 \mu\text{W}$. La figure 5.18 montre les résultats obtenus.

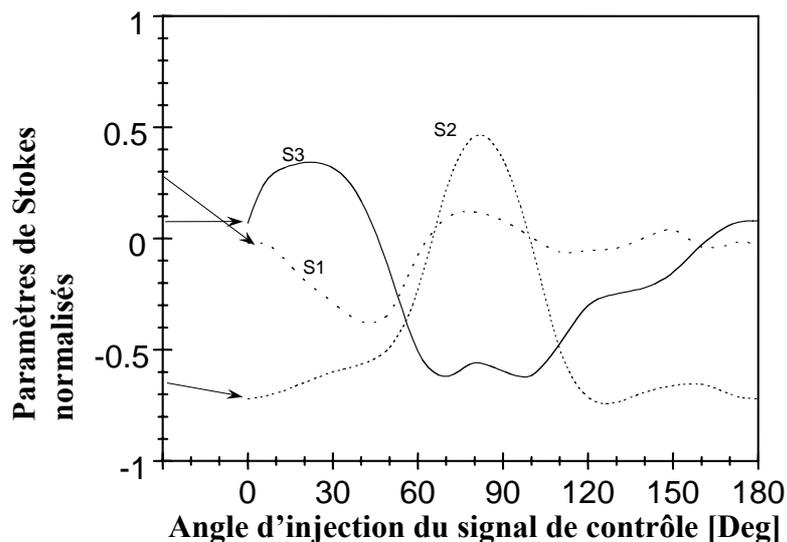


Figure 5.18: Les paramètres de Stokes normalisés en fonction de l'angle d'injection du signal de contrôle

Cette courbe montre les paramètres de Stokes normalisés pour le signal à la sortie de l'AOS dont la polarisation en entrée est fixée à 105° . Le début des flèches à gauche indique les valeurs de ces paramètres de Stokes en l'absence du signal de contrôle et, l'autre bout correspond à ces paramètres en présence du signal de contrôle. Ces résultats confirment ceux obtenus dans le chapitre 3. En effet pour une polarisation du signal de contrôle linéaire à 0° (coïncide avec l'axe quasi TE) les paramètres de Stokes normalisés du signal continu sont proches de ceux obtenus en l'absence du signal de contrôle. Ce qui montre un faible effet de XPolM induit par le signal de contrôle. Par contre, pour une polarisation linéaire du signal de contrôle à l'entrée de l'AOS à 80° de l'axe quasi TE, le milieu amplificateur est fortement perturbé. Les paramètres de Stokes normalisés du signal à la sortie de l'AOS dans le tableau ci-dessous en témoignent.

Signal de contrôle	s1	s2	s3	ATE/ATM	delta (phi) [deg]
éteint	0,29	-0,64	0,08	1,5	172
allumé à 80°	0,1	0,55	-0,49	1,2	-42

Tableau 5.19: Récapitulatif des paramètres caractérisant la XPolM optimale

Le rapport des amplitudes varie peu à la sortie de l'AOS à cause de la saturation de l'AOS, par contre la différence de phase à la sortie de l'AOS fluctue de 214° quand la puissance du

signal de contrôle passe de 0 à 300 μW . Ceci montre bien que l'effet de la XPolM est maximum quand le signal de contrôle de polarisation linéaire est injecté à 80° par rapport à l'axe quasi TE et de puissance 300 μW , et le signal polarisé à 105° de l'axe quasi TE et de puissance 300 μW . Il va donc de soi que le signal perturbe l'AOS en absence du signal de contrôle. En effet, dans le tableau 5.20, nous avons comparé le rapport des amplitudes du signal mesuré et calculé en sortie en l'absence du signal de contrôle. On connaît ce rapport à l'entrée de l'AOS car il est injecté à 105° de l'axe quasi TE. La différence entre le gain TE et le gain TM est estimée à 6 dB. Par conséquent on peut calculer ce rapport à la sortie de l'AOS. Le résultat dans le tableau 5.20 montre que le signal perturbe l'AOS.

	Dépendance en gain de l'AOS (dB)	ATE/ATM
Entrée de l'AOS		0,27
Sortie de l'AOS calculé	6	1,08
Sortie de l'AOS mesurée		1,5

Tableau 5.20 : Impact du signal sur l'AOS injecté à 105° en absence du signal de contrôle

Ceci montre que le signal seul, modifie le milieu amplificateur. Nous avons un phénomène d'auto modulation de la polarisation.

Dans cette nouvelle condition d'injection pour le signal servant de sortie logique et le signal de contrôle, la modification des angles α_{AC} et α_{BC} est de l'ordre de $4,5^\circ$.

Ceci risquerait d'être pénalisant pour le taux d'extinction de la PLTONX. Afin d'y palier, la polarisation linéaire des signaux de contrôle servant des entrées logiques sera ajustée entre 80° et 90° , et le signal sera polarisé linéairement et injecté à 105° .

5.1.3.3. Caractérisation dynamique

5.1.3.3.1. Travail antérieur (Porte XOR)

Des travaux ont été faits au laboratoire pour réaliser une porte tout optique XOR à base de la modulation croisée de la polarisation [Soto et al, 2001 a]. Une démonstration avec succès d'une porte XOR à 5 Gbit/s a été réalisée. Le résultat obtenu est illustré sur la figure 5.21

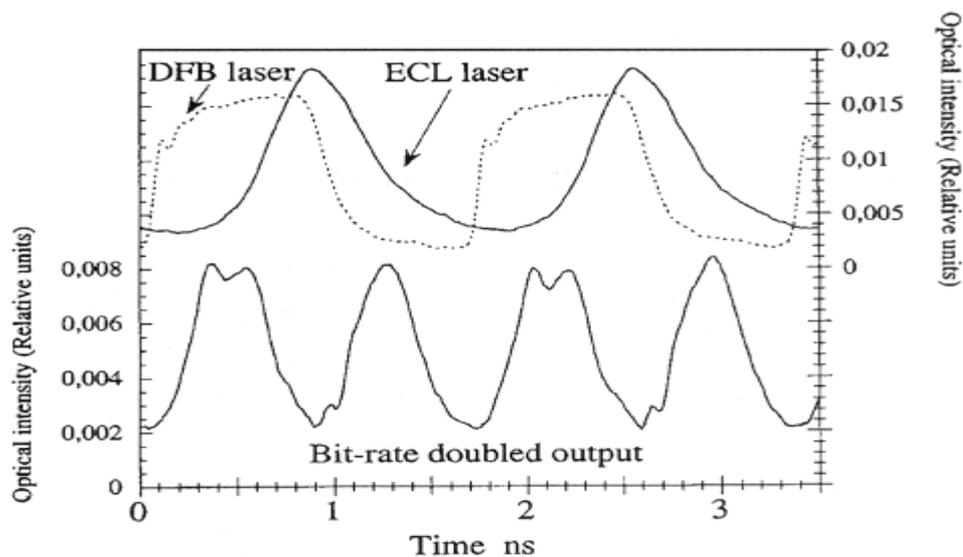


Figure 5.21 : Porte logique XOR à 5 Gbit/s

5.1.3.3.2. Configuration proposée pour la porte NOTXOR

Entrée logique (1556.0 nm)

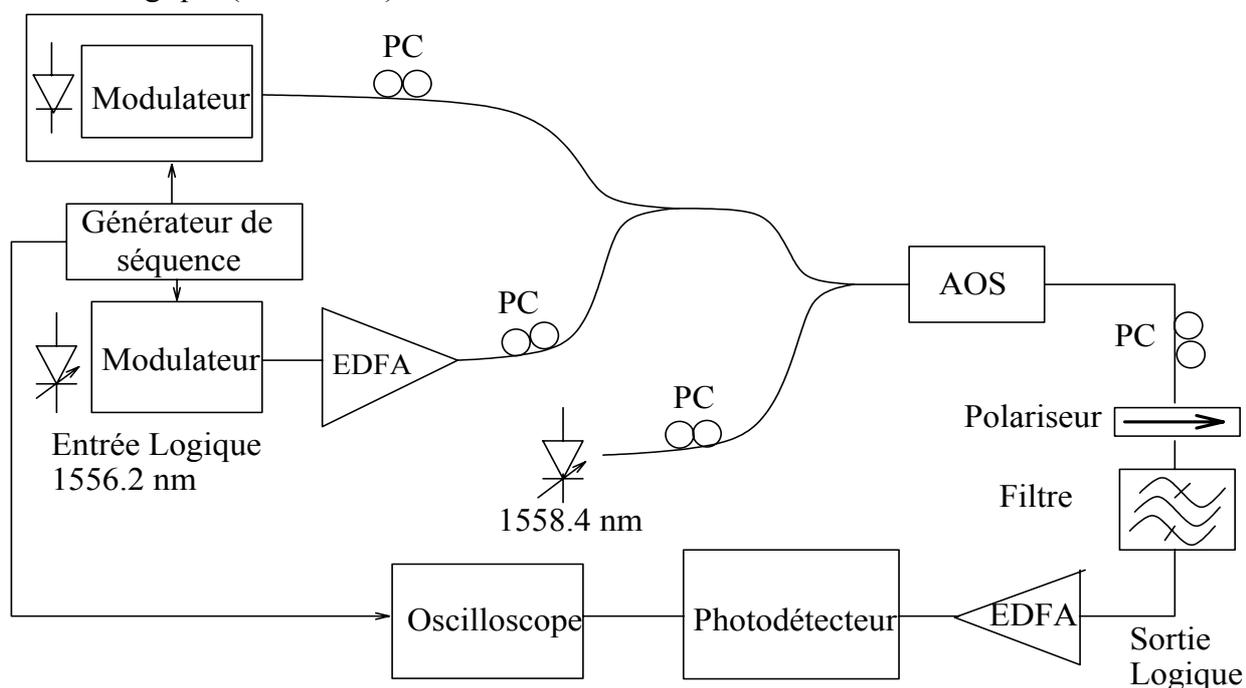


Figure 5.22 : Montage expérimental pour réaliser une porte NOTXOR à 2.5 Gb/s NRZ ; le troisième est un signal continu de puissance 300 μ W. Les longueurs d'ondes sont respectivement 1556 1556.2 et 1558.4 nm. Ces signaux sont obtenus par le laser Alcatel

(ILM 1915) et deux lasers accordables (photonics nano-tunics). Les signaux constituant les entrées logiques sont injectés dans l'AOS avec une polarisation linéaire proche de l'axe quasi TM (80° - 90°) ; ils sont modulés en amplitude avec un générateur de séquence aléatoire HP70841B à 2.5 Gb/s NRZ et de longueur de séquence $2^{23} - 1$. Le signal continu servant de sortie logique est polarisé linéairement et injecté initialement à 105° par rapport à l'axe quasi TE, et le contrôleur de polarisation et le polariseur à la sortie de l'AOS permettent de contrôler la polarisation de ce signal afin de réaliser la fonction souhaitée [Soto et al, 2001b]. Pour améliorer le taux d'extinction de la $\overline{\text{PLTOX}}$, les polarisations des entrées logiques sont modifiées et restent toujours dans les conditions déterminées au préalable. L'AOS est identique à celui utilisé précédemment, polarisé à 500 mA et contrôlé en température à 20°C . La sortie logique est amplifiée avec un EDFA, filtrée optiquement et est suivie d'un détecteur rapide HP11982 connecté à un oscilloscope à échantillonnage HP54120. En absence de l'EDFA, le taux d'extinction est de 16 dB. Ce dernier est dégradé de 8 dB en présence de l'EDFA. La figure 5.23 montre les entrées logiques et la sortie logique filtrée et amplifiée avec l'EDFA [Soto et al, 2004].

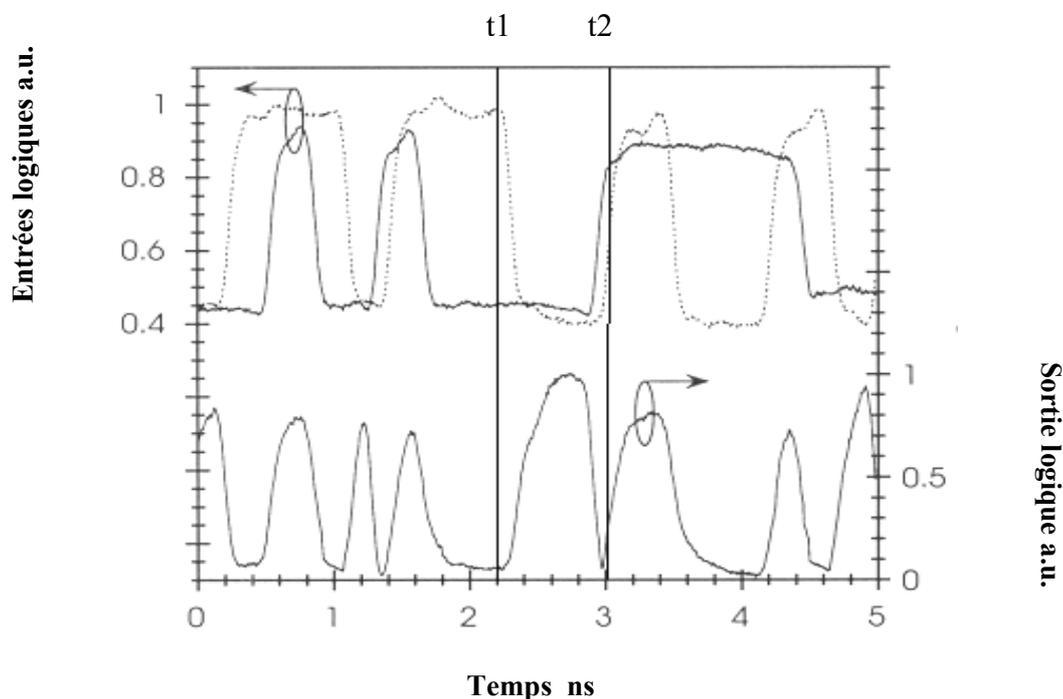


Figure 5.23 : Porte NOTXOR à deux entrées logiques modulées à 2.5 Gb/s NRZ

Il est intéressant de noter que malgré la dégradation du taux d'extinction due à l'EDFA, le taux d'extinction de la sortie logique est amélioré de 4 dB comparé à celui des entrées logiques. Ceci est possible car seuls le taux d'extinction du polariseur et l'émission spontanée de l'AOS comptent. En effet, le PC et le polariseur en sortie gouvernent l'opération de la $\overline{\text{PLTOX}}$. Le polariseur laisse passer le signal ou le bloque suivant les entrées logiques choisies. Suivant la combinaison des entrées logiques, le gain est plus ou moins saturé donc l'ASE est différente en sortie. Etant donné l'isotropie de la polarisation de ce dernier, elle peut également modifier le taux d'extinction du signal à la sortie du polariseur. La dégradation du taux d'extinction des entrées logiques est due à l'entrée logique qui est amplifiée. En effet l'état bas de cette entrée logique est dégradé par l'ASE de l'EDFA. Pour avoir le même état bas pour les deux entrées logiques, le niveau bas de l'entrée logique non amplifiée sera décalé sur celui qui est amplifié. On constate également que le niveau 1 entre les instants t_1 et t_2 est plus grand que les autres niveaux 1. Ceci est dû au fait que l'une des entrées logiques est restée dans l'état bas pendant un temps suffisant pour voir le gain de l'AOS augmenté à cause du rétablissement complet ou partiel de la densité de porteurs. Une façon de remédier à cela est de placer un autre AOS en régime de saturation juste à la sortie, afin d'égaliser les niveaux 1.

5.1.3.4. Conclusion

Nous avons démontré une porte logique tout optique NOTXOR à 2.5 Gb/s NRZ [Soto et al, 2004], basée sur la modulation croisée de polarisation utilisant seulement un seul AOS. Elle est aussi réalisable pour des débits supérieurs ; cependant, nous nous sommes limités à un débit de 2.5 Gb/s pour des raisons techniques. La technique utilisée est différente des autres, car elle n'a pas besoin de signal d'horloge de synchronisation, ni d'étage d'inversion. Cette fonction présente un taux d'extinction de 16 dB. Le mécanisme utilisé dépend de l'inhomogénéité longitudinale de l'indice de réfraction du milieu amplificateur. Par conséquent les phénomènes intervenant dans la dynamique des porteurs dans l'AOS, limitent la modulation croisée de polarisation dans l'AOS. Cette fonction est simple à intégrer dans les circuits photoniques.

5.2. Application basée sur la modulation de phase croisée dans l'AOS

5.2.1. Introduction

L'utilisation de la fibre optique comme milieu de transmission est commune dans beaucoup de réseaux de télécommunication ; les traitements des signaux s'effectuent toutefois dans le domaine électrique après une conversion optoélectronique. Or le taux de transmission dans la fibre optique continue d'augmenter de manière spectaculaire par rapport à la vitesse de traitement des données dans le domaine électrique. Pour compenser cet écart, la prochaine étape pour le développement de communications optiques est l'introduction de tâches de traitement telles que le démultiplexage, la récupération d'horloge, la régénération, la conversion en longueur d'onde dans le domaine optique. La commutation tout optique est un élément clé pour le traitement du signal optique dans le futur système de communication.

Il apparaît donc nécessaire que les composants qui permettront de réaliser ces fonctions satisfassent aux conditions telles que la possibilité d'intégration à grande échelle, la compacité, et la faible énergie de commutation. L'amplificateur optique à semi-conducteur apparaît donc comme le candidat potentiel. De nombreuses études sont réalisées pour étudier les effets non linéaires dans l'AOS. Ces effets sont dus à la dynamique des porteurs. On distingue, le processus intra-bande tels que l'absorption à deux photons, le trou spectral, l'échauffement de porteurs et le processus inter-bande dû à la relaxation des porteurs. Ces effets qui sont mentionnés sont dus à la non linéarité du gain. Les temps de retour à l'équilibre du gain varient entre 100 et 1000 ps et sont responsables de la dynamique rapide de l'AOS. La durée de vie de porteurs peut être réduite à quelques dizaines de picosecondes en travaillant à très haute densité de porteurs ou en utilisant un faisceau de maintien [Manning et al, 1997], [Usami et al, 1998]. Après avoir réduit la durée de vie des porteurs, la dynamique inter-bande peut en effet limiter la vitesse de ces fonctions. Une façon d'y remédier est de réaliser un système interférométrique exploitant le dynamique intra-bande (SIUR : système interférométrique ultra rapide ou UNI : Ultrafast Nonlinear Interferometer) [Patel et al, 1996 b]. Comme nous l'avons mentionné ci-dessus, les effets intra-bandes sont : l'échauffement des porteurs [Mecozzi et al, 1997], le trou spectral [Hall et al, 1994], [Tiemejer et al, 1991], et l'absorption à deux photons [D'Ottavi et al, 1994]. Pour exciter ces effets non linéaires très rapides [échauffement des porteurs (700 fs), trou spectral (100 fs), absorption à deux photons (35 fs)], on utilise des impulsions brèves. Plusieurs techniques ont été développées pour réaliser ces impulsions dans le domaine des télécommunications. Par exemple le laser à

commutation de gain permet d'obtenir des impulsions courtes mais chirpées. Le fait que les impulsions soient chirpées, permet encore de réduire leur largeur en utilisant des fibres à dispersion négative (DCF). Une autre possibilité de générer des impulsions courtes consiste à utiliser un laser à cavité externe basé sur la technique du blocage des modes. Des impulsions de l'ordre de 1ps sont obtenues. D'autres techniques telles que les lasers à fibre ou les lasers à blocage des modes permettent de générer également des impulsions courtes. Dans l'optique d'une intégration monolithique avec d'autres composants photoniques, les lasers à fibre deviennent encombrants. L'utilisation de fibre à dispersion négative ou d'un laser à cavité externe a rendu le système complexe et difficile à mettre en pratique.

Nous proposons une démonstration expérimentale d'un commutateur tout optique à partir d'un nouveau schéma de SIUR, utilisant un amplificateur optique à semi conducteur et des impulsions de contrôle de largeur de l'ordre de la dizaine de picoseconde, obtenues avec un laser à commutation de gain. L'efficacité de ce commutateur sera estimée en mesurant le taux d'extinction. Nous avons mesuré la fenêtre de commutation, afin d'estimer l'impact de la gigue sur ce commutateur. Nous avons également étudié la vitesse de l'effet mis en jeu et l'impact de la polarisation du signal de contrôle sur la réponse du commutateur.

5.2.2. Le principe du SIUR (UNI-gate)

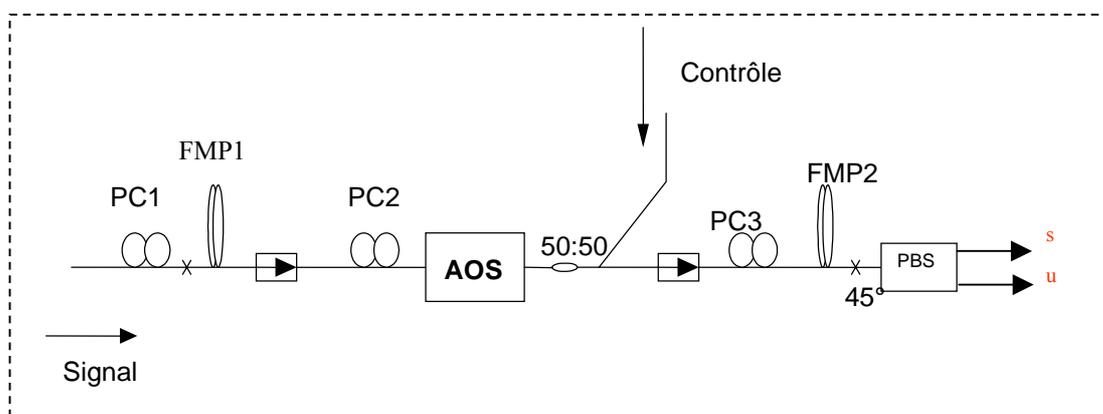


Figure 5.24 : Le principe de SIUR

Le montage expérimental est décrit sur la figure 5.24. La commutation tout optique utilisant le SIUR est basée sur la rotation de polarisation du signal en présence du signal contrôle. Le signal est divisé en deux composantes orthogonales et décalées dans le temps lors de son passage dans une fibre à maintien de polarisation (FMP) et est injecté dans un AOS. On choisit la longueur de la FMP de manière à obtenir un décalage entre les deux composantes du signal égal à la moitié du temps bit. Une des composantes du signal est synchronisée avec le

signal de contrôle. Ce dernier va engendrer une perturbation localisée de la densité de porteurs. Pour une certaine puissance du signal de contrôle injectée, la modulation croisée de phase va induire un changement de phase égal à π sur la composante du signal qui est synchronisée avec le signal de contrôle. A la sortie de l'AOS, le retard causé par le premier FMP est compensé par une autre FMP de même longueur. Cette opération est très délicate car une légère différence entre les longueurs ou les propriétés du FMP peut jouer sur l'efficacité de la fonction envisagée. On utilise un contrôleur de polarisation et un polariseur à la sortie pour laisser passer ou bloquer le signal. On constatera que le résultat de l'interférence du signal dans le polariseur dépendra de la compensation du retard avec la FMP de sortie. Le SIUR comparé au système interférométrique de type Mach Zehnder [Tajima et al, 1995] est avantageux. En effet, dans le cas du SIUR, les deux composantes parcourent le même milieu ; ce qui confère une certaine stabilité au montage.

Nous proposons de réaliser expérimentalement une commutation tout optique à base de SIUR où la FMP permet à la fois la séparation des composantes orthogonales et la compensation du retard. Pour réaliser ceci une boucle est réalisée à la sortie de l'AOS afin de repasser une deuxième fois dans la même FMP. Nous comparerons les résultats obtenus avec ceux utilisant deux FMP quasi identiques.

Avant de voir en détail l'approche expérimentale, nous allons d'abord présenter le principe de la compensation du retard et déterminer la fonction de transfert du SIUR.

5.2.2.1. Le principe de la compensation du retard causé par le FMP

La première injection (sous un angle α) du signal à travers la fibre à maintien de polarisation génère deux composantes orthogonales séparées dans le temps. La FMP2 permet de compenser le retard engendré par la FMP1. Pour réaliser ceci, il faut inverser les axes de la FMP2 par rapport à la FMP1. Ce qui revient à injecter selon l'axe lent de la FMP2, la composante rapide du signal issue de la FMP1, et selon l'axe rapide de la FMP2, la composante lente du signal. Si les composantes du signal qui est injecté dans la FMP2 ne coïncident pas avec ses axes, alors chacune des composantes a généré à la sortie de la FMP2 deux composantes orthogonales comme le montre la figure 5.31. Cette compensation est réalisée si on optimise la polarisation à l'entrée de la FMP2 afin d'obtenir seulement l'impulsion centrale. La figure 5.25 montre les deux composantes faisant un angle θ avec les axes de la FMP2.

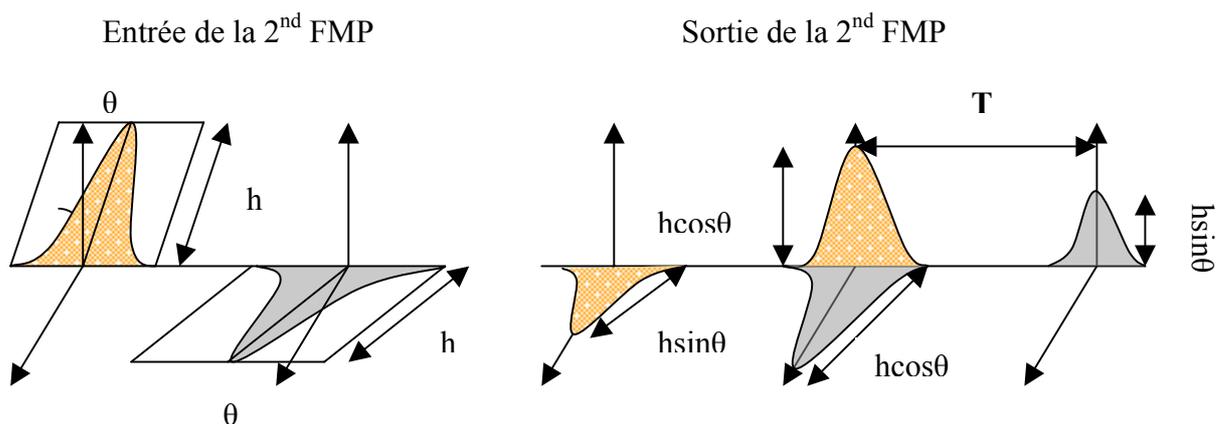


Figure 5.25 : Compensation du retard dû à la FMP

On peut noter que si l'angle θ est nul, les composantes adjacentes à la sortie de la FMP2 sont nulles. Ainsi, le retard est compensé.

La fibre à maintien de polarisation est de type panda (figure 5.26) ; la contrainte appliquée autour de son centre est asymétrique et introduit une biréfringence ($\Delta n = n_y - n_x$) par effet photo-élastique.

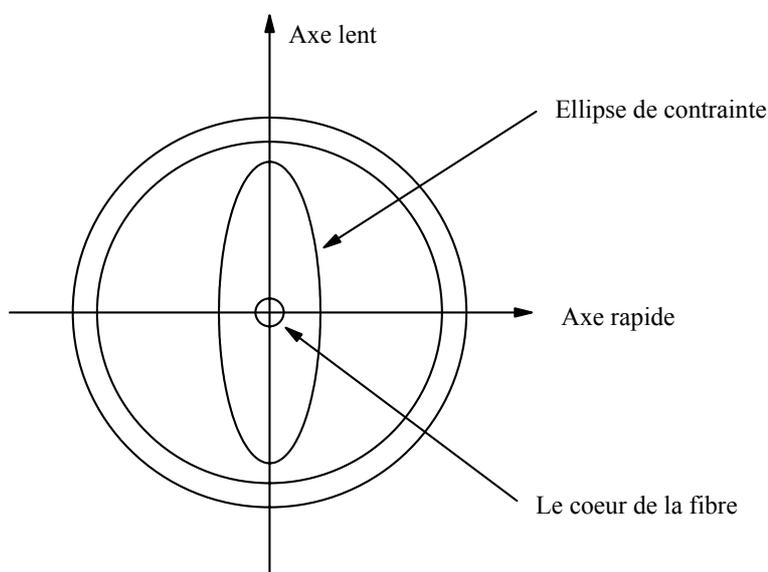


Figure 5.26 : Schéma de la fibre à maintien de polarisation

Une impulsion injectée avec une polarisation ne coïncidant pas avec l'axe lent ou l'axe rapide de la fibre à maintien de polarisation (FMP), se scinde en deux composantes décalées dans le temps à sa sortie. Ce décalage dépend de la longueur et des propriétés physiques de la FMP.

L'axe rapide est dans la direction X et l'axe lent dans la direction Y. Ces axes sont réglés de manière à ce qu'ils coïncident strictement avec les axes propres du guide d'onde de l'AOS. Pour cette raison, on utilise le PC2 dans la figure 5.24, afin de réaliser cette opération. En effet la portion de la fibre standard entre la FMP et l'entrée de l'AOS change la polarisation de façon aléatoire. Le PC2 permet de modifier la polarisation de chacune des composantes du signal afin de faire coïncider les axes de la FMP et les axes propres de l'AOS. L'axe rapide de la FMP peut coïncider avec l'axe TE ou l'axe TM de l'AOS ; ceci est sans conséquence.

On considère un signal défini comme suit :

$$S_a(t) = A(t)e^{i\phi(t)} \quad (5.1)$$

Où $A(t)$ est l'enveloppe réelle et $\phi(t)$ la phase du signal.

En tenant compte de la dépendance en gain de l'AOS ($G_{TE} \neq G_{TM}$), on introduit ce signal dans la première FMP avec un angle α . Ceci permet d'obtenir les deux composantes d'amplitudes différentes à l'entrée de l'AOS mais égales à la sortie de l'AOS. On peut écrire les deux composantes du signal à l'entrée de la première FMP de la manière suivante :

$$S_e(t) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) A(t) e^{i\phi_{xe}} \\ \sin(\alpha) A(t) e^{i\phi_{ye}} \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

Les deux composantes orthogonales se propagent le long de la FMP avec des vitesses de groupes différentes. Par conséquent elles sont décalées dans le temps d'une quantité T à la sortie de la première FMP. Les deux composantes du signal arrivent à l'entrée de l'AOS d'une part décalées dans le temps de T, et d'autre part avec des phases différentes que l'on ne connaît pas. Ceci est sans conséquence car on s'intéresse seulement à la variation du déphasage des deux composantes à la sortie de l'AOS en présence du signal de contrôle. Par la suite les phases initiales seront incluses dans l'amplitude complexe du signal. A la sortie de la première FMP, le signal est défini de la manière suivante :

$$S_b(t) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) A(t - \tau_r) e^{i\left(\frac{\omega L n_x}{c}\right)} \\ \sin(\alpha) A(t - \tau_l) e^{i\left(\frac{\omega L n_y}{c}\right)} \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

où $\tau_r = \frac{L}{c} n_{gr}$ et $\tau_l = \frac{L}{c} n_{gl}$

L est la longueur de la fibre à maintien de polarisation, ω est la fréquence du signal optique, n_{gr} et n_{gl} sont les indices de groupes de la FMP.

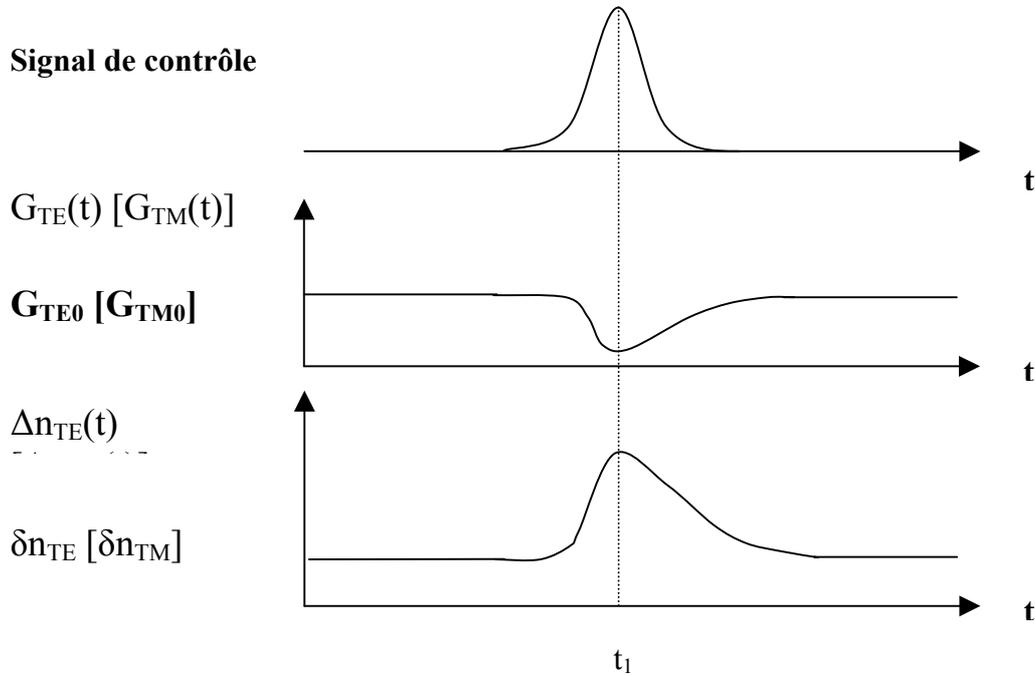


Figure 5.27 : Impact du signal de contrôle sur le gain et l'indice

La présence du signal de contrôle synchronisé avec l'une des composantes du signal va modifier le gain et la phase via la modulation de phase croisée. Par conséquent, les deux composantes du signal auront des gains et des déphasages différents. Le signal de contrôle traverse l'AOS à l'instant t_1 . On néglige le temps de transit de l'impulsion de contrôle devant l'écart entre les impulsions décalées. Le gain et la phase sont des fonctions du temps t définies comme suit : $G_{TE}(t)$, $G_{TM}(t)$, $\Delta\phi_{TE}(t)$ et $\Delta\phi_{TM}(t)$.

A la sortie de l'AOS, le signal aura la forme suivante :

$$\text{En présence de la pompe } S_s(t) = \begin{pmatrix} G_{TE}(t) \cos(\alpha) A(t - \tau_r) e^{i \left[\frac{\omega L n_x}{c} + \phi_{TE} + \delta\phi_{TE} + \Delta\phi_{TE}(t) \right]} \\ G_{TM}(t) \sin(\alpha) A(t - \tau_l) e^{i \left[\frac{\omega L n_y}{c} + \phi_{TM} + \delta\phi_{TM} + \Delta\phi_{TM}(t) \right]} \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

$$\text{En l'absence de contrôle } S_s(t) = \begin{pmatrix} G_{TE0} \cos(\alpha) A(t - \tau_r) e^{i\left[\frac{\omega L n_x}{c} + \phi_{TE} + \delta\phi_{TE}\right]} \\ G_{TM0} \sin(\alpha) A(t - \tau_l) e^{i\left[\frac{\omega L n_y}{c} + \phi_{TM} + \delta\phi_{TM}\right]} \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

Le choix de l'angle α est déterminé par la condition $G_{TE0} \cos(\alpha) = G_{TM0} \sin(\alpha)$ (égale à C où C est une constante).

ϕ_{TE} et ϕ_{TM} sont les déphasages dus à la biréfringence intrinsèque de l'AOS. $\delta\phi_{TE}$ et $\delta\phi_{TM}$ sont les variations de ces déphasages dues à l'auto-modulation de la phase. $\Delta\phi_{TE}$ et $\Delta\phi_{TM}$ sont les variations de ces déphasages dues à la modulation croisée de la phase. En jouant sur le contrôleur de polarisation (PC2) et sur le courant de polarisation, on compense les variations dues à l'auto-modulation de phase et les déphasages induits par la biréfringence intrinsèque de l'AOS. Le seul paramètre pertinent reste les variations du déphasage causées par la modulation de phase croisée. A l'aide du PC3, on ajuste les polarisations des deux composantes à l'entrée de la deuxième FMP. Cette opération consiste à introduire dans cette FMP, la composante rapide qui s'est propagée dans l'axe rapide de la première FMP, dans l'axe lent de la seconde et vice versa. De cette manière, on compense le retard engendré par la première FMP. Le signal à la sortie de la deuxième FMP s'écrit comme suit :

$$\text{En présence de contrôle } S_s(t) = \begin{pmatrix} G_{TE}(t - \tau_l) \cos(\alpha) A(t - \tau_r - \tau_l) e^{i[\phi_{TE} + \delta\phi_{TE} + \Delta\phi_{TE}(t - \tau_l)]} \\ G_{TM}(t - \tau_r) \sin(\alpha) A(t - \tau_l - \tau_r) e^{i[\phi_{TM} + \delta\phi_{TM} + \Delta\phi_{TM}(t - \tau_r)]} \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

$$\text{En l'absence de contrôle } S_s(t) = \begin{pmatrix} G_{TE0} \cos(\alpha) A(t - \tau_r - \tau_l) e^{i[\phi_{TE} + \delta\phi_{TE}]} \\ G_{TM0} \sin(\alpha) A(t - \tau_l - \tau_r) e^{i[\phi_{TM} + \delta\phi_{TM}]} \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

Un polariseur est placé à 45° à la sortie du deuxième FMP pour faire interférer les deux composantes du signal. Dans un premier temps, en l'absence du signal de contrôle, on s'arrange à l'aide du contrôleur de polarisation placé juste avant le polariseur pour obtenir la puissance du signal à la sortie du polariseur nulle. Cette condition étant obtenue, on ne touche plus à ce contrôleur de polarisation. La présence du signal de contrôle va générer une rotation de la polarisation du signal. La puissance du signal à la sortie du polariseur s'écrit comme suit :

$$P_s = \frac{|A(t - \tau_r - \tau_l)|^2}{2} \left[\begin{array}{l} \cos^2(\alpha) G_{TE}^2(t - \tau_l) + \sin^2(\alpha) G_{TM}^2(t - \tau_r) + 2G_{TE}(t - \tau_l)G_{TM}(t - \tau_r) \\ \sin(\alpha) \cos(\alpha) \cos \left[(\phi_{TE} - \phi_{TM}) + (\delta\phi_{TE} - \delta\phi_{TM}) + (\Delta\phi_{TE}(t - \tau_l) - \Delta\phi_{TM}(t - \tau_r)) \right] \end{array} \right] \quad (5.8)$$

En tenant compte de la constante C, la relation s'écrit comme suit :

$$P_s = \frac{|A(t - \tau_r - \tau_l)|^2}{2} C^2 \left[\begin{array}{l} \frac{G_{TE}^2(t - \tau_l)}{G_{TE0}^2} + \frac{G_{TM}^2(t - \tau_r)}{G_{TM0}^2} + 2 \frac{G_{TE}(t - \tau_l)G_{TM}(t - \tau_r)}{G_{TE0}G_{TM0}} \\ \cos \left[(\phi_{TE} - \phi_{TM}) + (\delta\phi_{TE} - \delta\phi_{TM}) + (\Delta\phi_{TE}(t - \tau_l) - \Delta\phi_{TM}(t - \tau_r)) \right] \end{array} \right] \quad (5.9)$$

En l'absence de contrôle, la puissance du signal à la sortie du polariseur est nulle car sa polarisation est orthogonale à l'axe du polariseur.

Pour une puissance et une polarisation du signal de contrôle bien définies, on perturbe le milieu amplificateur de telle sorte que le cosinus dans la relation 5.9 vaut -1 . L'intensité totale à la sortie du SIUR devient dans ce cas, alors égale à :

$$P_s = \frac{|A(t - \tau_R - \tau_L)|^2}{2} C^2 \left[\frac{G_{TE}(t - \tau_L)}{G_{TE0}} - \frac{G_{TM}(t - \tau_R)}{G_{TM0}} \right]^2 \quad (5.10)$$

En l'absence du signal de contrôle, nous avons une puissance nulle. En effet pour tout t, nous avons $G_{TE} = G_{TE0}$ et $G_{TM} = G_{TM0}$.

La relation 5.10 correspond à la puissance optimale que l'on peut obtenir à la sortie du SIUR en présence du signal de contrôle. Nous pouvons également inverser la sortie logique. On règle la sortie logique de telle sorte qu'en présence du signal de contrôle, le signal soit bloqué par le polariseur; par conséquent la puissance du signal à la sortie du polariseur est nulle. Quand on éteint le signal de contrôle, le polariseur laisse passer le signal.

5.2.3. Préparation expérimentale

5.2.3.1 : Génération des impulsions brèves

La méthode de commutation de gain est utilisée pour générer des impulsions brèves. La modulation du gain conduit à une modulation de la puissance d'émission du laser. Pour la réalisation, on utilise un laser à semi conducteur polarisé proche du seuil. Un courant alternatif de forte amplitude est appliqué au laser pour que celui-ci commute entre l'état en dessous et l'état au dessus du seuil. Cette méthode simple permet de générer des impulsions de largeur d'environ 25 ps et de fréquence de répétition de 10 GHz. Ces valeurs sont liées à la dynamique intrinsèque du laser utilisé. Pour améliorer la largeur des impulsions nous avons ajouté un amplificateur électrique à la sortie du signal générateur pour augmenter la profondeur de modulation. Les caractéristiques de cet amplificateur sont décrites par les figures ci-dessous.

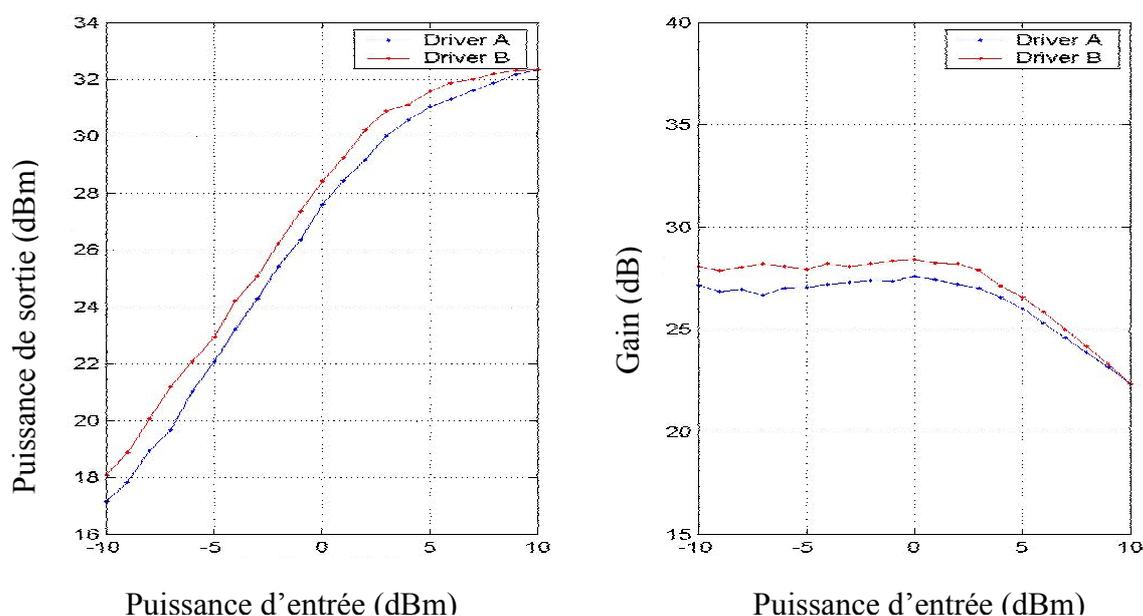


Figure 5.28 : Caractérisation de l'amplificateur électrique MITEQ

En faisant varier le courant de polarisation du laser et la puissance du générateur, nous avons obtenu des impulsions de largeur 22 ps pour un courant de 22 mA et une puissance électrique de 7 dBm (très récemment nous avons réussi à compresser les impulsions à des durées inférieures à la résolution de notre appareil de mesure)

Les lasers à commutation de gain qui sont utilisés proviennent du CNET- Paris B.

La courbe obtenue est représentée par la figure 5.29.

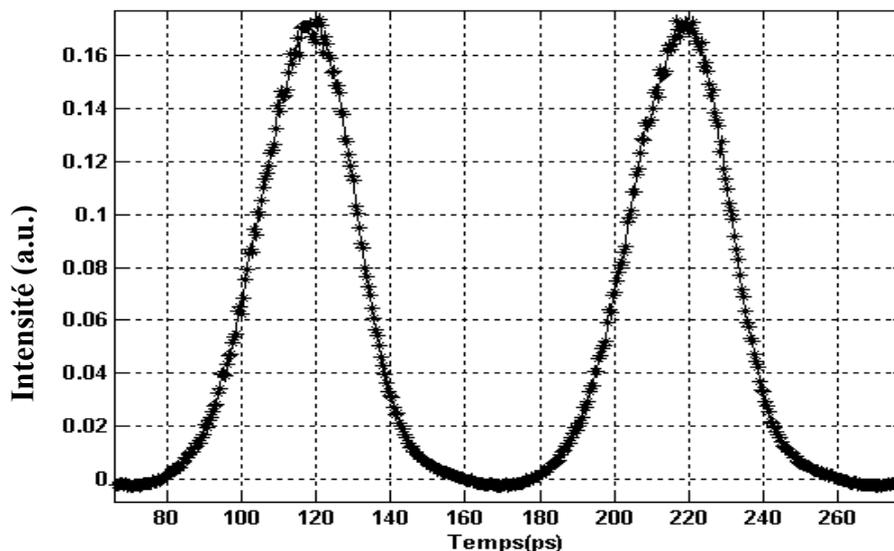


Figure 5.29 : Profil temporel des impulsions générées par la commutation de gain

5.2.3.2 : Caractérisation de la fibre à maintien de polarisation avec un réflectomètre optique

5.2.3.2.1. Montage expérimental

Nous disposons au laboratoire d'un réflectomètre à faible cohérence (OLCR : Optical Low Coherence Reflecto-meter) [Palavicini et al, 2003] ; ceci nous a permis de déterminer le retard à la sortie d'une fibre à maintien de polarisation entre les signaux transitant par les axes rapide et lent. La figure 5.28 montre le montage expérimental. Le principe de base est celui d'un système interférométrique de type Michelson. La source blanche (EDFA) de faible longueur de cohérence ($3.5 \mu\text{m}$) est divisée en deux branches. La première est injectée dans le composant sous test (actif ou passif). La seconde partie est injectée dans la branche de référence de longueur variable. Les réflexions du dispositif sous test et du bras de référence sont combinées. Les faisceaux réfléchis sont traités et détectés de façon synchrone. L'utilisation d'une source de faible longueur de cohérence, limite l'étendue des interférogrammes générés par les réflexions localisées. Quand la différence entre les chemins optiques est supérieure à la longueur de cohérence du signal, le signal détecté contribue à un éclaircissement moyen. Les autres réflexions s'annuleront par interférence destructive. Les

connecteurs des différentes FMP sont polis en biais afin d'éviter des réflexions. On a ajouté à ceci, une fibre standard dont un des connecteurs est poli en biais. Ce connecteur poli droit permet d'obtenir la réflexion du dispositif sous test.

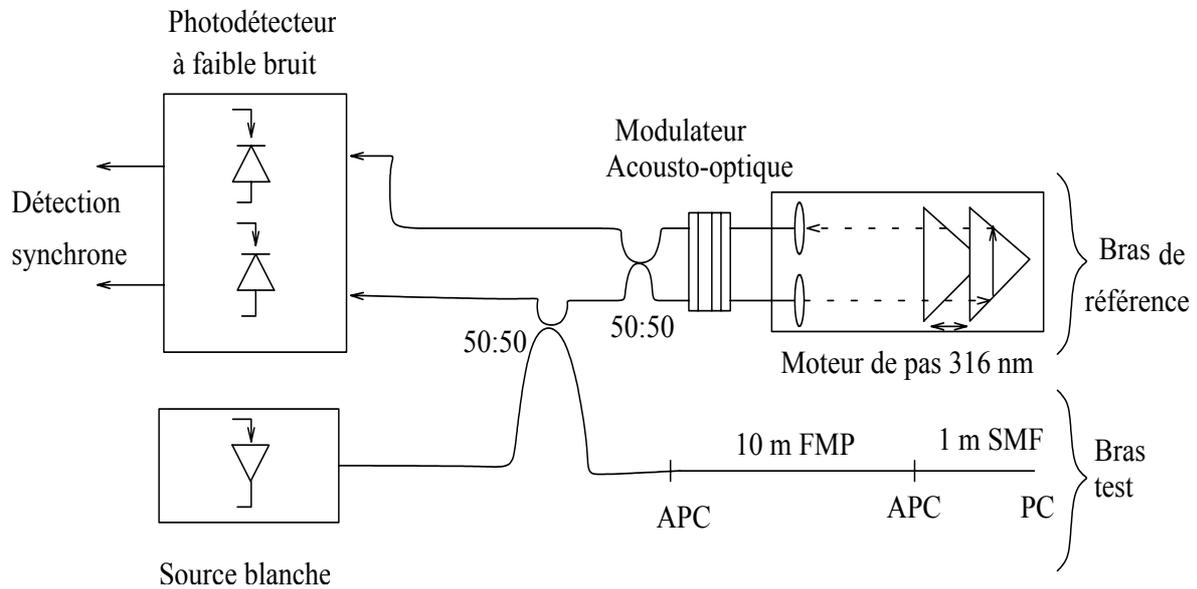


Figure 5.30: Montage expérimental de l'OLCR pour caractériser des fibres à maintien de polarisation de type panda

5.2.3.2.2. Résultats expérimentaux

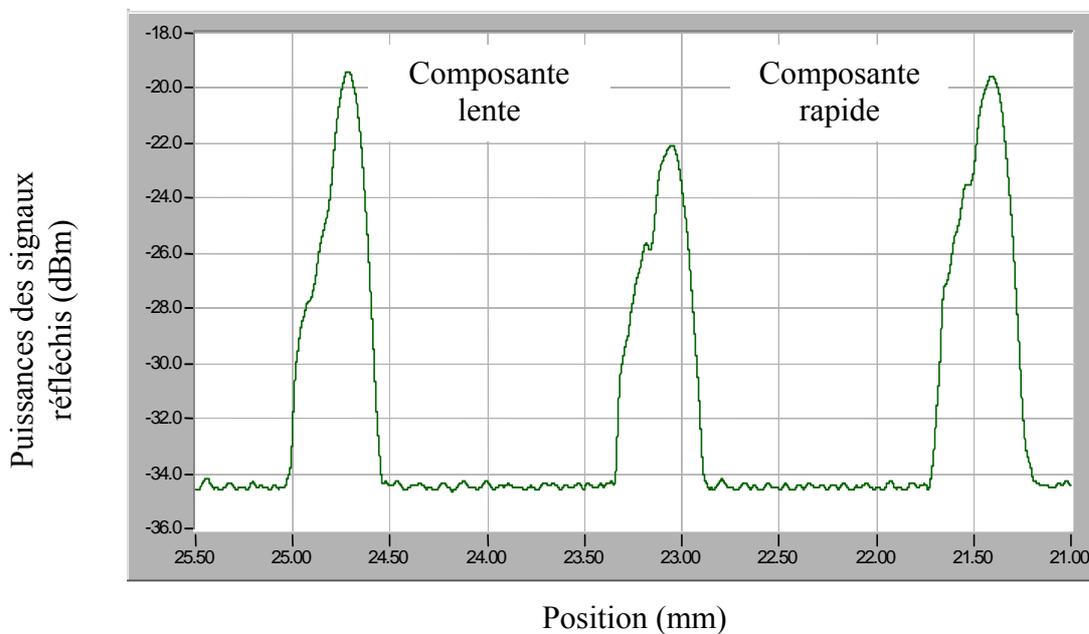


Figure 5.31: Résultats des mesures avec l'OLCR.

La première réflexion correspond à l'axe rapide et la deuxième réflexion à l'axe lent. La polarisation dans la fibre standard à la fin du dispositif sous test n'étant pas conservée, la lumière qui à l'allée avait emprunté l'axe rapide de la FMP, peut au retour passer par l'axe lent et vice versa, ce qui fait apparaître le pic central. Chaque pic va générer deux composantes. Le retard est déterminé à partir de la mesure de la distance optique. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 5.31 pour quatre tronçons de FMP d'approximativement 10 m.

	FMP1	FMP2	FMP3	FMP4
Retard (ps)	12,33	11	10,83	10,76

Tableau 5.32 : Le retard des différentes fibres à maintien de polarisation

5.2.3.3. Réalisation des différentes configurations

Nous avons réalisé une commutation tout optique à 10 GHz en utilisant la configuration proposée par [Patel et al, 1996 a], et la nouvelle configuration proposée.

5.2.3.3.1. La configuration originelle

Le premier montage expérimental pour la réalisation de la commutation tout optique (CTO) est décrit par la figure 5.33. Pour simplifier le montage, tout le système permettant de réaliser l'impulsion brève est représenté par le bloc laser. Les deux signaux (signal + signal de contrôle) proviennent d'un même laser. Les contrôleurs de polarisation (PC1 et PC3) permettent d'ajuster la polarisation à l'entrée des différentes FMP, et le PC1 permet aussi de compenser la dépendance en gain de l'AOS, de telle sorte qu'à la sortie de celui-ci, les deux composantes du signal aient la même amplitude. Le PC2 permet d'injecter les composantes orthogonales du signal dans les axes propres du guide d'onde de l'AOS. Le signal de contrôle est amplifié avec un EDFA, suivi d'un atténuateur optique variable. La ligne en retard permet de synchroniser le signal de contrôle avec une composante du signal. L'isolateur permet d'éviter des réflexions parasites. Le PC4 et le polariseur permettent de réaliser la fonction de commutation. Le taux d'extinction qui correspond à la différence entre l'état 1 et l'état 0 permet d'évaluer l'efficacité du CTO. Dans ce cas, la puissance du signal de contrôle, sa

polarisation et son retard par rapport à l'une des composantes du signal, sont modifiés pour produire une rotation de polarisation du signal à la sortie du système égale à 90° .

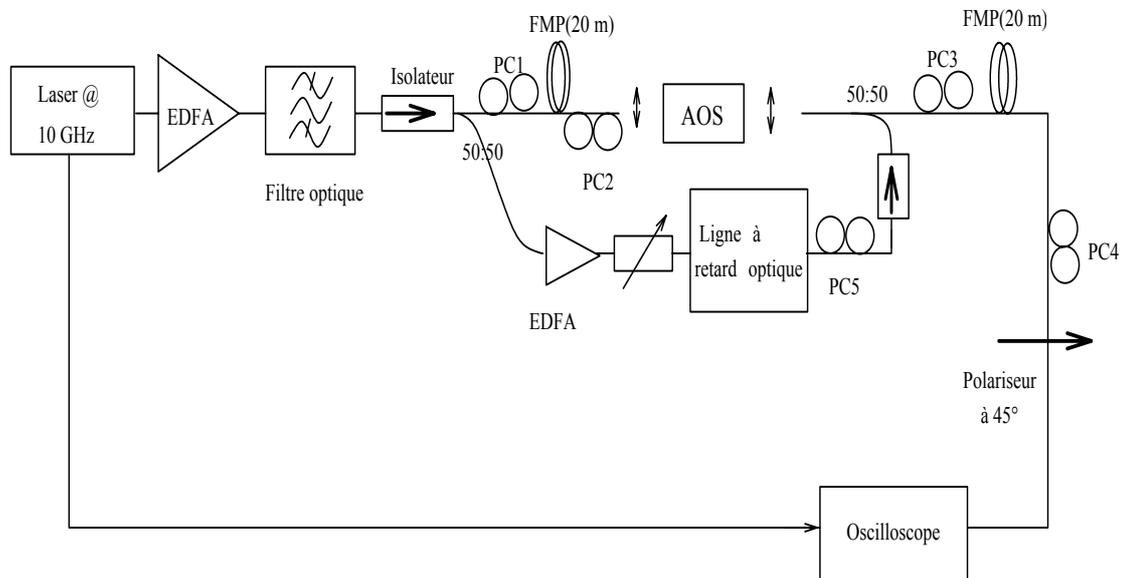


Figure 5.33 : Premier montage expérimental du commutateur à base de SIUR.

Dans cette configuration, un commutateur tout optique fonctionnant à 10GHz est obtenu.

La figure 5.34 illustre le résultat obtenu. Le taux d'extinction maximal obtenu est de 9 dB. Dans ce cas, la puissance, la polarisation et le retard du signal de contrôle sont optimisés afin d'obtenir une rotation de polarisation du signal de 90° à la sortie du système.

Les différents états bas observés sont dus à la différence entre les longueurs des fibres à maintien de polarisation utilisées. Par conséquent, le retard engendré par la première FMP placée à l'entrée de l'AOS n'est pas complètement compensé par la deuxième FMP placée à sa sortie.

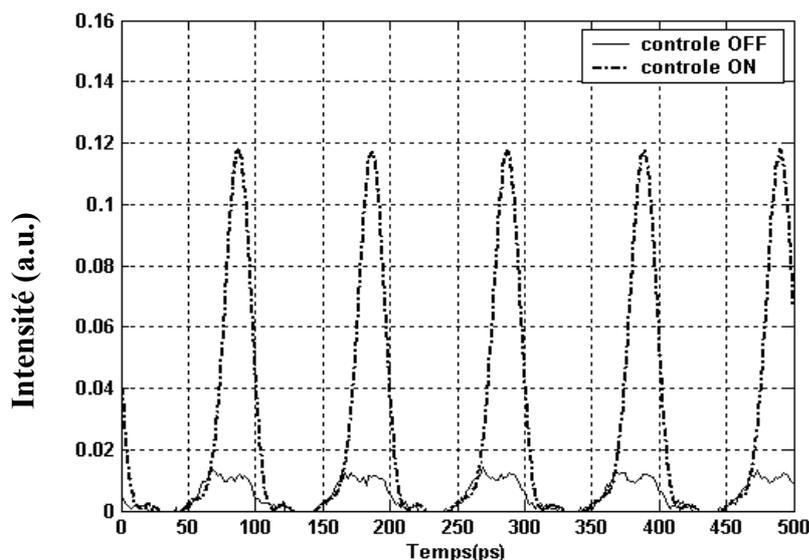


Figure 5.34 : Sortie logique non inversée du commutateur à 10 Gbit/s

Dans la configuration où la présence du signal de contrôle correspond à l'état bas et son absence à l'état haut, la sortie logique est dite inversée. Le taux maximal d'extinction obtenu est de 12 dB. L'augmentation du taux d'extinction est due, d'une part à la réduction de l'ASE en présence du signal de contrôle et, d'autre part au changement du gain dans l'AOS qui participe à la rotation de polarisation et à l'amplification du signal à la sortie de l'AOS.

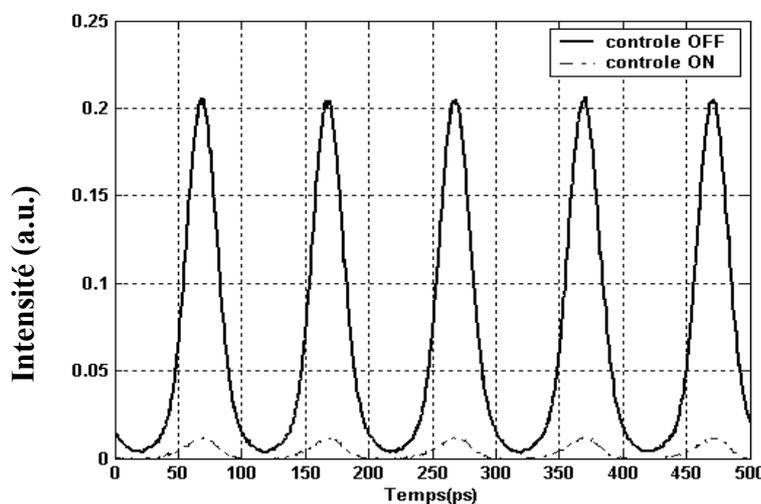


Figure 5.35 : Sortie logique inversée du commutateur à 10 Gbit/s

Les performances obtenues sont similaires à celles réalisées par Xingzhong et al [Xingzhong et al, 2000]. Il faut noter que la performance de ce commutateur dépend, d'une part de la synchronisation du signal de contrôle avec une des composantes du signal et, d'autre part, de

la compensation du retard causé par l'une des FMP. Or la mesure avec l'OLCR a montré que les longueurs effectives des FMP étaient différentes. En effet, pour une telle longueur de fibre, il est presque impossible d'avoir deux fibres identiques. Pour remédier à ce problème nous avons proposé un autre montage expérimental utilisant la même FMP pour générer et compenser le retard.

5.2.3.3.2. La configuration proposée

Le deuxième montage expérimental utilise le même amplificateur optique à semi conducteur polarisé à 500 mA et le même signal d'entrée (signal portant l'information) modulé par un courant alternatif à 10 GHz. L'ensemble du système est représenté par le bloc laser comme dans le montage précédent. Ce signal est amplifié avec un amplificateur optique à fibre (EDFA), et filtré par un filtre optique. Le contrôleur de polarisation PC1 a le même rôle que précédemment. Le PC2 permet d'injecter des composantes orthogonales du signal dans les axes propres du guide de l'AOS. Le retard entre ces deux composantes orthogonales est de 45 ps. Il est obtenu en concaténant les quatre tronçons de fibres.

Le signal de contrôle est injecté dans l'AOS à travers un circulateur.

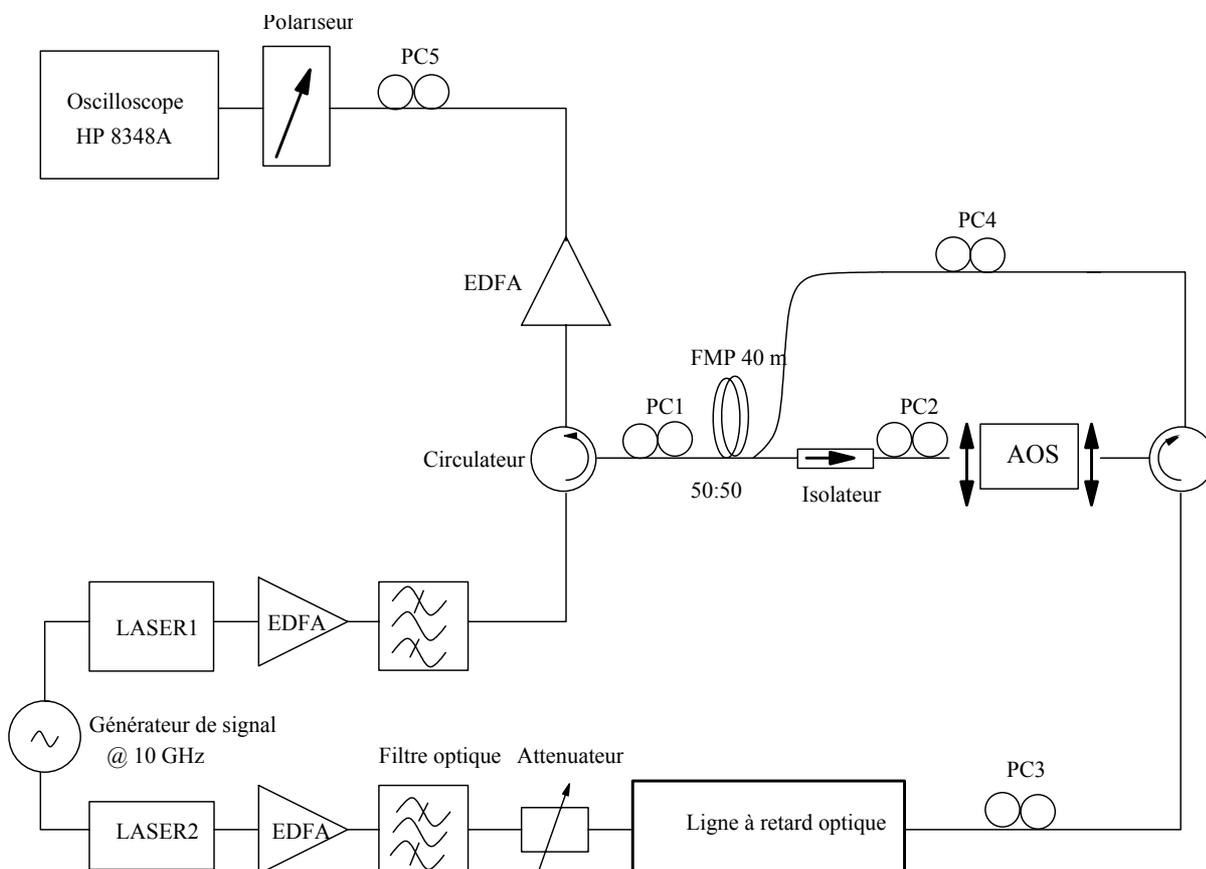


Figure 5.36 : Deuxième montage expérimental du commutateur à base de SIUR

Nous avons obtenu un commutateur tout optique dont le taux d'extinction maximal est de 13 dB. L'efficacité obtenue avec cette configuration dépasse celle obtenue par Cheng et al (10 dB). Pour cela la polarisation, la puissance et le retard du signal de contrôle sont ajustés afin d'obtenir une meilleur efficacité. La puissance du signal de contrôle obtenue pour réaliser cette commutation est de 0 dBm. Le retard pour synchroniser le signal de contrôle avec une composante du signal est de 107 ps.

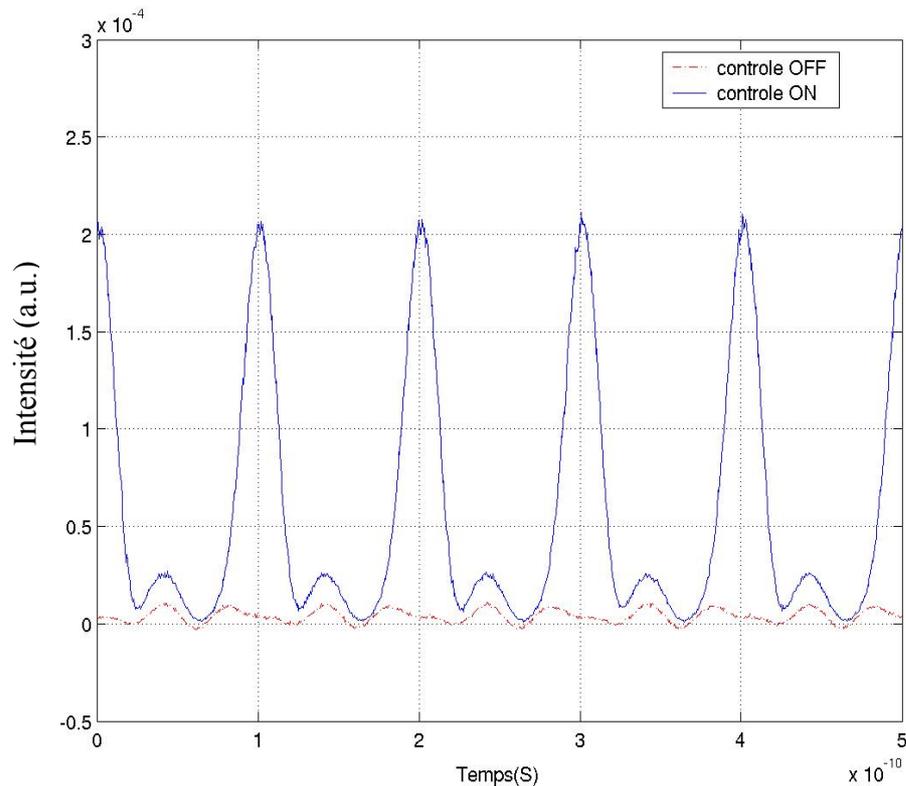


Figure 5.37 : La commutation à 10 GHz à base de SIUR

La performance de ce commutateur dépend de la précision de la synchronisation dans le temps du signal de contrôle avec une des composantes du signal. Il est évident que dans le cas réel, cette synchronisation sera dégradée par la gigue sur le signal. Cette dégradation est évaluée en se plaçant dans le cas où la sortie du commutateur est optimale. En changeant la position du signal de contrôle dans le temps par rapport à la composante synchrone, on mesure l'amplitude du signal [Robinson et al, 2000].

La figure 5.38 montre la fenêtre du commutateur. Elle montre la variation de l'amplitude du signal commuté à la sortie du système en fonction de la désynchronisation du signal de contrôle avec la composante du signal. La fenêtre temporelle à -3 dB est de 28 ps. Cette large

valeur de la fenêtre de commutation montre que ce commutateur est tolérant à la gigue sur le signal.

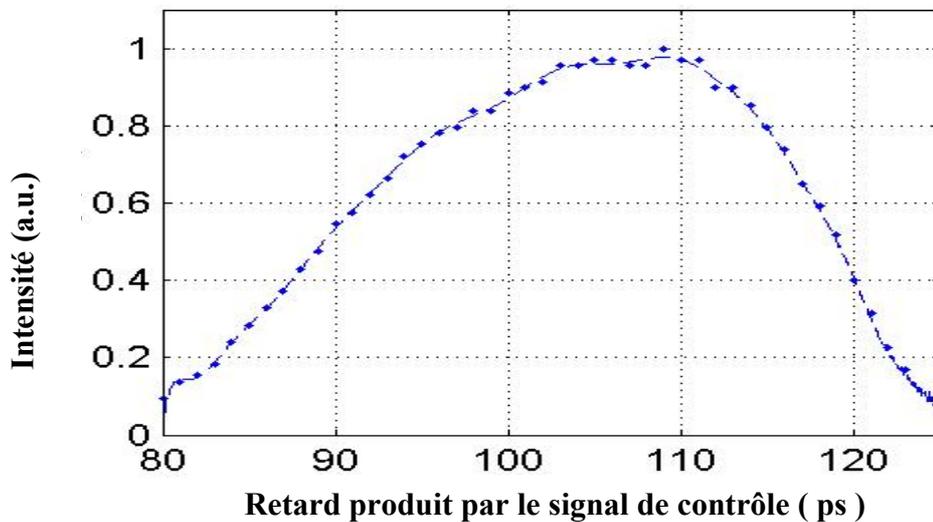


Figure 5.38 : La fenêtre de la commutation

Dans le cas de la commutation tout optique à base de SIUR, il faut synchroniser le signal de contrôle avec une composante du signal. Pour réaliser une porte logique tout optique à base de SIUR, on est amené parfois à synchroniser deux signaux de contrôle avec chacune des composantes. On peut dans cette configuration, voir l'impact du signal de contrôle sur les composantes du signal, en décalant dans le temps le signal de contrôle par rapport au signal.

La figure 5.39 montre le résultat obtenu.

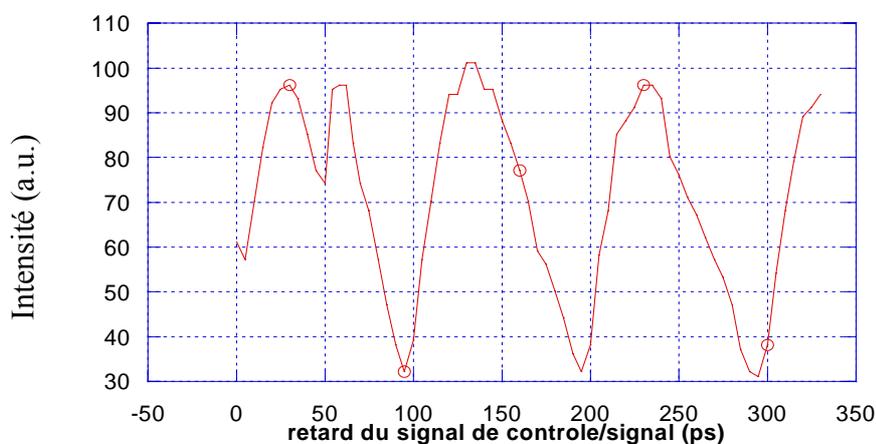


Figure 5.39 : Impact du signal de contrôle sur les composantes du signal

Cette courbe montre que le signal de contrôle affecte les deux composantes du signal. En effet, la modification de la biréfringence du milieu amplificateur par le signal de contrôle est observée par les deux composantes du signal, mais avec un degré d'intensité différent. Sans doute la largeur des impulsions de contrôle utilisée ne permet pas d'affecter indépendamment chacune des composantes. Ces non linéarités du gain mises en jeu dans cette opération sont constamment sollicitées à cause de la largeur des impulsions ; par conséquent le retour à l'équilibre du gain [Eisenstein et al, 1989] s'effectue complètement après le passage des deux composantes dans l'AOS. Pour y remédier, nous avons pensé à utiliser un AOS dont le temps de retour à l'équilibre est faible. Ce composant a été mis à notre disposition par Alcatel OPTO+. Il mesure 1.2 mm et est polarisé en inverse à 400mA. Ce composant n'a pas donné le résultat escompté. En effet le temps de retour à l'équilibre du gain de cet AOS est plus petit que la largeur de notre impulsion, par conséquent l'impulsion se trouve déformée. Il est donc difficile de compenser le retard causé par le premier passage dans la FMP. Pour éviter la déformation des impulsions par l'AOS, il faut réduire la largeur des impulsions ou introduire un signal de maintien [Usami et al, 1998]. Ce dernier a permis d'obtenir des impulsions non déformées par l'AOS, mais le faisceau de maintien affecte le gain et diminue considérablement l'efficacité de la fonction souhaitée. Comme les impulsions utilisées sont chirpées, on peut comprimer la largeur des impulsions par l'intermédiaire des fibres à dispersion négative. De cette manière nous avons réalisé une porte NOTXOR à base du système SIUR.

5.2.3.3.3. La porte logique tout optique NOTXOR

5.2.3.3.3.1. Le principe expérimental

Le montage expérimental de la figure 5.40 proposé permet de réaliser la porte logique tout optique NOTXOR (\overline{PLTOX}) à base du système SIUR.

Ce montage est similaire à celui de la commutation tout optique étudiée précédemment. Dans le cas de la \overline{PLTOX} , une fibre à dispersion négative est introduite pour réduire la largeur des impulsions du laser à commutation de gain. Le signal de contrôle est scindé en deux et, ces deux signaux constitueront les entrées logiques. A l'aide de la ligne à retard (ODL : Optical Delay Line) placée dans l'un des bras et de la ligne à retard de la sortie horloge du PRBS, il est possible de synchroniser indépendamment les composantes du signal.

En l'absence des entrées logiques, le contrôleur de polarisation et le polariseur de sortie sont réglés de telle manière à laisser passer la lumière. En présence d'une des entrées logiques qui est synchronisée avec une des composantes du signal, la sortie logique est bloquée. En effet la perturbation de l'AOS par un des signaux de contrôle engendre un déphasage de π sur la composante du signal ; ce qui modifie la polarisation de ce dernier à la sortie du polariseur. Il suffit donc de régler les deux signaux de contrôle de manière à les synchroniser avec chaque composante du signal, de cette manière on aura toujours la sortie logique bloquée en présence d'une des entrées logiques. De ce fait, en présence des deux entrées logiques, chacune des composantes du signal sera déphasée de π , par conséquent la sortie logique ne sera plus bloquée par le polariseur. De cette manière la fonction tout optique \overline{PLTOX} est réalisée.

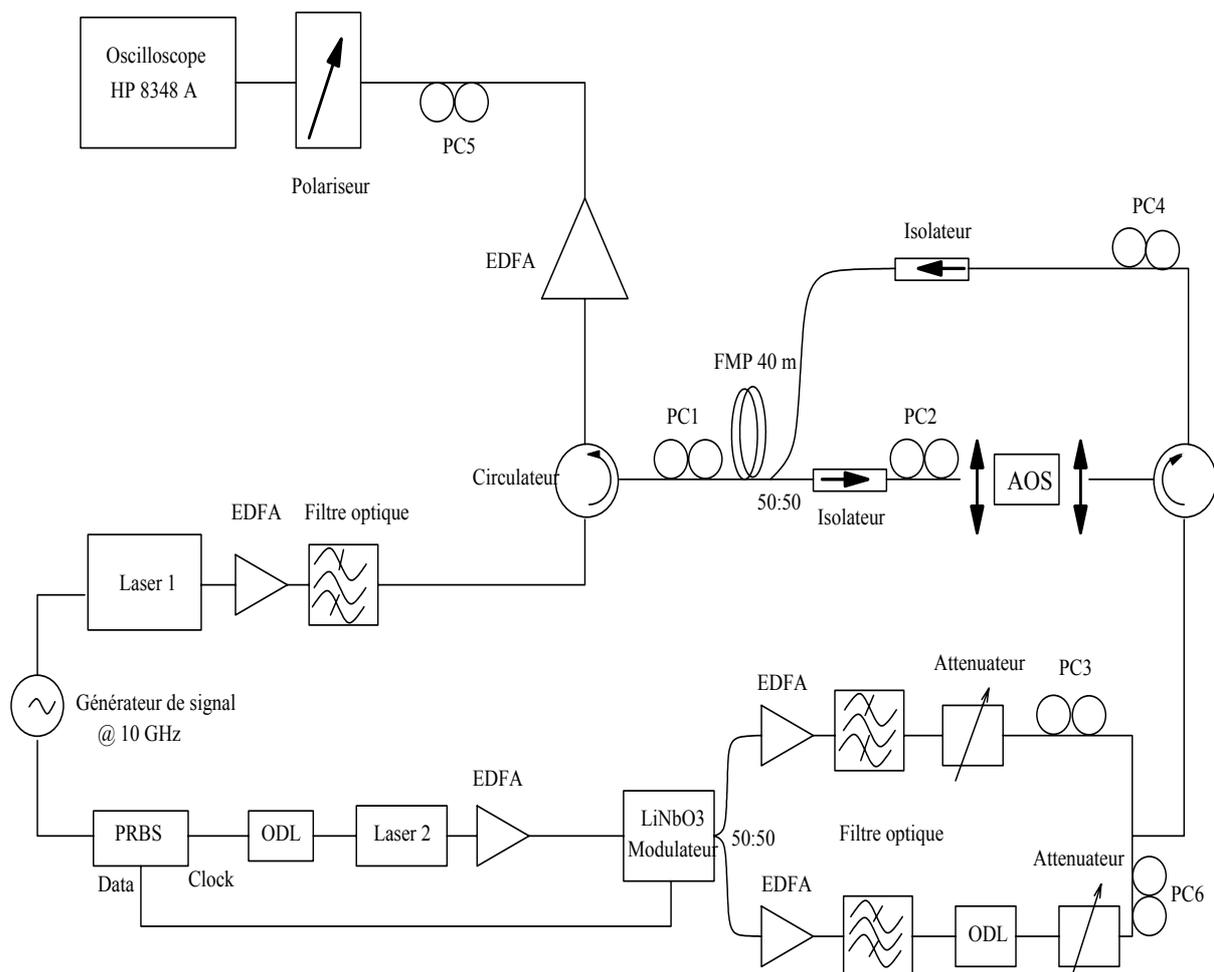


Figure 5.40 : Montage expérimental pour la porte NOTXOR à 10Gbit/s

Nous avons récemment comprimé la largeur des impulsions à des durées inférieures à la résolutions de notre appareil de mesure. Nous n'avons pas obtenu des résultats expérimentaux satisfaisants.

5.2.3.3.2. Conclusion

Nous avons réalisé un commutateur tout-optique à 10 GHz avec une nouvelle configuration de UNI opérant avec des signaux optiques impulsionnels de largeur 22 ps. Cette configuration a permis d'améliorer l'efficacité du commutateur estimée à 13 dB. La fenêtre de commutation est estimée à 28 ps.

Conclusion générale

Le but de ce mémoire était d'étudier le phénomène de rotation de la polarisation non-linéaire dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs, en particulier le phénomène de couplage observé dans certains types d'AOS, et d'exploiter cet effet pour réaliser des nouvelles fonctions optiques à haut débit.

Pour étudier cet effet de rotation de polarisation nous avons développé un modèle bidimensionnel prenant en compte la non linéarité longitudinale de l'AOS. Nous avons utilisé la technique du sectionnement de la zone active. Ce modèle prend en compte le phénomène de couplage entre les modes TE et TM et est capable de déterminer dans une section donnée, la densité des porteurs, les gains TE et TM, les déphasages TE et TM.

Nous avons mis en place un banc de mesure afin de caractériser le phénomène de couplage.

Pour mieux contrôler les polarisations en entrée et à la sortie de l'AOS, un montage de type pompe-sonde en espace libre est utilisé en conjonction avec une détection synchrone. Nous avons étudié l'impact sur les coefficients de conversion des paramètres tels que le courant de polarisation de l'AOS, la polarisation et la puissance du signal pompe. Nous avons obtenu un meilleur coefficient de conversion quand le transfert s'effectue de TM vers TE (10%). Nous avons montré que la rotation de polarisation non-linéaire observée du signal sonde dépend de la polarisation et de la puissance de pompe injectée dans l'AOS. Nous avons également étudié l'évolution de la variation de la différence du déphasage en fonction de ces paramètres. En particulier une variation du déphasage de 150° est obtenue pour de puissance de pompe modeste. A partir de ceci, nous avons évalué la variation de la partie réelle et la partie imaginaire des indices effectifs.

Une extension de la caractérisation de la modulation croisée de la polarisation est nécessaire pour évaluer l'impact du gain sur les coefficients de conversion déterminés expérimentalement. On peut souligner que pour de courant de polarisation élevé (500 mA), nous avons obtenu le coefficient de conversion TM vers TE de 20%. Un modèle est développé en utilisant la théorie des modes couplés. Ce modèle prend en compte l'asymétrie

du couplage observé expérimentalement entre les modes et le couplage dû au gain. A partir des relations établies entre les paramètres de Stokes mesurés expérimentalement et les paramètres du modèle, nous avons déterminé les fonctions de transfert d'énergie entre les modes, puis estimé les coefficients de couplage. Ces derniers, très faible, dépendent de la polarisation et de la variation des gains TE et TM en fonction de la puissance de pompe. Nous avons mené une comparaison entre les résultats expérimentaux et le modèle analytique développé. Nous avons obtenu une bonne cohérence. Ce modèle simpliste permet de distinguer la part du gain dans les coefficients de conversion calculés.

Nous avons démontré un certain nombre d'applications basées sur la modulation croisée de polarisation et de la modulation croisée de phase dans l'AOS. Cette rotation non-linéaire de la polarisation est obtenue pour une puissance de pompe inférieure à 500 μ W. Une étude statique en espace libre est faite afin de mieux exploiter la modulation croisée de la polarisation. Nous avons associé la biréfringence induite et le phénomène de couplage étudié pour réaliser des portes logiques tout-optiques avec un seul AOS. Nous avons démontré en dynamique des portes logiques NOR, AND, et NOTXOR à 2.5 Gbit/s sur des signaux NRZ. Ces fonctions sont réalisables pour des débits supérieurs. Les taux d'extinction obtenus sont supérieurs à 10 dB. L'originalité des fonctions réalisées avec la XPoIM réside dans le fait que nous avons exploité la biréfringence induite et la modification des axes propres de l'AOS. Ces fonctions sont complètement intégrables. L'inconvénient du phénomène de couplage mis en jeu dans ces applications est qu'il n'existe que dans certains types d'AOS et dont l'importante longueur (1.5 mm) autorise l'exacerbation d'effets non linéaires à l'origine des propriétés observées.

Nous avons exploité la biréfringence induite pour réaliser un commutateur et la porte logique NOTXOR à 10 Gbit/s, à base d'un système interférométrique SIUR (type UNI). Nous avons proposé un nouveau schéma de SIUR afin d'améliorer l'efficacité des fonctions. Le taux d'extinction obtenu est de 13 dB, et insensible à la gigue car la fenêtre de commutation est 28 ps. L'avantage de cette technique réside dans le fait qu'elle exploite la biréfringence, cette dernière est présente dans tout type d'AOS et le montage expérimental est plus stable. Par contre dans l'optique d'une intégration monolithique, il devient encombrant à cause des fibres à maintien de polarisation.

De nombreux points obscurs restent à élucider pour la modulation croisée de polarisation. L'apparition des modes d'ordre supérieurs et l'expression mathématique du couplage dans l'AOS reste à étudier. Une étude théorique et expérimentale pour différentes longueurs

d'AOS est encore nécessaire afin de déterminer l'expression du couplage le long de l'AOS et son expression en fonction de la puissance de saturation. Ce qui permettra d'aboutir à un modèle capable de prédire la rotation de polarisation non-linéaire observée dans l'AOS.

On peut combiner les fonctions réalisées pour faire des fonctions plus complexe telles qu'un additionneur avec retenue [Tsiokos et al, 2004].

Bibliographie

[Adams et al, 1985] M.J. Adams, J.V. Collins and I.D. Hennings, « Analyses of semiconductor laser optical amplifiers », IEEE Proc. 132, pp. 58-63, 1985.

[Adams, 1995] M.J. Adams, “Nonlinearities in semiconductor laser amplifier”, optical and quantum Electron., pp. 1-13, 1995.

[Andrekson et al, 1991] P.A. Andrekson, N.A. Olsson, J.R. Simpson, T. Tanbun-Ek, R.A. Logan, M. Haner, “16 Gbit/s all-optical demultiplexing using four-wave mixing”, Electronics Letters, vol. 27, no. 11, pp. 922-924, 1991.

[Agrawal et al, 1986] G.P. Agrawal and N.K. Dutta, “Long-wavelength semiconductor lasers with distributed feedback”, Van Nostrand Reinhold, New York, 1986.

[Alvarez et al, 2003] E. Alvarez, H. Soto, J. torres, « Investigation of the carrier density dependence on the confinement factor in a bulk semiconductor optical amplifier with a ridge waveguide », Optics Communications 222, pp. 161-167, 2003.

[Asghari et al, 1997] M. Asghari, H. Ian, White, and R. V. Penty, “Wavelength conversion using semiconductor optical amplifiers”, Journal of Lightwave Technology, vol. 15, n° 7 , pp. 1181-1190, 1997.

[Avramopoulos, 2001] H. Avramopoulos, “Optical TDM devices and their applications” in Proc. OFC, Tutorial paper, 2001.

[Bennett et al, 1990] B.R. Bennett, A. Richard, Soref, A. Jesus, Del Alamo, “Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs, and InGaAsP, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 26, n° 1, pp. 113-122, 1990.

[Bintjas et al, 2000] C. Bintjas, M. Kalyvas, G. Theophilopoulos, T. Stathopoulos, H. Avramopoulos, L. Occhi, L. Schares, G. Guekos, S. Hansmann, and R. Dall’Ara, “20 Gb/s All-Optical XOR with UNI Gate”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 12, n° 7, pp.834-836, 2000.

[Bintjas et al, 2002] C. Bintjas, K. Yiannopoulos, N. Pleros, G. Theophilopoulos, M. Kalyvas, H. Avramopoulos, and G. Guekos, “Clock Recovery Circuit for Optical Packets”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 14, n° 9, pp. 1363-1365, 2002.

[Bintjas et al, 2002] C. Bintjas, N. Pleros, K. Yiannopoulos, G. Theophilopoulos, M. Kalyvas, H. Avramopoulos, and G. Guekos, “ All-Optical Packet Address and Payload Separation”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 14, n° 12, pp. 1728-1730, December 2002.

[Bintjas et al, 2003] C. Bintjas, K. Vlachos, N. Pleros, H. Avramopoulos, “Ultrafast nonlinear interferometer (UNI)-based digital optical circuits and their use in packet switching”, IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 21, no. 11, pp. 2629-2637, 2003.

[Born et al, 1970], M. Born. And E.Wolf. Principles of optics. Oxford: Pergamon Press, 1970.

[Brosson, 1994] P. Brosson, “Analytical model of semiconductor optical amplifier”, IEEE Journal Lightwave Technology, vol.12, no.1, pp. 49-54, 1994.

[Collar et al, 1990] A.J. Collar, G.D. Henshall, J. Farre, B. Mikkelsen, Z. Wang, L. Eskildsen, D.S. Olesen, K.E. Stubkjaer, “Low residual reflectivity of angled-facet semiconductor laser amplifiers”, IEEE Photonics Technology Letters, vol.2, no. 8, pp. 553-555, 1990.

[Chelles et al, 1997] S. Chelles, F. Devaux, D. Meichenin, D. Sigogne and A. Carengo “Extinction ratio of cross-gain modulated multistage wavelength converters: model and experiments” IEEE Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 9 , no. 6, pp. 758 – 760, 1997.

[Chelles et al, 1994] S. Chelles, R. Ferreira and P. Voisin « On the design of polarization-insensitive optoelectronic devices » *Semicond. Sci. Technol.* 10 (1995) 105-109.

[Chiaroni et al, 1998] D. Chiaroni, B. Lavigne, A. Jourdan, M. Sotom, L. Hamon, C. Chauzat, Jean-claude Jacquinet, A. Barroso, T. Zami, F. Dorgeuille, C. Janz, J.-Y. Emery, E. Grard, M. Renaud, « Physical and logical validation of network based on all-optical packet switching systems », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 16, no. 12, pp. 2255-2264, 1998.

[Chow et al, 1990] W.W. Chow, R.R. Craig, “Amplified spontaneous emission effects in semiconductor laser amplifiers”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, no. 8, pp. 1363-1368, 1990.

[Chuang et al, 1995], S.L. Chuang. *Physics of optoelectronic devices*. New York: Wiley series in pure and applied optics, J.W. Goodman, Series Editor, 1995.

[Diez et al, 1998] S. Diez, C. Schmidt, R. Ludwig, H. G. Weber, P. Doussi re, and T. Ducellier, “Effect of birefringence in a bulk semiconductor optical amplifier on four-wave mixing”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, n  2, pp. 212-214, 1998.

[Djalali-Vali, 1999] A. Djalali-Vali, « Contribution   l’étude des amplificateurs optiques   semi-conducteurs massifs » Thèse de doctorat, ENST, 1999.

[D’Ottavi et al, 1994] A. D’Ottavi, E. iannone, A. Mecozzi, S. Scotti, P. Spano, R. Dall’Ara, G. Guekos, J. Eckner, “Ultrafast gain and refractive index dynamics of semiconductor amplifiers measured four-wave mixing”, *Semiconductor Laser Conference*, pp. 63-64, Sept 1994.

[Dorren et al, 2003] H.J.S. Dorren, X. Yang, D. Lenstra, H. de Waardt, G. D. Khoe, T. Simoyama, H. Ishikawa, H. Kawashima and T. Hasama, “Ultrafast refractive-index dynamics in a multiquantum-well semiconductor optical amplifier”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, n  6, pp.792-794, 2003.

[Dorren et al, 2003 a], H.J.S. Dorren, D. Lenstra, Y. Liu, M.T. Hill, G.-D. Khoe, “Nonlinear polarization rotation in semiconductor optical amplifiers : theory and application to all-optical flip-flop memories”, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 39, n° 1, pp. 141-148, 2003.

[Dorren et al, 2003] H.J.S. Dorren, M.T. Hill, Y. Liu, N. Calabretta, A. Srivatsa, F.M. Huijskens, H. de Waardt, G.D. Khoe, “Optical packet switching and buffering by using all-optical signal processing methods”, IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 21, no. 1, pp. 2-12, 2003.

[Doussiere, 1994] P. Doussiere, P. Garabedian, C. Graver, D. Bonnevie, T. Fillion, E. Derouin, M. Monnot, J. G. Provost, D. Leclerc and M. Klenk « 1.55 μm polarisation independant semiconductor optical amplifier with 25 dB fiber to fiber gain », IEEE Photonics. Technology Letters, vol. 6, no. 2, pp. 170-172, 1994.

[Durhuus et al, 1992] T. Durhuus, B. Mikkelsen and K.E. Stubkjaer, “Detailed dynamic model for semiconductor optical amplifiers and their crosstalk and intermodulation distorsion”, Journal of. Lightwave Technology. Vol. 10, no.8, pp. 1056-1065, 1992.

[Durhuus et al, 1996] T. Durhuus, B. Mikkelsen, C. Joergensen, S. L. Danielsen, and K.E. Stubkjaer, “All-optical wavelength conversion by semiconductor optical amplifiers”, IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 14, n° 6 , pp. 942-954, 1996.

[Eckner et al, 1998] J. Eckner, “Semiconductor optical amplifiers: optimisation of polarization and monolithical integration in ridge waveguide bulk InGaAsP/InP”, vol.8 of series in Quantum Electronics, 1998.

[Ehrhardt et al, 1993] A. Ehrhardt, M. Eiselt, G. Grossopf, L. Kuller, R. Ludwig, W. Pieper, R. Schnabel, H.G. Weber,“ Semiconductor laser amplifier as optical switching gate” IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. 11 , no.8 , pp. 1287 – 1295, 1993.

[Ellis et al, 1998] A.D. Ellis, A.E. Kelly, D. Nettet, D. Pitcher, D.G. Moodie, R. Kashyap, “Error free 100 Gbit/s wavelength conversion using grating assisted cross-gain modulation in 2 mm long semiconductor amplifier”, Electr. Letters, vol. 34, no. 20, pp. 1958-1959, 1998.

[Eisentein et al, 1989] G. Eisenstein, R.S. Tucker, J.M. Wiesenfeld, P.B. Hansen, G. Raybon, B.C. Johnson, T.J. Bridges, F.G. Storz and C.A. Burrus “Gain recovery time of travelling-wave semiconductor optical amplifiers” *Applied Physics Letters*, vol. 54, no. 5, pp. 454-456, 1989.

[Emery et al, 1996] J.-Y. Emery, P. Doussiere, L. Goldstein, F. Pommereau, C. Fortin, R. Ngo, N. Tschertner, J.L. Lafrayette, P. Aubert, F. Brillouet, G. Laube, J. Barrau, “New, process tolerant, high performance 1.55/ μm polarisation insensitive semiconductor optical amplifier based on low tensile bulk GaInAsP” *Optical Communication*, 1996. ECOC '96. 22nd European Conference on ,vol. 3 , pp. 165 – 168, 1996.

[Erasmus et al, 2000] D. Erasme, H. Soto and G. Guekos, « All-optical switching and XOR-gating using cross-polarization modulation in a semiconductor optical amplifier”, *CLEO 2000*.

[Fischer et al, 1999] S. Fischer, M. Dülk, M. Puleo, R. Girardi, E. Gamper, W. Vogt, W. Hunziker, E. Gini and H. Melchior “40-Gbit/s OTDM to 4*10 Gbit/s WDM conversion in monolithic InP Mach-Zehnder interferometer module” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.11, no.10, pp.1262-1264, 1999.

[Fischer et al, 2000] S. Fischer, M. Dülk, E. Gamper, W. Vogt, W. Hunziker, E. Gini, H. Melchior, A. Buxens, H.N. Poulsen and A.T. Clausen “All-optical regenerative OTDM add/drop multiplexer at 40 Gbits/s using monolithic InP Mach-Zehnder interferometer”, *IEEE Photonics. Technology. Letters*, vol. 12, no.3, pp.335-337, 2000.

[Fjelde et al, 2000 a] T. Fjelde, D. Wolfson, A. Kloch, C. Janz, A. Coquelin, I. Guillemot, F. Gaborit, F. Poingt, B. Dagens, M. Renaud, « 10Gbit/s all-optical logic OR in monolithically integrated interferometric wavelength converter » *Electronics Letters* ,vol. 36 , no. 9, pp. 813 – 815, 2000.

[Fjelde et al, 2000 b] T. Fjelde, A. Kloch, D. Wolfson, B. Dagens, A. Coquelin, I. Guillemot, F. Gaborit, F. Poingt and M. Renaud, “Novel scheme for simple label-swapping employing logic XOR in an integrated interferometric wave-length converter,” in *Proc. ECOC*, vol. 4, pp.63-64, 2000.

- [Girardin et al, 1998] F. Girardin, G. Guekos, and A. Houbavlis, "Gain recovery of bulk semiconductor optical amplifiers" IEEE, Photonics. Technology. Letters, vol.10, no.6, pp. 784-786, 1998.
- [Grosskopf et al, 1989] G. Grosskopf, R. Ludwig, R. Schnabel, H.G. Weber, "Characteristic of semiconductor laser optical amplifier as phase modulator" Electronics Letters, vol. 25, no. 17, pp. 1188 – 1189, 1989.
- [Gustavsson et al, 1990] M. Gustavsson, A. Karlsson, L. Thylen, « Travelling wave semiconductor laser amplifier detectors », IEEE Journal of Lightwave Technology., vol. 8, no. 4, pp. 610-617, 1990.
- [Gustavsson, 1993] M. Gustavsson, "Analysis of polarization independent optical amplifiers and filters based on polarization rotation in periodically asymmetric waveguides", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 29, no. 4, pp. 1168-1178, 1993.
- [Gutierrez-Castrejon et al, 2000] R. Gutiérrez-Castrejon, L. Schares, L. Occhi, and G. Guekos, "Modeling and measurement of longitudinal gain dynamics in saturated semiconductor optical amplifiers of different length", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 36, no. 12, pp. 1476-1484, 2000.
- [Hall et al, 1994] K.L. Hall, G. Lenz, A.D. Darwish, E.P. Ippen, "Subpicosecond gain and index nonlinearities in InGaAsP diodes lasers", Optics Communications, vol.11, no. 5-6, pp.589-612, 1994.
- [Hall et al, 1998] K.L. Hall, K.A. Rauschenbach, "100-Gbit/s bitwise logic", Optics Letters, vol. 23, no. 16, pp. 1271-1273, 1998.
- [Hamié et al, 2002] A. Hamié, A. Sharaiha, M. Guégan, and B. Pucel, "All-optical logic NOR gate using two-cascaded semiconductor optical amplifiers", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 14, n° 10, pp.1439-1441, 2002.
- [Hill et al, 2003] Martin T. Hill, Huig de Waardt, Giok-Djan Khoe, and H.J.S Dorren, "Short-Pulse Generation in Interferometers Employing Semiconductor Optical Amplifiers", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 39, n° 7, pp. 886-896, 2003.

[Holtmann et al, 1996] Ch. Holtmann, P. Besse, T. Brenner, and H. Melchior, "Polarization independent bulk active region semiconductor optical amplifiers for 1.3 μ m wavelengths", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 8, n $^{\circ}$ 3, pp. 87-89, 1996.

[Houbavlis et al, 1999 a] T. Houbavlis, K. Zoiros, K. Vlachos, T. Papakyriakopoulos, H. Avramopoulos, F. Girardin, G. Guekos, R. Dall' Ara, S. Hansmann, and H. Burkhard, "All-Optical XOR in Semiconductor Optical Amplifier-Assisted Fiber Sagnac Gate", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 11, n $^{\circ}$ 3, pp. 334-336, 1999.

[Houbavlis et al, 1999 b] T. Houbavlis, K. Zoiros, A. Hatziefremidis, H. Avramopoulos, L. Occhi, G. Guekos, S. Hansmann, H. Burkhard and R. Dall' Ara, "10 Gbit/s all-optical Boolean XOR with SOA fibre Sagnac gate," Electronics Letters, vol. 35, no.19, pp. 1650-1652, 1999.

[Itoh et al, 2002] M. Itoh, Y. Shibata, T. Kakitsuka, Y. Kadota, Y. Tohmori, "Polarization-insensitive SOA with a strained bulk active layer for network device application", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 14, no. 6, pp. 765-767, 2002.

[Joergensen et al, 1993] C. Joergensen, T. Durhuus, C. Braagaard, B. Mikkelsen, and K.E. Stubkjaer, "4Gb/s Optical Wavelength Conversion Using Semiconductor Optical Amplifiers", IEEE Photonics Technology Letters, vol.5, no.6, 1993.

[Kakitsuka et al, 1993] T. Kakitsuka, Y. Shibata, M. Itoh, Y. Kadota, Y. Tohmori, Y. Yoshikuni, "Influence of buried structure on polarization sensitivity in strained bulk semiconductor optical amplifiers", IEEE Journal of quantum electronics, vol. 38, no. 1, pp. 85-92, 2002.

[Kalyvas et al, 2000] M. Kalyvas, C. Bintjas, H. Avramopoulos, L. Occhi, L. Schares, G. Guekos, S. Hansmann, and R. Dall' Ara, "All-optical write/read memory for 20 Gbit/s data packets", Electronics Letters, vol. 36, n $^{\circ}$ 12, pp.1050-1051, 2000.

[Kelly et al, 1999] A.E. Kelly, I.D. Phillips, R.J. Manning, A.D. Ellis, D. Nasset, D.G. Moodie, R. Kashyap, "80 Gbit/s all-optical regenerative wavelength conversion using

semiconductor optical amplifier based interferometer”, *Electron. Letters*, vol. 35, no. 17, pp. 1477-1478, 1999.

[Knox et al, 1970] R.M. Knox, P.P. Toullos « Intégréted circuits of the millimeter optical frequency range » *Proc. Symposium on Submillimeter waves*, J. Fox Edition, Polytech. Press, pp. 497, 1970.

[Kim et al, 2001] J.H. Kim, Y.T. Byum, Y.M. Jhon. S. Lee, D.H. Woo, and S.H. Kim, “The novel design of all-optical XOR gate by using cross gain modulation (XGM) in semiconductor optical amplifiers,” in *Proc. Workshop on Optical Signal Processing*, pp. 102-104, 2001.

[Kim et al, 2003 b] Jae Hun Kim, Byung Chae Kim, Young Tae Byun, Young Min Jhon, Seok Lee, Deok Ha Woo, Sun Ho Kim, “All-optical full adder using semiconductor optical amplifiers”, *ECOC 2003*.

[Kim et al, 2003] Jae Hun Kim, Young Min Jhon, Young Tae Byun, Deok Ha Woo, and Sun Ho Kim, “All-optical XOR gate using semiconductor optical amplifiers without additional input beam”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, n° 10, pp.1436-1438, 2002.

[Kim et al, 2003 a] Jae Hun Kim, Young Tae Byun, Young Min Jhon, Seok Lee, Deok Ha Woo, Sun Ho Kim, “All-optical half adder using semiconductor optical amplifier based devices”, *Optics Communications* 218 (2003), pp. 345-349, 2003.

[Koga et al, 1989] M. Koga and T. Matsumoto, “Polarization insentive optical amplifier consisting of two semiconductor laser amplifiers and a polarization insensitive isolator in series”, *IEEE Photonics technology Letters.*, vol. 1, no. 12, pp. 431-433, 1989.

[Lee et al, 1999] Hyuek Jae Lee, Manjin Sohn, Kwangjoon Kim, Member, IEEE, and Hae Geun Kim, “Wavelength dependent performance of a wavelength converter based on cross-gain modulation and birefringence of a semiconductor optical amplifier”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, n° 2, pp. 185-187, 1999.

[Lee et al, 2001] H. J. Lee and C. S. Park, "All-optical XOR logic gate based on self-phase modulation of a semiconductor optical amplifier without an additional synchronized clock," *IEICE Trans. Commun.*, vol. E84-B, no. 2, pp. 330-332, 2001.

[Leuthold et al, 2000] J. Leuthold, C.H. Joyner, B. Mikkelsen, G. Raybon, J.L. Pleumeekers, B.I. Miller, K. Dreyer and C.A. Burrus, "100 Gbit/s all-optical wavelength conversion with integrated SOA delayed-interference configuration" *Electron. Letters*, vol. 36, no. 13, pp. 1129-1130, 2000.

[Lien, 1995] Lien Chuang Shun, "Physics of optoelectronic devices", Wiley. New York, pp. 717, 1995.

[Liu et al, 2002] Y. Liu, M. T. Hill, H. Waardt, G. D. Khoe, D. Lenstra, H. J. S. Dorren, "All-optical flip-flop memory based on two coupled polarisation switches", *Electronic Letters*, vol. 38, n° 16, pp. 904-906, 2002.

[Liu et al, 2002a] Y. Liu, M. T. Hill, E. Tangdionga, H. Waardt, N. Calabretta, G. D. Khoe, H. J. S. Dorren, "All-optical wavelength converter based on cross-polarisation modulation in a single semiconductor optical amplifier", *ECOC 2002*.

[Liu et al, 2002a] Y. Liu, M. T. Hill, E. Tangdionga, H. Waardt, N. Calabretta, G. D. Khoe, H. J. S. Dorren, "Wavelength conversion using nonlinear polarization rotation in a single semiconductor optical amplifier", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, n° 1, pp. 90-92, 2003.

[Lowery, 1988] A.J. Lowery, "New inline wideband dynamic semiconductor laser amplifier model", *IEE proceedings J.*, vol. 135, no. 3, pp. 242-250, 1988.

[MacAulnay, 2000] A. D. McAulay, "Optical arithmetic unit using bit-WDM," *Optics and Laser Technology*, vol. 32, pp. 421-427, 2000.

[Magari et al, 1994] K. Magari, M. Okamoto, Y. Suzuki, K. Sato, Y. Noguchi, O. Mikami, "Polarization-insensitive optical amplifier with tensile-strained-barrier MQW structure", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, no. 3, pp. 695-702, 1994.

[Manning et al, 1997] R. J. Manning, A. D. Ellis, A. J. Poustie, K. J. Blow, “Semiconductor laser amplifier for ultrafast all-optical signal processing”, *J. Opt. Soc. Am B.* 14(11), pp. 3204-3216, 1997.

[Manning et al, 2001] R. J. Manning, A. Antonopoulos, R. Le Roux and A. E. Kelly, “Experimental measurement of nonlinear polarisation in semiconductor optical amplifiers”, *Electronics Letters*, vol. 37, n° 4, pp.229-230, 2001.

[Marcenac et al, 1993] D.D. Marcenac, « Quantum-mechanical model for realistic Fabry-Perot lasers », *IEE Proc. J.*, 140, pp. 157-171, 1993.

[Marcuse, 1974], D. Marcuse. *Theory of dielectric optical waveguides*. New York: Academic Press, 1974.

[Marcuse et al, 1983] D. Marcuse, « Computer model of an injection laser amplifier », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-19, pp.63-73, 1983.

[Mark et al, 1992] J. Mark and J. Mork, “Subpicosecond gain dynamics in InGaAsP optical amplifiers : experiment and theory”, *Applied Physics Letters* 61 (19), pp. 2281-2283, 1992.

[Mecozzi et al, 1997] A. Mecozzi, J. Mork, “Saturation effects in nondegenerate four-wave mixing between short optical pulses in semiconductor laser amplifiers”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, no. 5, pp. 1190-1207, 1997.

[Mersali et al, 1990] B. Mersali, G. Gelly, A. Accard, J.-L. Lafrayette, P. Doussiere, P. Lambert, B. Fermier, « 1.55 μm high-gain polarisation-insensitive semiconductor travelling wave amplifier with low driving current », *Electronics Letters*, vol.26, no. 2, pp. 124-125, 1990.

[Mork et al, 1994] J. Mork and J. Mark, “Carrier heating in InGaAsP laser amplifiers due to two-photon absorption”, *Applied Physics Letters*, 64 (17), pp. 2206-2208, 1994.

[Nakamura et al, 2000] S. Nakamura, Y. Ueno, K. Tajima, J. Sasaki, T. Sugimoto, T. kato, T. Shimoda, M. Itoh, H. Hatakeyama, T. Tamanuki and T. Sasaki, “Demultiplexing of 168-Gb/s

data pulses with a hybrid-integrated symmetric Mach-Zehnder all-optical switch”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 12, no. 4, pp. 425-427, 2000.

[Nakazawa et al, 2000] M. Nakazawa, T. Yamamoto and Tamura, “1.28 Tbit/s-70 km OTDM transmission using third and fourth-order simultaneous dispersion compensation with a phase modulator”, Electronics letters, vol. 36, no. 24, pp. 2027-2029, 2000.

[Nesset et al, 1995] D. Nesset, M.C. Tatham, D. Cotter, « High-bit rate operation of an all-optical AND gate using FWM in SLA with degenerate input signals in Proc. OFC, paper TuD2, 1995.

[Öberg et al, 1988] M.G. Öberg, B. Broberg, S. Lindgren, “InGaAsP-InP laser amplifier with integrated passive waveguides”, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. QE-23, no. 6, pp. 1021-1026, 1987.

[Occhi et al, 2002] Lorenzo Occhi, Yoshitaka Ito, Hitoshi Kawaguchi, Laurent Schares, Jürg Eckner, and George Guekos, “Intraband gain dynamics in bulk semiconductor optical amplifiers : measurements and simulations”, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 38, n° 1, pp. 54-60, 2002.

[Okamoto, 2000] K. Okamoto, “Fundamentals of optical waveguides” Optics and Photonics, Academic Press, 2000.

[Olmedo, 2003] E. Olmedo, “Effets non linéaires dans les amplificateurs de puissance à fibre double gaine dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$, thèse de doctorat ,ENST, 2003.

[Olsson, 1988 b] N.A. Olsson, « Polarisation-independent configuration optical amplifier », Electronics Letters, vol. 24, no. 17, pp. 1075-1076, 1988.

[Olsson et al, 1988 a] N.A. Olsson, M.G. Oberg, L.D. Tzeng, T. Cella, « Ultra-low reflectivity 1.5 μm semiconductor laser preamplifier », Electronics Letters, vol.24, no.9, pp. 569-570, 1988.

[Olsson et al, 1989] N.A. Olsson, R.F. Kazarinov, W.A. Nordland, C.H. Henry, M.G. White, P.A. Garbinski, A. Savage « Polarisation-independent optical amplifier with buried facets», *Electronics Letters*, vol. 25, no. 16, pp.1048-1049, 1989.

[O'Mahony, 1988] M.J. O'Mahony, "Semiconductor laser optical amplifiers for use in future fiber systems", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, no. 4, pp. 531-544, 1988.

[Paiella et al, 1999] R. Paiella, G. Hunziker, and K.J. Vahala, "Spectral logic gates for byte-wide WDM signal processing," in *Proc. OFC'99*, paper FB7, 1999.

[Palavicini et al, 2003] C. Palavicini, G. Campuzano, B. Thedrez, Y. Jaouen, P. Gallion, « Analysis of optical-injected distributed feedback lasers using complex optical low-coherence reflectometry » *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, no. 12, pp.1683-1685, 2003.

[Patel et al, 1996 b] N. S. Patel, K. A. Rauschenbach, and K. L. Hall, "40-Gb/s Demultiplexing Using an Ultrafast Nonlinear Interferometer (UNI), *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, n° 12, pp.1695-1697, 1996.

[Patel et al, 1996 a] N. S. Patel, K. L. Hall, and K. A. Rauschenbach, "40-Gbit/s cascable all-optical logic with an ultrafast nonlinear interferometer", *Optics Letters*, vol. 21, n°18, pp. 1466-1468, 1996.

[Patrick et al, 1994] D. M. Patrick, A. D. Ellis, D. A. O. Davies, M. C. Tatham and G. Sherlock, "Demultiplexing using polarization rotation in a semiconductor laser amplifier", *Electronics Letters*, vol. 30, n° 4, pp.341-342, 1994.

[Patrick, 1994] D. M. Patrick, "Mode-locked ring laser using nonlinearity in a semiconductor laser amplifier", *Electronics Letters*, vol. 30, n° 1, pp. 43-44, 1994.

[Robinson et al, 2000] R. S. Robinson , K. I. Hall, "Experimental analysis of switching windows in semiconductor based all-optical switches", pp. 331-332, *CLEO 2000*.

[Robinson et al, 2002 a], B. S. Robinson, S. A. Hamilton, and E. P. Ippen, “Demultiplexing of 80-Gb/s Pulse-Position Modulated Data With an Ultrafast Nonlinear Interferometer”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 14, n° 2, pp.206-208, 2002.

[Robinson et al, 2002 b] B.S. Robinson, S.A. Hamilton, S.J. Savage, and E.P. Ippen, “40 Gbit/s All-optical XOR using a fiber-based folded ultrafast nonlinear interferometer,” in Proc. OFC’2002, paper ThY2, 2002.

[Saitoh et al, 1987] T. Saitoh and T. Mukai “1.5 μm GaInAsP travelling-wave semiconductor laser amplifier”, IEEE Journal Quantum Electronics. , vol. 23, no. 6, pp.1010-1020, 1987.

[Schnabel et al, 1993], R. Schnabel, W. Pieper, A. Ehrhardt, M. Eiselt, and H.G. Weber, “Ultrafast signal processing using semiconductor laser amplifiers”, OAA 1-993, pp. 981-982.

[Sharaiha et al, 1997] A. Sharaiha, H.W. Li, F. Marchese, J. Le Bihan, « All-optical logic NOR gate using a semiconductor laser amplifier », Electron. Letters, vol. 33, no. 4, pp. 323-325, 1997.

[Simon, 1982] J.C. Simon, “Polarisation characteristics of travelling-wave-type semiconductor laser amplifiers”, Electronics Letters, 18, pp. 438-439, 1982.

[Soto et al, 1999] H. Soto, D. Erasme, and G. Guekos, “Cross-polarisation modulation in semiconductor optical amplifiers”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 11, n° 8, pp. 970-972, 1999.

[Soto, 1996] H. Soto, « Dynamique des amplificateurs optiques à semi-conducteurs massifs », Thèse de doctorat, ENST , 1996.

[Soto et al, 2001 a] H. Soto, D. Erasme, and G. Guekos, “5-Gb/s XOR optical gate based on cross-polarization modulation in semiconductor optical amplifiers, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 13, n° 4, pp. 335-337, 2001.

[Soto et al, 2001 b] H. Soto, J. C. Dominguez, D. Erasme, and G. Guekos, “Demonstration of an all-optical switch using cross-polarization modulation in semiconductor optical amplifiers”, *Microwave and Optical Technology letters*, vol. 29, n° 3, pp. 205-208, 2001.

[Soto et al, 2001 d] H. Soto, C.A. Diaz, J. Topomondzo, D. Erasme, L. Shares and G. Guekos, “Experimental demonstration of a NOTXOR gate using cross polarization modulation in a semiconductor optical amplifier” in proceedings of *Optoelectronics And Microelectronics-SPIE*, vol. 4602 pp. 1-8, 2001.

[Soto et al, 2001 c] H. Soto, C.A. Diaz, J. Topomondzo, D. Erasme, and G. Guekos, “Experimental demonstration of all-optical AND and NAND gates using cross polarization modulation in a semiconductor optical amplifier” in proceedings of *APOC02-SPIE*, vol. 4580-27 pp. 141-148, 2001.

[Soto et al, 2002] H. Soto, C.A. Diaz, J. Topomondzo, D. Erasme, and G. Guekos, “All-optical AND gate implementation using cross polarization modulation in a semiconductor optical amplifier” , *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, no. 4, pp. 498-500, 2002.

[Soto et al, 2003] H. Soto, J. Topomondzo, D. Erasme, and M. Castro, “All-optical NOR gates with two and three input logic signals based on cross polarization modulation in a semiconductor optical amplifier” , *Optics Communications*, vol. 218, no.4-6, pp. 243-247, 2003.

[Soto et al, 2004] H. Soto, E. Alvarez, C.A. Diaz, J. Topomondzo, D. Erasme, L. Shares, L. Occhi, G. Guekos, and M. Castro “Experimental demonstration of a NOTXOR gate using cross polarization modulation in a semiconductor optical amplifier” , to be published in *Journal of Quantum Electronics* 2004.

[Stephens et al, 1996] M. F. C. Stephens, R. V. Penty, M. Asghari, and I. H. White, “High-speed wavelength conversion utilizing birefringence in semiconductor optical amplifiers, pp. 348-349, *CLEO*, 1996.

[Stephens et al, 1997] M. F. C. Stephens, M. Asghari, R. V. Penty, and I. H. White, “Demonstration of ultrafast all-optical wavelength conversion utilizing birefringence in

semiconductor optical amplifiers”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 9, n° 4, pp. 449-451, 1997.

[Sumida et al, 1990] M. Sumida, « Polarisation insensitive configuration of semiconductor laser amplifier », Electron. Letters, vol. 26, no. 22, pp. 1913-1914, 1990.

[Tajima et al, 1995] K. Tajima, K.I. Kang, I. Glesk, T.G. Chang, P.R. Prucnal, R.K. Broncek, “Demonstration of all-optical Mach-Zehnder demultiplexer”, Electronics Letters, vol. 31, no. 17, pp. 1494-1495, 1995.

[Tamir, 1975], T. Tamir. Integrated optics. Berlin: Springer-Verlag, 1975.

[Tessler et al, 1994] N. Tessler, J. Mark, G. Eisenstein, J. Mork, U. Koren and C.A. Burrus, “Gain dynamics in quantum well lasers and optical amplifiers : an experimental comparison” Applied Physics Letters, vol. 64, no. 16, pp.2050-2052, 1994.

[Theophilopoulos et al, 2002] G. Theophilopoulos, K. Yiannopoulos, M. Kalyvas, C. Bintjas, G. Kalogerakis, H. Avramopoulos, L. Occhi, L. Schares, G. Guekos, S. Hansmann, and R. Dall’ Ara “40 Ghz All-Optical XOR with UNI Gate”, OFC, vol. 1, pp. MB2-1 – MB2-3, 2001.

[Thijs et al, 1994] P.J.A. Thijs, L.F. Tiemeijer, J.J.M. Binsma, T.V. Dongen, “Progress in long-wavelength strained-layer InGaAsP(P) quantum-well lasers and amplifiers” IEEE Journal of Quantum Electronics, vol.30, no.2, pp. 477-499, 1994.

[Thylén, 1988] L. Thylén, “Amplified spontaneous emission and gain characteristics of Fabry-Perot and travelling wave type semiconductor laser amplifiers”, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 24, no. 8, pp. 1532-1537, 1988.

[Tiemeijer , 1994] L.F. Tiemeijer, “A single-pass single-amplifier polarization-insensitive semiconductor laser amplifier configuration”, IEEE Journal of quantum electronics, vol. 30, no. 1, pp. 37-42, 1994.

[Topomondzo et al, 2002] J. Topomondzo, D. Erasme « Caractérisation de la biréfringence et de l'effet de rotation de polarisation dans un amplificateur optique à semi-conducteur », JNOG 23-25, 2002, Dijon, France.

[Tsiokos et al, 2004] T. Tsiokos, E. Kehayas, K. Vyrsoinos, T. Houbavlis, L. Stampoulidis, G.T. Kanellos, N. Pleros, G. Guekos, and H. Avramopoulos « 10-Gb.s All-Optical Half-Adder with Interferometric SOA gates, *Photonics Technology Letters*, vol. 16, n0. 1, pp. 284-286, 2004.

[Theophilopoulos et al, 2002] G. Theophilopoulos, M. Kalyvas, C. Bintjas, N. Pleros, K. Yiannopoulos, A. Stavdas, H. Avramopoulos, and G. Guekos, "Optically Addressable 2 x 2 Exchange/Bypass Packet Switch", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, n° 7, pp. 998-1000, 2002.

[Ueno et al, 2000] Y. Ueno, S. Nakamura, H. Hatakeyama, T. Tamanuki, T. Sasaki, and K. Tajima, "160 Gbit/s OTDM wavelength conversion using an SMZ-type all optical switch", *ECOC 2000*, vol.1, pp. 13-14.

[Usami et al, 1998] M. Usami, M. Tsurusawa, Y. Matsushima, "Mechanism for reducing recovery time of optical nonlinearity in semiconductor laser amplifier", *Applied Physics Letters*, vol. 72, no. 21, pp. 2657-2659, 1998.

[Uskov et al, 1994] A. Uskov, J. Mork and J. Mark, "Wave mixing in semiconductor laser amplifiers due to carrier heating and spectral hole burning", *Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, no. 8, pp.1769-1781, 1994.

[Vankwikelberg et al, 1990] P. Vankwikelberg, G. Morthier and R. Baets, " CLADIS-A longitudinal multimode model for analysis of the static, dynamic, and stochastic behaviour of diode lasers with distributed feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-26, pp. 1728-1741, 1990.

[Visser et al, 1996] T.D. Visser, B. Demeulenaere, J. Haes, D. Lenstra, R. Baets, H. Blok, « Confinement and modal gain in dielectric waveguides », *Journal of Lightwave Technology*, vol.14, no. 5, pp. 885-887, 1996.

[Ware et al, 2003] C. WARE, R. GABET, D. ERASME, "Opto-electronic phase-locked loop using four-wave mixing in semiconductor optical amplifier", Conference on Lasers and Electro-optics CLEO Europe 2003, Paper CJ2-3, Munich, Germany, 23-27 June 2003.

[Wong et al, 2003] C. S. Wong, and H. K. Tsang, "Polarization-independent wavelength conversion at 10 Gb/s using birefringence switching in a semiconductor optical amplifier", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 15, n° 1, pp. 87-89, 2003.

[Wong et al, 2000] W.P. Wong, K.S. Chiang, "Design of waveguide structures for polarization-insensitive optical amplification" IEEE Journal of Quantum Electronics. vol. 36, no. 11, pp.1243-1250, 2000.

[Xingzhong et al, 2000] C. Xingzhong, Y. Minyu, Z. Jianfeng, L. Yuhua, X. Lei, C. Minghua, G. Yizhi, "All-optical switch based on an ultrafast nonlinear interferometer" Comm. Technol. Proceedings, WCC-ICCT 2000, vol.1, pp. 206-209.

[Yang et al, 2003] X. Yang, D. Lenstra, G. D. Khoe, H. J. S. Dorren, "Nonlinear polarization rotation induced by ultrashort optical pulses in a semiconductor optical amplifier", Optical Communications 223 (2003), pp. 169-179, 2003.

[Yariv, 1984] A. Yariv, "Optical waves in crystals", John Wiley & Sons, new York, 1984.

[Zhao et al, 2002] Mingshan Zhao, Jan De merlier, Geert Morthier and Roel G. Baets, "Dynamic birefringence of the linear optical amplifier and application in optical regeneration" IEEE Journal of selected Topics in Quantum Electronics, vol.8, no.6, 2002, pp.1399-1404.

PUBLICATIONS

H. SOTO, E. ALVAREZ, C.A. DIAZ, J. TOPOMONDZO, D.ERASME, L. SHARES, L. OCCHI, G.GUEKOS and M. CASTRO - "Experimental Demonstration of a NOT XOR gate Using Cross-Polarization Modulation in a Semiconductor Optical Amplifier, to be published in Journal of Quantum Electronics 2004

H. SOTO, J. TOPOMONDZO, D.ERASME, M. CASTRO, "All-optical NOR gates with two and three input logic signals based on cross-polarization modulation in a semiconductor optical amplifier", Optics Communications, Vol. 218, Issues 4-6, Pages 243-247, 2003.

H. SOTO, C.A. DIAZ, J. TOPOMONDZO, D.ERASME, L. SHARES and G.GUEKOS, "All-Optical AND gate Implementation Using Cross-Polarization Modulation in a Semiconductor Optical Amplifier" IEEE Photon. Technol. Lett. ,Vol. 14, No 4, pp. 498-500, 2002.

J. TOPOMONDZO, D. ERASME

21 èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG), Septembre 23-25, 2002, Dijon, France

H. SOTO, J. TOPOMONDZO, D.ERASME, and G.GUEKOS - "Experimental Demonstration of All-Optical AND and NAND Gates Using Cross-Polarization Modulation in a Semiconductor Optical Amplifier," in proceed. of APOC02-SPIE, vol. 4580-27 pp. 141-148, Bejin, Chine, November 2001.

H. SOTO, C.A. DIAZ, J. TOPOMONDZO, D. ERASME, L. SHARES and G.GUEKOS - "Experimental Demonstration of a NOT XOR gate Using Cross-Polarization Modulation in a Semiconductor Optical Amplifier," in proceedings of OPTOELECTRONICS AND MICROELECTRONICS-SPIE, vol. 4602 pp. 1-8, Tianjin Chine November 2001

