



HAL
open science

Etude théorique et expérimentale d'un convertisseur de polarisation intégré sur semiconducteur de type III-V.

Nicolas Grossard

► **To cite this version:**

Nicolas Grossard. Etude théorique et expérimentale d'un convertisseur de polarisation intégré sur semiconducteur de type III-V.. Autre. Université de Franche-Comté, 2001. Français. NNT: . tel-00004255

HAL Id: tel-00004255

<https://theses.hal.science/tel-00004255>

Submitted on 20 Jan 2004

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

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

THÈSE

présentée à

**L'U.F.R DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ**

pour obtenir le

**GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ
DE FRANCHE-COMTÉ
Spécialité Sciences pour l'Ingénieur**

**Etude théorique et expérimentale d'un
convertisseur de polarisation intégré
sur semiconducteur de type III-V**

par

Nicolas Grossard

soutenue le 15 mai 2001 devant la commission d'examen :

Président	J.-P. Goedgebuer	Professeur à l'UFR des Sciences et Techniques de Franche-Comté.
Rapporteurs	P. Viktorovitch J. Zyss	Directeur de Recherche CNRS à l'Ecole Centrale de Lyon. Professeur à l'Ecole Normale Supérieure de Cachan.
Examineurs	A. Carencio H. Porte J.-P. Vilcot	Ingénieur Opto+, Alcatel, Marcoussis. Directeur de Recherche CNRS à l'UFR des Sciences et Techniques de Franche-Comté. Directeur de Recherche CNRS à l'Université des Sciences et Technologies de Lille 1.

A ma famille
A mes ami(e)s

Remerciements

Le travail de thèse qui m'a été proposé a été réalisé au Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux, au sein de l'équipe Opto-électronique. Je remercie à l'occasion son directeur, M. Goedgebuer, pour m'avoir accueilli dans ses locaux durant ces trois années.

J'adresse mes plus sincères remerciements à monsieur Henri PORTE, directeur de recherche CNRS pour la confiance qu'il a su m'accorder en acceptant d'encadrer mes travaux de recherche.

Je tiens à remercier Messieurs P. VIKTOROVITCH, directeur de recherche CNRS à l'Ecole Centrale de Lyon, et J. ZYSS professeur à l'Ecole Normale Supérieure de Cachan pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail. J'adresse également mes plus vifs remerciements à monsieur J. P. VILCOT, directeur de recherche CNRS à l'Université des Sciences et Technologies de Lille, pour la collaboration fructueuse et pour avoir accepté de participer à ce jury. Enfin, j'exprime ma gratitude à monsieur A. CARENCO, ingénieur à Opto+ chez Alcatel, pour avoir accepté d'examiner ce travail.

Je ne saurais oublier les trois compères de l'atelier, Jacques, Denis et Jean-Claude qui grâce à leur aide indispensable m'ont permis de concrétiser ces travaux. Je les remercie pour leur disponibilité, leur gentillesse et leur bonne humeur quotidienne.

Je dois également un remerciement particulier à Bruno Bèche pour son inestimable aide et ses conseils prodigués au cours de mes travaux sur semiconducteurs.

A présent, je tiens à compléter mes remerciements à ceux qui ont participé de près ou de loin à l'aboutissement de mes travaux. Je vais d'abord commencer par Vincent Armbruster pour ses conseils avisés lors de la rédaction de ce manuscrit, mais aussi Min, notre star Koréenne, pour l'aide apportée lors des étapes de programmation en langage C. Pour tous les bons moments passés au labo et lors des innombrables fêtes, je tiens enfin à remercier François, Jérôme (notre Jean-Claude Duss national), Marty et tous les thésards du labo. Pour tous les fous rires partagés je les en remercie sincèrement.

Je passe enfin un petit coucou tout en adressant un grand merci à toute la bande de joyeux lurons du « Moulin », Papy, Max, Babette, Missel, Nious, Ratnald, Le Grand, Maxime et Nadège.

Encore une fois, merci à toutes et à tous.

Table des matières

Listes des abréviations	9
Introduction : l'optique intégrée au service des télécommunications par fibre optique	12
Bibliographie	16
1 Polarisation de la lumière et télécommunications par voie optique : État de l'art	19
1.1 Historique : les problèmes de polarisation dans les liaisons sur fibre optique . .	21
1.1.1 Systèmes cohérents : réception hétérodyne	21
1.1.2 La détection directe	23
1.1.2.1 Sensibilité des pertes à la polarisation (PDL) et dépendance du gain par rapport à la polarisation (PDG) dans les liaisons transocéaniques	24
1.1.2.2 Le phénomène de dispersion modale de polarisation (PMD) .	27
1.2 Solutions envisagées et proposées	29
1.2.1 Les contrôleurs de polarisation	29
1.2.2 Les brouilleurs de polarisation	33
1.3 Recherche d'une solution intégrée sur semiconducteur	36
1.3.1 Les circuits opto-électroniques intégrés sur semiconducteurs	36
1.3.2 Semiconducteurs de type III-V	38
1.3.2.1 Les convertisseurs de polarisation intégrés sur semiconducteurs III-V	39
1.3.2.2 Choix d'une configuration particulière	41

1.4	Conclusion-Résumé	43
	Bibliographie	44
2	Principe de fonctionnement	47
2.1	Phénomènes électro-optiques dans l'Arséniure de Gallium	49
2.2	Equation de propagation perturbée en configuration d'optique guidée	51
2.3	Rôle du champ électrique vertical \mathcal{E}_x : modulation de phase	55
2.3.1	Détermination des constantes de propagation perturbées	55
2.3.2	La tension d'accord de phase V_{PM}	56
2.3.3	Interprétation complémentaire	57
2.4	Rôle du champ électrique horizontal \mathcal{E}_y : conversion de polarisation	57
2.4.1	Théorie des modes couplés appliquée à la conversion de polarisation	57
2.4.2	Caractérisation du composant en conversion TE/TM : la tension de couplage de modes V_{MC}	59
2.4.3	Interprétation complémentaire	62
2.5	Action simultanée des deux champs \mathcal{E}_x et \mathcal{E}_y : conversion TE/TM contrôlée en phase	63
2.5.1	Modèle parfait	63
2.5.2	Modèle réel	66
2.6	Application au brouillage en polarisation	68
2.6.1	Lame demi-onde en rotation	69
2.6.2	Lame à biréfringence variable	70
2.7	Conclusion-Résumé	72
	Bibliographie	74
3	Etude et réalisation des guides optiques sur semiconducteurs	75
3.1	Paramètres à optimiser	77
3.1.1	Pertes optiques en propagation	77
3.1.1.1	Absorption inter-bande et intra-bande	77
3.1.1.2	Pertes par diffusion	79
3.1.1.3	Absorption du mode TM par une couche métallique	81
3.1.2	Biréfringence modale	81
3.2	Modélisation du guidage optique	83

3.2.1	Modélisation 1D et étude du comportement : confinement vertical . . .	85
3.2.1.1	Modèle planaire	85
3.2.1.2	Optimisation des paramètres géométriques	88
3.2.1.3	Structures guidantes retenues	90
3.2.2	Modélisation 2D : confinement horizontal	92
3.2.2.1	Résolution de l'équation vectorielle de Helmholtz	92
3.2.2.2	La méthode de Galerkin appliquée aux guides chargés enterrés	93
3.2.2.3	Avantages et limites de la méthode	96
3.2.2.4	Détermination des paramètres opto-géométriques caractéris- tiques	97
3.3	Fabrication des guides optiques	99
3.3.1	Epitaxie par jet moléculaire	99
3.3.2	Les technologies de réalisation en optique intégrée	101
3.3.2.1	La photolithographie	101
3.3.2.2	Les techniques de gravure	101
3.4	Conclusion-Résumé	105
	Bibliographie	107
4	Conception et évaluation des convertisseurs TE/TM	109
4.1	Comportement des champs électriques ($\mathcal{E}_x, \mathcal{E}_y$) générés par les électrodes . . .	111
4.1.1	Le contact métal/semiconducteur	111
4.1.2	Modélisation du champ électrique dans les structures métal / semicon- ducteur / métal (MSM)	113
4.1.2.1	Modèle unidimensionnel	113
4.1.2.2	Modèle bidimensionnel	117
4.2	Fabrication des modulateurs intégrés	120
4.2.1	Définition des électrodes	121
4.2.2	Photolithographie et dépôt métallique	121
4.3	Caractérisation des composants : validation expérimentale des prévisions théo- riques	124
4.3.1	Montage expérimental	124
4.3.2	Mesure des pertes optiques en propagation : sensibilité à la polarisation	126

4.3.3	Caractérisation des contacts électriques	128
4.3.4	Fonctionnement du champ d'accord de phase \mathcal{E}_x : modulation de phase	131
4.3.5	Fonctionnement des deux composantes $\mathcal{E}_y, \mathcal{E}_x$: conversion TE/TM et contrôle de phase	134
4.3.5.1	Conversion TE/TM sans accord de phase ($V_x = 0$ V)	135
4.3.5.2	Conversion TE/TM avec désaccord de phase ($V_x > 0$ V)	137
4.3.5.3	Conversion TE/TM avec accord de phase ($V_x < 0$ V)	137
4.3.6	Tests en brouillage de polarisation	139
4.4	Conclusion	141
	Bibliographie	143
	Conclusion générale : bilan et perspectives	145
	Bibliographie	149

Listes des abréviations

A

ADSL : en anglais *Asymmetrical Digital Subscriber Loop* pour ligne d'abonné numérique asymétrique.

ASE : en anglais *Amplified Spontaneous Emission* pour bruit d'émission spontanée amplifié.

ASK : en anglais *Amplitude Shift Keying* pour modulation numérique d'amplitude.

B

BC : pour bande de conduction.

BV : pour bande de valence.

D

DGD : en anglais *Differential Groupe Delay* pour différence de temps de groupe.

DOP : en anglais *Degree Of Polarization* pour degré de polarisation.

DWDM : en anglais *Dense Wavelength Division Multiplexing* pour multiplexage dense en longueur d'onde.

E

EDFA : en anglais *Erbium Doped Fiber Amplifier* pour amplificateur à fibre dopée erbium.

F

FET : en anglais *Field Effect Transistor* pour transistor à effet de champ.

FSK : en anglais *Frequency Shift Keying* pour modulation numérique en fréquence.

I

IUT-T : en anglais *International Telecommunication Union - Telecommunication Standardization Sector* pour union internationale des télécommunications.

L

LPE : en anglais *Liquid Phase Epitaxy* pour épitaxie en phase liquide.

M

MBE : en anglais *Molecular Beam Epitaxy* pour épitaxie par jet moléculaire.

MEB : pour microscope électronique à balayage.

MOCVD : en anglais *Metal Organic Chemical Vapor Deposition* pour dépôt d'organo métalliques en phase vapeur.

MSM : pour métal/semiconducteur/métal.

N

NID : pour non-intentionnellement dopé.

O

OEIC : en anglais *Optoelectronic integrated circuit* pour circuit intégré opto-électronique.

P

PDG : en anglais *Polarization Dependant Gain* pour dépendance du gain par rapport à la polarisation.

PDL : en anglais *Polarization Dependant Loss* pour sensibilité des pertes à la polarisation.

PMD : en anglais *Polarization Mode Dispersion* pour dispersion modale de polarisation.

POHB : en anglais *Polarization Hole Burning* pour saturation sélective en polarisation.

PSK : en anglais *Phase Shift Keying* pour modulation numérique de phase.

R

RNIS : pour réseau numérique à intégration de services.

S

SLW : en anglais *Strip Loaded Waveguide* pour guide induit par un ruban en surface.

SI : en anglais *Semi Insulated* pour semi-isolant.

T

TE : en anglais *Transverse Electric* pour champ électrique polarisé transverse.

TM : en anglais *Transverse Magnetic* pour champ magnétique polarisé transverse.

V

VPE : en anglais *Vapor Phase Epitaxy* pour épitaxie en phase vapeur.

W

WDM : en anglais *Wavelength Division Multiplexing* pour multiplexage en longueur d'onde.

Introduction : l'optique intégrée au service des télécommunications par fibre optique

De l'avis de tous, cette fin de siècle aura été marquée par l'explosion des moyens de communication. Quel que soit le type de communication envisagé (téléphonie mobile, services internet, ...), le besoin est tel que tous les analystes prévoient une augmentation importante de la demande pour les cinq prochaines années.

En ce qui concerne les transmissions par fibre optique, l'augmentation des débits liés au nombre et à l'évolution des moyens d'accès à internet (ADSL, câble, RNIS) a provoqué depuis quelques années le déploiement de réseaux toujours plus performants. Naturellement, cette croissance des réseaux par fibre optique s'est concrétisée par un développement sans précédent des composants de l'optique intégrée [1]. Actuellement, plusieurs technologies cohabitent et se partagent le marché des composants intégrés :

- Pour toutes les fonctions passives (filtres passifs, plate-forme de connection fibre/guide), les technologies développées sur verre et silicium semblent être privilégiées [2], [3]. En effet, le faible coût des matériaux et l'arrivée à maturité des techniques développées depuis 20 ans en ont fait des supports de choix. Toutefois, du fait de leur structure interne, ces matériaux ne peuvent prétendre aux fonctions actives.
- Au niveau des fonctions actives (lasers, photodétecteurs, modulateurs d'intensité), les catégories principales qui concourent sont les matériaux diélectriques à base de niobate de lithium ($LiNbO_3$) [4] ou polymères [5] et les composés semiconducteurs de la famille III-V ($GaAs$, InP) [6]. Les deux premiers se basent principalement sur leurs propriétés

électro-optiques linéaires pour moduler la lumière [7] tandis que les derniers utilisent le principe de l'électro-absorption [8].

Jusqu'à présent, les fournisseurs de composants intégrés se sont très peu intéressés aux capacités en modulation électro-optique linéaire (effet *Pockels*) des semiconducteurs III-V. Les performances obtenues par certaines équipes universitaires américaines et canadiennes semblent néanmoins prometteuses et démontrent une très bonne aptitude à la modulation hyper-fréquence [9], [10]. De plus, les avantages liés à l'utilisation de ces matériaux sont multiples : capacité d'intégration des fonctions optiques et électroniques du dispositif sur une même puce, utilisation des procédés issus de la microélectronique pour la fabrication de masse,

Depuis 15 ans, l'équipe opto-électronique du laboratoire d'optique *P.M. Duffieux* s'est spécialisée dans l'étude et la conception de modulateurs intégrés sur niobate de lithium. Les nombreux résultats publiés durant ces années témoignent d'un savoir faire certain [11], [12]. Le travail qui m'a donc été proposé s'inscrit plutôt dans une démarche prospective portant sur les possibilités de modulation électro-optique offertes par les composés semiconducteurs III-V. Le travail présenté dans ce mémoire de thèse se base sur l'utilisation des propriétés électro-optiques linéaires des semiconducteurs de type III-V pour réaliser un composant intégré aux fonctionnalités et performances comparables à celle de son homologue sur niobate de lithium. Dans ce contexte, nous nous sommes focalisés plus particulièrement sur un problème couramment rencontré dans les lignes de transmission sur fibre optique : le contrôle de l'état de polarisation du signal optique. Ainsi, mon sujet de thèse porte sur l'étude et la faisabilité d'un convertisseur de polarisation intégré sur semiconducteur III-V.

Le premier chapitre retrace d'abord, sous forme d'historique, les problèmes de polarisation déjà rencontrés et à venir pour les prochaines générations de transmission sur fibre optique terrestres et sous-marines. Les solutions existantes à l'heure actuelle et basées sur un contrôle de l'état de polarisation de l'onde optique guidée sont ensuite présentées. Les dispositifs utilisés et commercialisés sont notamment énumérés en tenant compte de leurs avantages et leurs inconvénients. Enfin, en s'appuyant sur l'état de l'art actuel dans le domaine des modulateurs intégrés sur semiconducteurs, une solution originale et particulière est proposée pour moduler l'état de polarisation du champ électromagnétique à l'aide d'une hétérostructure semiconductrice de type $Al_{1-x}Ga_xAs/GaAs$.

Le second chapitre est consacré à la compréhension du phénomène d'interaction électro-

optique au sein même du matériau. En se basant sur la théorie des modes couplés, le comportement électro-optique ainsi que le principe de fonctionnement du dispositif sont définis. Le chapitre se termine par une estimation des performances envisagées à l'aide de cette architecture.

Le troisième chapitre s'attache à étudier et à optimiser le transport de la lumière à travers le matériau semiconducteur. Les paramètres opto-géométriques tels que le nombre, les épaisseurs et compositions des couches semiconductrices sont définies en tenant compte des contraintes établies au cours du deuxième chapitre. Après avoir étudié théoriquement les conditions adéquates au guidage, les guides optiques sont fabriqués en utilisant diverses techniques issues des procédés de micro-photolithographie. L'épitaxie des couches semi-conductrices, obtenue par la technique d'épitaxie par jet moléculaire (MBE), a été réalisée à l'*Institut d'Electronique et de Micro-Electronique du Nord* (IEMN) dans le cadre d'une collaboration entre nos deux laboratoires.

Le quatrième et dernier chapitre présente dans un premier temps l'aspect relatif aux problèmes électriques rencontrés au niveau des contacts «métal/semiconducteur». La suite de ce chapitre traite la fabrication puis la caractérisation des composants ainsi réalisés. Une discussion sur les phénomènes observés cloture enfin ce mémoire de thèse.

Bibliographie

- [1] “Global optical component market to exceed \$23 billion,” *Integrated communications design*, **2**, no. 5 (2000).
- [2] N. V. Villarreal, *Introduction to glass integrated optics*, Artech House (1992).
- [3] C. A. Jones, K. Cooper, M. W. Nield, J. D. Rush, R. G. Waller, J. V. Collins et P. J. Fiddymont, “Hybrid integration of a laser diode with a planar silica waveguide,” *Electron. Lett.*, **30**, no. 3, pp. 215–216 (1994).
- [4] K. Noguchi, O. Mitomi, Miyazawa et S. Seki, “A broadband Ti:LiNbO₃ optical modulator with a ridge structure,” *J. Lightwave Technol.*, **13**, no. 6, pp. 1164–1168 (1995).
- [5] H. Zhang, M.-C. Oh, A. Szep, W. Steier, C. Zhang, L. R. Dalton, H. Erlig, Y. Chang, D. H. Chang et H. Fetterman, “Push-pull electro-optic polymer modulators with low half-wave voltage and low loss at both 1310 and 1550 nm,” *Appl. Phys. Lett.*, **78**, no. 20, pp. 3136–3138 (2001).
- [6] R. Weinmann, D. Baums, U. Cebulla, H. Haisch, D. Kaiser, E. Kühn, E. Lach, K. Satzke, J. Weber, P. Wiedemann et E. Zielinski, “Polarization-independent and ultra-high bandwidth with electroabsorption modulators in multiquantum-well deep-ridge waveguide technology,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **8**, no. 7, pp. 891–893 (1996).
- [7] T. Tamir, *Guided-wave optoelectronics*, Springer-Verlag (1990).
- [8] R. G. Hunsperger, *Integrated optics: theory and technology*, Springer-Verlag (1995).
- [9] R. Spickermann, S. R. Sakamoto, M. G. Peters et N. Dagli, “GaAs/AlGaAs travelling wave electro-optic modulator with an electrical bandwidth > 40 GHz,” *Electron. Lett.*, **32**, no. 12, pp. 1095–1096 (1996).
- [10] R. S. Sakamoto et N. Dagli, “Substrate removed GaAs-AlGaAs electrooptic modulators,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, no. 10, pp. 1244–1246 (1999).
- [11] H. Porte, J. P. Goedgebuer et R. Ferrière, “An LiNbO₃ integrated coherence modulator,” *J. Lightwave Technol.*, **10**, no. 6, pp. 760–766 (1992).

- [12] C. C. Chen, H. Porte, A. Carenco, J. Goedgebuer et V. Armbruster, "Phase correction by laser ablation of a polarization independent LiNbO₃ Mach-Zehnder modulator," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, no. 10, pp. 1361–1363 (1997).

**Polarisation de la lumière et
télécommunications par voie optique :
État de l'art**

Les limitations imposées par le phénomène de polarisation du champ électromagnétique ont été et demeurent encore un problème majeur des lignes de transmission par fibre optique. En effet, la fibre optique véhiculant l'information est un milieu de propagation qui rend l'état de polarisation de la lumière guidée très sensible aux perturbations extérieures (contraintes mécaniques, variations de chaleur...). Couplés à la sensibilité en polarisation des composants optiques intermédiaires de la ligne, les effets néfastes de la polarisation s'accumulent au cours de la propagation et se répercutent au niveau du module en réception. Quelle que soit la méthode de détection utilisée (détection hétérodyne ou directe), l'état de polarisation du signal se propageant est un facteur crucial qui perturbe la sensibilité du système récepteur.

1.1 Historique : les problèmes de polarisation dans les liaisons sur fibre optique

1.1.1 Systèmes cohérents : réception hétérodyne

Au cours des années 80, les techniques de réception hétérodynes ont fait l'objet d'études approfondies. Les avantages comparés à la détection directe reposaient entre autres sur une meilleure sensibilité au niveau de la détection (gain en sensibilité de 10 à 20 dB) permettant ainsi un espacement plus grand entre répéteurs-régénérateurs de signal intermédiaires dans la liaison. Ces systèmes, appelés cohérents, ont une structure en réception qui est directement calquée sur les "tuners" radio-électriques. Le principe de fonctionnement est schématisé *figure 1.1*.

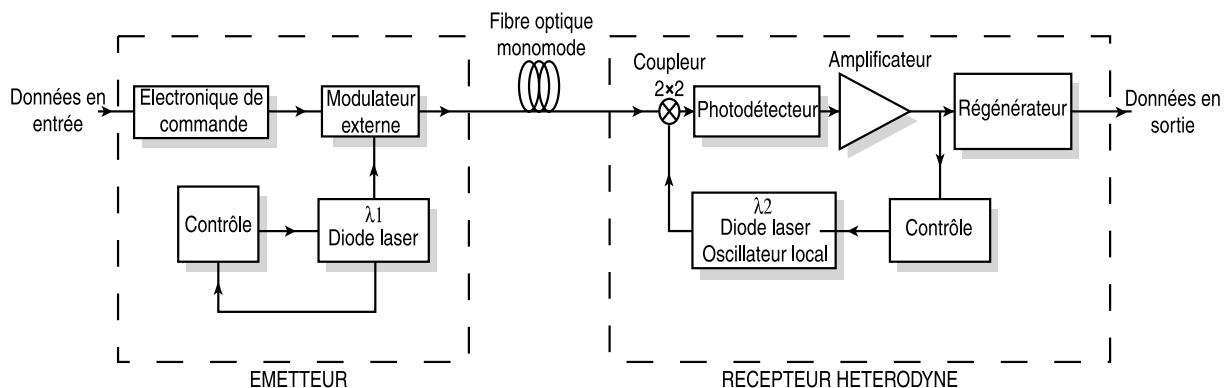


FIG. 1.1: Schéma en blocs d'une liaison cohérente.

Les données numériques envoyées peuvent être codées sur l'amplitude de la porteuse optique de longueur d'onde λ_1 (ASK pour Amplitude Shift Keying), sur la phase (PSK pour

Phase Shift Keying) ou en fréquence (FSK pour Frequency Shift Keying). Le signal arrivant au niveau du module de réception est alors couplé à un oscillateur local optique de longueur d'onde λ_2 égale à λ_1 pour une réception dite homodyne ou différente pour une réception hétérodyne. Le signal optique résultant est ensuite converti en courant par un photodétecteur puis analysé par une chaîne de traitement électronique. Le signal modulé (s) et l'oscillateur local (ol) dans le module de réception s'écrivent :

$$\vec{E}_{s,ol} = E_{s,ol} \cos(\omega_{1,2}t + \phi_{s,ol}) \vec{u}_{s,ol} \quad (1.1)$$

avec $E_{s,ol}$: amplitude du champ électrique de l'onde incidente ou de l'oscillateur local.

$\omega_{1,2}$ et $\phi_{s,ol}$: fréquences et phases des signaux respectifs.

$\vec{u}_{s,ol}$: vecteurs complexes caractérisant l'état de polarisation des deux ondes.

Après le mélange des deux ondes à travers un coupleur optique, la détection du signal résultant par un récepteur quadratique donne un courant dont l'expression s'écrit :

$$I \propto \langle |\vec{E}_s + \vec{E}_{ol}|^2 \rangle \quad (1.2)$$

Soit après filtrage électronique :

$$I \propto E_s E_{ol} \cos(\Delta\omega t + \Delta\phi) \cos(\Delta\phi_p) \quad (1.3)$$

avec $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$: pulsation intermédiaire.

$\Delta\phi = \phi_s - \phi_{ol}$: différence de phase entre les deux signaux.

$\cos(\Delta\phi_p) = \vec{u}_s \cdot \vec{u}_{ol}^*$: terme dépendant de l'état de polarisation des deux ondes optiques.

D'après l'expression (1.3), la différence entre les états de polarisation des deux signaux se traduit par un facteur limitatif $\cos(\Delta\phi_p)$ en qualité de réception.

En considérant le cas particulier où les polarisations sont rectilignes, la qualité du signal reçu est fonction du cosinus de l'angle θ formé par les deux vecteurs polarisations (cf. Fig. 1.2). Ainsi, on peut dénombrer trois cas. Les polarisations sont parallèles (cas a), le niveau en réception est maximal. Les cas intermédiaires où l'angle est compris entre 0 et $\pi/2$ radians (cas b), l'intensité décroît avec l'angle entre les deux polarisations. Enfin, le cas le plus défavorable correspondant à deux polarisations orthogonales (cas c). L'intensité perçue est alors nulle, il y a extinction complète du signal.

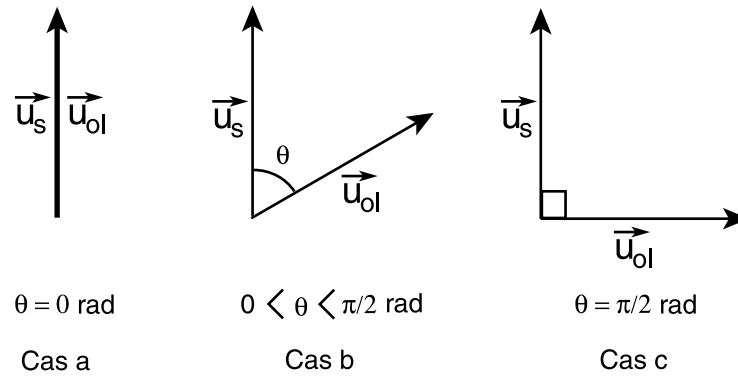


FIG. 1.2: Configurations possibles au niveau du couplage entre les deux ondes dans le cas de deux polarisations rectilignes en réception.

L'expression mathématique du signal obtenu en réception et l'exemple utilisé pour illustrer le problème mettent en évidence l'importance de la polarisation des signaux dans les liaisons cohérentes. Bien que dans le cas de l'oscillateur local l'état de polarisation puisse être contrôlé, la polarisation \vec{u}_s du signal modulé traversant la fibre optique est, quant à elle, aléatoire et varie au cours du temps. De plus, les fluctuations générées par les contraintes externes sur la fibre sont des phénomènes qui varient lentement au cours du temps. L'extinction du signal analysé peut donc être assez longue et par conséquent très pénalisante pour la réception.

L'arrivée à maturation des amplificateurs à fibre dopés à l'erbium (EDFA) au début des années 90 a permis d'obtenir en détection directe des performances en sensibilité comparables à la détection hétérodyne. Cette dernière a donc été progressivement mise à l'écart au profit de la détection directe, technique plus simple à mettre en oeuvre.

1.1.2 La détection directe

Devant la demande toujours croissante en débit de transmission et face à l'internationalisation des télécommunications, l'utilisation des amplificateurs à fibre est devenu incontournable dans les liaisons sur fibre optique à la longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$. La transparence au débit et la compatibilité avec le multiplexage en longueur d'onde (WDM) ont permis aux EDFAs de détrôner les classiques répéteurs-régénérateurs opto-électroniques, limités par la bande passante de leurs circuits électroniques. Ainsi, durant ces dix dernières années, les liaisons "point à point" longues distances (réseau interurbain de plusieurs centaines de kilomètres) et très longues distances (liaisons transocéaniques de plusieurs milliers de kilomètres) se sont

massivement développées sur la base de l'amplification optique (cf Fig. 1.3). Cependant, la

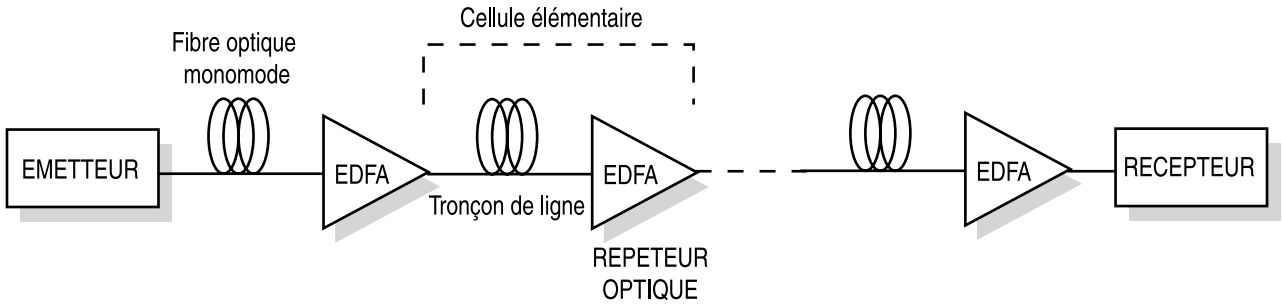


FIG. 1.3: Schéma d'une liaison longue distance avec amplification optique en ligne.

propagation du signal optique sur de très longues distances sans régénération a provoqué l'émergence de problèmes négligeables auparavant. Ces phénomènes parasites, induits par les propriétés de la fibre et les composants intégrés formant la ligne de transmission, s'accumulent avec l'augmentation des distances et des débits. On peut citer en autres les effets non linéaires (effet Brillouin et effet Kerr), la dispersion chromatique et les effets sensibles à la polarisation qui sont étudiés ici.

1.1.2.1 Sensibilité des pertes à la polarisation (PDL) et dépendance du gain par rapport à la polarisation (PDG) dans les liaisons transocéaniques

Une des caractéristiques des amplificateurs à fibre dopée erbium (Er^{3+}) concerne le bruit d'émission spontanée (ASE) associé à l'amplification du signal optique [1]. En effet, la répartition du bruit est exprimée selon la polarisation du signal et sa polarisation orthogonale. Or les répéteurs optiques possèdent des éléments sensibles à l'état de polarisation de la lumière (coupleurs, isolateurs optiques,...). L'effet obtenu par accumulation successive des amplificateurs en ligne mène au phénomène appelé "sensibilité des pertes à la polarisation" (PDL) [2].

L'analyse d'un tel comportement passe par l'étude d'un étage de liaison (cf Fig. 1.3). Considérons l'état de polarisation \vec{u}_s d'un signal se propageant à travers le tronçon de fibre, accompagné d'un bruit d'émission spontanée polarisé suivant deux modes orthogonaux :

$$\begin{cases} \vec{u}_s = \sqrt{P}(\vec{X} \cos \theta + \vec{Y} e^{i\phi} \sin \theta) \\ \vec{u}_{bruit_{para}} = \sqrt{P_{bruit_{para}}}(\vec{X} \cos \theta + \vec{Y} e^{i\phi} \sin \theta) \\ \vec{u}_{bruit_{perp}} = \sqrt{P_{bruit_{perp}}}(\vec{X} \sin \theta - \vec{Y} e^{i\phi} \cos \theta) \end{cases} \quad (1.4)$$

avec P , $P_{bruit_{para}}$ et $P_{bruit_{perp}}$: puissances respectives du signal et du bruit polarisé

parallèlement ou perpendiculairement au signal.

ϕ, θ : déphasage et angle aléatoirement répartis entre $[0, 2\pi]$ et $[0, \pi]$ respectivement.

Le passage à travers les composants optiques sensibles à la polarisation se traduit par la traversée d'un élément possédant un facteur de pertes en propagation suivant une direction privilégiée. Dans le cas présent, les pertes sont définies suivant l'axe X (cf Fig. 1.4). En

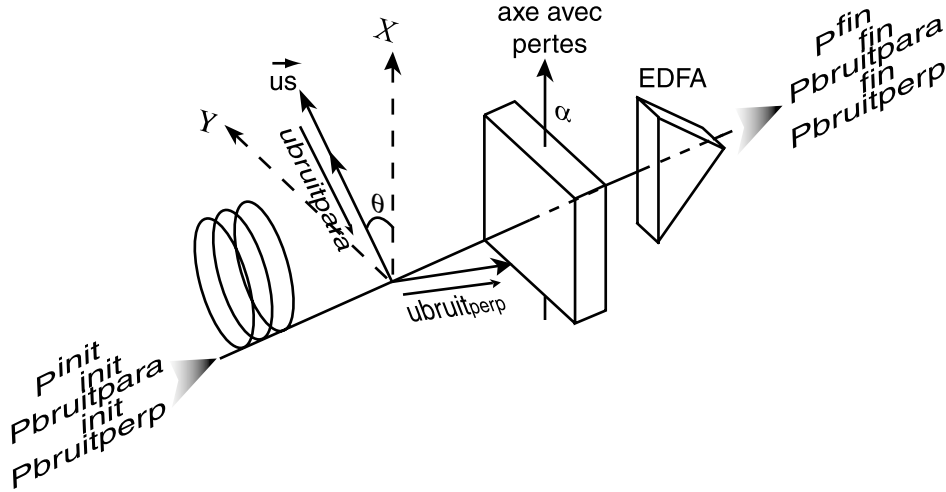


FIG. 1.4: Modélisation de la dépendance en polarisation d'une cellule élémentaire de liaison transocéanique.

considérant que le gain est ajusté de manière à compenser les diverses pertes introduites dans le tronçon de fibre, l'expression des trois puissances optiques s'écrit en sortie d'amplificateur :

$$\begin{cases} P^{init} = P^{fin} \\ P^{bruit}_{para}^{init} = P^{bruit}_{para}^{fin} \\ P^{bruit}_{perp}^{init} = K(\theta, \alpha) P^{bruit}_{perp}^{fin} \end{cases} \quad (1.5)$$

avec α : pertes induites par les composants sensibles à la polarisation.

$$K(\theta, \alpha) = \frac{\alpha \sin^2 \theta + \cos^2 \theta}{\alpha \cos^2 \theta + \sin^2 \theta} : \text{coefficient pondérateur.}$$

L'expression (1.5) montre que le signal et le bruit associé à la même polarisation ne subissent pas de pertes au cours de la propagation dans une cellule élémentaire. Par contre, le bruit à polarisation orthogonale au signal ne retrouve pas sa valeur de départ mais possède un coefficient pondérateur $K(\theta, \alpha)$ qui dépend des pertes et de l'état de polarisation du signal dans la fibre. Pour certaines valeurs de θ le coefficient K peut être supérieur à 1. L'ASE à polarisation perpendiculaire est alors amplifié par accumulation en série des cellules élémentaires formant

la liaison transocéanique ce qui conduit à une dégradation sévère du rapport signal sur bruit en réception. Comme les fluctuations introduites par les contraintes externes (variations thermiques, effets mécaniques...) sur θ et ϕ ont une dépendance temporelle lente et aléatoire, la qualité en réception risque d'évoluer lentement au cours du temps pénalisant ainsi le système de transmission [3].

La "dépendance du gain par rapport à la polarisation" (PDG) constitue un autre problème associé à ce type de liaisons. En effet, d'après la nature amorphe de la matrice en silice contenant les dopants, les amplificateurs à fibre dopée erbium possèdent un gain isotrope. Toutefois, une anisotropie partielle peut se révéler si l'amplificateur est traversé par un signal optique saturant. L'effet physique associé est appelé "Polarization Hole Burning" (POHB) [1]. Lorsque un signal saturant polarisé traverse la fibre dopée, il s'ensuit une désexcitation sélective de certains ions contenus dans la matrice en verre dopée. Cette dépopulation sélective provoque une différence de gain entre la polarisation du signal et celle orthogonale. En sortie d'amplificateur, le bruit d'émission spontané polarisé perpendiculairement au signal se trouve alors plus amplifié que le signal lui même :

$$P_{bruit_{perp}}^{fin} = g \cdot P_{bruit_{perp}}^{init} \quad (1.6)$$

avec $g > 1$: facteur d'amplification différentiel.

Le gain g amplifiant le bruit d'émission spontanée à polarisation orthogonale au signal est indépendant de l'état de polarisation du signal pénétrant dans l'amplificateur. Cette remarque permet de souligner le caractère non aléatoire du phénomène PDG comparé au phénomène PDL : les fluctuations de l'état de polarisation du signal induites par la fibre n'interviennent pas dans la PDG. Ainsi, l'amplification du bruit va s'accumuler de façon linéaire à travers chaque amplificateur en ligne pour finalement dégrader de manière systématique le rapport signal sur bruit en réception et donc la qualité du signal envoyé [2]. Généralement la valeur du gain différentiel sur chaque amplificateur est très faible (typiquement 0.1 dB) ce qui explique pourquoi le phénomène ne se manifeste que sur des liaisons possédant plusieurs centaines d'amplificateurs en ligne (liaisons transocéaniques).

Bien que traités séparément, les deux phénomènes présentés (fixe pour la PDG et fluctuant pour la PDL) cohabitent dans la liaison et entraînent une dégradation non négligeable du rapport signal sur bruit en sortie des liaisons longues distances.

1.1.2.2 Le phénomène de dispersion modale de polarisation (PMD)

Nous avons vu jusqu'à présent les problèmes de polarisation liés en particulier au nombre de répéteurs optiques basés sur les amplificateurs à fibre dopée erbium. Parallèlement aux phénomènes rapportés précédemment, l'augmentation importante des débits en transmission le long de lignes classiques (réseau terrestre) a provoqué l'apparition d'un phénomène supplémentaire lié aux propriétés de la fibre monomode : la dispersion modale de polarisation (PMD). La théorie électromagnétique montre qu'une fibre optique monomode à coeur circulaire possède un mode fondamental de propagation dégénéré en polarisation. Néanmoins, ce cas reste utopique car, en pratique, le coeur de la fibre n'est pas parfaitement circulaire. De plus, dans des conditions réelles d'utilisation, les contraintes externes telles que les variations de pression, de température ou les courbures, rendent la fibre assimilable à un milieu biréfringent possédant un axe rapide et un axe lent de propagation. Si une onde électromagnétique de polarisation quelconque est injectée sous forme d'impulsion dans la fibre, il apparaît alors une levée de dégénérescence entre les états principaux de polarisation. L'impulsion va se propager suivant deux états de polarisation orthogonaux ayant des vitesses de groupe différentes, créant ainsi un élargissement temporel de l'impulsion électrique résultante au niveau de la détection (cf. Fig. 1.5). La différence de temps de groupe (DGD) $\Delta\tau$ entre les deux modes polarisés en sortie de fibre constitue donc un paramètre important de la liaison. Dans le cas d'une transmission numérique, si les impulsions successives envoyées se trouvent trop rapprochées entre elles, il se crée alors en réception un recouvrement entre impulsions électriques brouillant ainsi la séquence binaire envoyée. Le phénomène de PMD peut limiter l'augmentation des débits en ligne.

A la différence de la dispersion chromatique qui est un phénomène stable et déterminé, la dispersion modale de polarisation fluctue aléatoirement en fonction du temps. Son étude est donc particulièrement complexe. Toutefois, on peut montrer sous certaines conditions que la valeur de la DGD suit une loi de probabilité Maxwellienne [4] :

$$p(\Delta\tau) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\Delta\tau^2}{q^3} e^{-\frac{\Delta\tau^2}{2q^2}} \quad (1.7)$$

avec $\langle \Delta\tau \rangle = \sqrt{\frac{8}{\pi}} q$ et $\sigma_{\Delta\tau} = \sqrt{\frac{3\pi - 8}{\pi}} q$ respectivement moyenne et écart-type de la différence de temps de groupe.

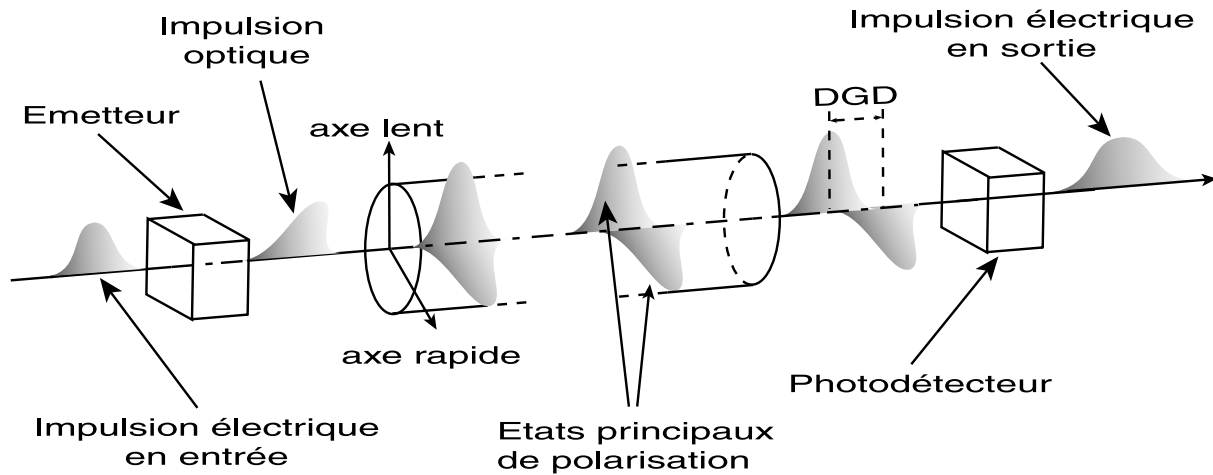


FIG. 1.5: Description de l'effet de PMD sur les impulsions optiques traversant la fibre et impact sur la réception au niveau du module de conversion opto-électronique.

Par conséquent, la PMD d'une fibre s'exprime comme la valeur moyenne $\langle \Delta\tau \rangle$ de la différence de temps de groupe. Les constructeurs spécifient généralement le paramètre de dispersion de polarisation en ps/\sqrt{km} qui correspond à la PMD de leur fibre par unité de longueur. Cependant, la valeur moyenne $\langle \Delta\tau \rangle$ ne suffit pas pour caractériser entièrement le système de transmission car les fluctuations extérieures peuvent engendrer des valeurs de DGD instantanées supérieures. Ces fluctuations, lentes, mènent à des interférences entre symboles successifs et donc à une dégradation importante de la qualité en réception. Ainsi, suivant un traitement statistique basé sur la probabilité d'erreur en détection, la valeur de PMD couramment admise pour conserver une bonne qualité en réception doit être inférieure à 10 % du temps bit [5]. A titre d'exemple, pour un débit de 10 Gbits/s la PMD de la ligne doit être inférieure à 10 ps.

Découvrant l'importance du facteur PMD sur les transmissions hauts débits (10 Gbits/s, 40 Gbits/s), les fabricants de fibre n'ont commencé à spécifier la valeur du paramètres de PMD que très récemment (1995). L'instance internationale des télécommunications (ITU-T) ayant limité la valeur de PMD permise à $0.5 ps/\sqrt{km}$ pour les fibres standards actuelles (ITU-T G652, G653, G655), un rapide calcul montre que dans le cas d'une transmission numérique à 10 Gbits/s, la distance maximale sans régénération du signal est limitée à 400 km. Pour la majeure partie du réseau terrestre le phénomène risque d'être encore plus critique car les fibres ont été installées avant la prise de conscience du facteur PMD. Elles possèdent donc des paramètres de PMD alors inconnus et assez élevés ($2 ps/\sqrt{km}$ pour certaines) qui vont sévèrement limiter la qualité des transmissions [6]. Dans un premier temps, la technique du

multiplexage en longueur d'onde (WDM) a permis de contourner le problème en augmentant le nombre de canaux à un débit plus faible (2.5 Gbits/s par exemple). Mais actuellement, la hausse des débits demandés due à la croissance d'internet a poussé la standardisation des transmissions terrestres WDM à $N \times 10$ Gbits/s pour aboutir dans un futur proche à $N \times 40$ Gbits/s. Les impératifs économiques imposant la réutilisation du réseau existant parallèlement à la pose de nouvelles lignes, le franchissement de ces barrières hauts débits ne peut être réalisé que si les effets néfastes de la PMD sont corrigés.

Le problème lié à la PMD s'applique autant aux systèmes de transmission terrestre qu'aux liaisons transocéaniques. Si dans ce dernier cas les contraintes imposées sur la qualité de la fibre sont plus restrictives (PMD inférieure à $0.1 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$), la plus grande longueur des liaisons fait apparaître à nouveau le phénomène.

1.2 Solutions envisagées et proposées

Plusieurs techniques ont été étudiées afin de corriger les effets néfastes de la polarisation dans les lignes de transmission. Il existe actuellement deux catégories de solutions qui répondent aux différents types de problèmes précédemment décrits. La première est basée sur le contrôle de l'état de polarisation tandis que la seconde s'appuie sur une modulation (brouillage) de la polarisation du signal émis.

1.2.1 Les contrôleurs de polarisation

Sachant que les fluctuations de l'état de polarisation du signal modulé pénalisent le système en réception (détection hétérodyne et PMD pour la détection directe), la solution la plus simple consiste à contrôler en temps réel l'état de polarisation du signal en bout de fibre pour corriger les effets néfastes accumulés au cours de la propagation. Le principe du contrôleur de polarisation est basé sur la possibilité de générer n'importe quel état de polarisation à sa sortie, quelle que soit la polarisation du signal entrant. Le schéma de principe est constitué d'un convertisseur de polarisation associé à un circuit opto-électronique en contre réaction et piloté par un algorithme de contrôle (cf. Fig. 1.6). Dans le cas du problème de PMD, on place derrière le contrôleur une fibre biréfringente qui compense la PMD accumulée au cours de la transmission [7].

Le principe de fonctionnement du convertisseur de polarisation peut être abordé à l'aide

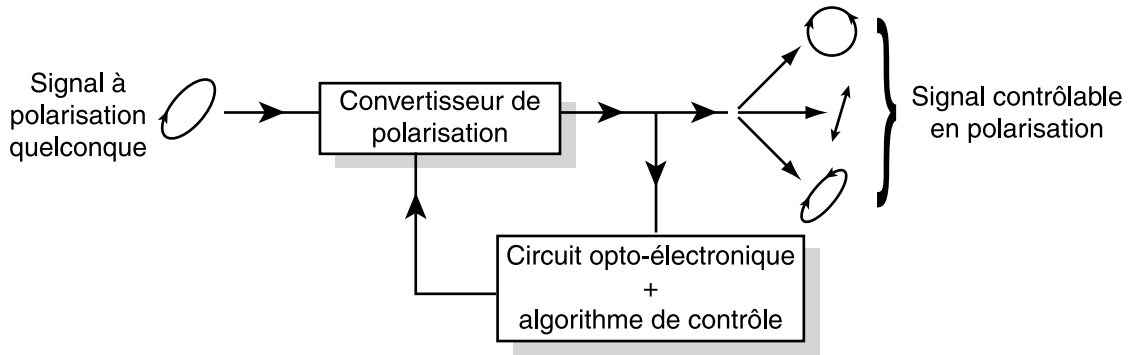


FIG. 1.6: Principe du contrôleur de polarisation.

d'une méthode graphique de représentation des états de polarisation : la *sphère de Poincaré*. La représentation de Poincaré se base sur les propriétés du système de coordonnées sphériques.

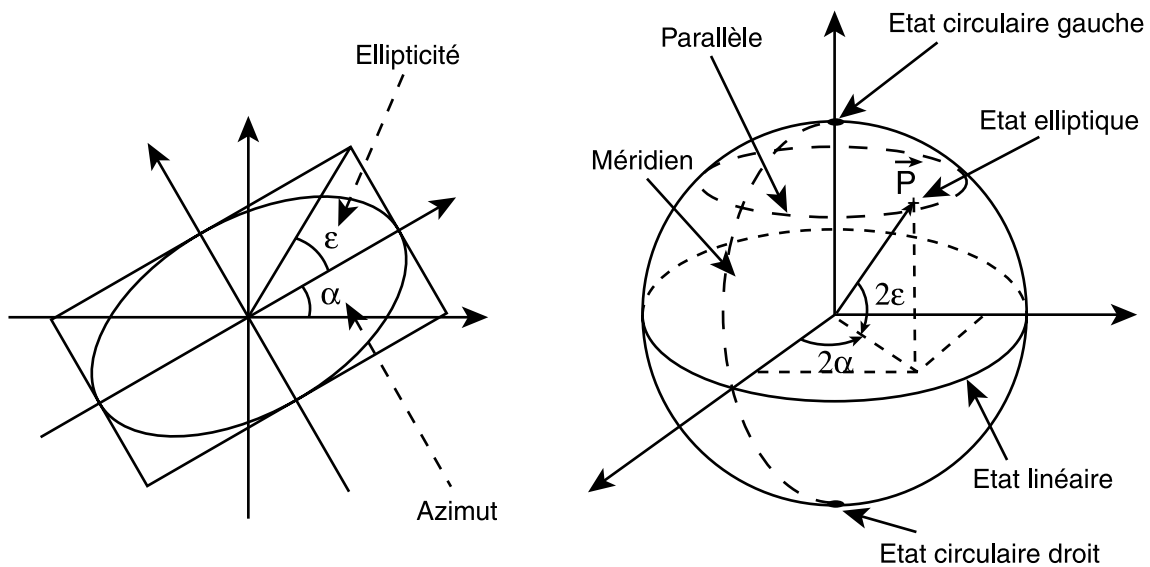


FIG. 1.7: Équivalence entre la représentation cartésienne d'un état de polarisation et la sphère de Poincaré.

Les deux degrés de liberté caractérisant la polarisation, à savoir l'ellipticité ε et l'azimut α (cf. Fig 1.7), peuvent être associés aux deux angles des coordonnées sphériques. Ainsi, tous les états de polarisation sont représentés sur cette sphère unitaire. L'équateur caractérise l'état de polarisation rectiligne, les pôles l'état de polarisation circulaire droit ou gauche et le reste de la surface tous les états elliptiques. Les parallèles correspondent à une ellipticité constante et les méridiens à un azimut constant. Ce type de représentation offre l'avantage de pouvoir suivre l'évolution de la polarisation de la lumière au cours de sa propagation en suivant simplement sa trace sur la sphère.

En se référant à la sphère de Poincaré, le contrôleur de polarisation doit être capable d'atteindre très rapidement n'importe quel point sur la sphère, quelle que soit sa position à l'instant précédent. Le principal moyen pour déplacer un point sur la sphère consiste à utiliser les propriétés des milieux biréfringents. En effet, l'action d'une lame dont les axes principaux sont orientés d'un angle θ par rapport aux axes de base et possédant une biréfringence δ permet de déplacer un point par opérations élémentaires (rotations). L'association d'opérations de base par la mise en série de plusieurs lames biréfringentes possédant des orientations et biréfringences judicieusement choisies permet d'atteindre n'importe quel point sur la sphère (cf Fig. 1.8).

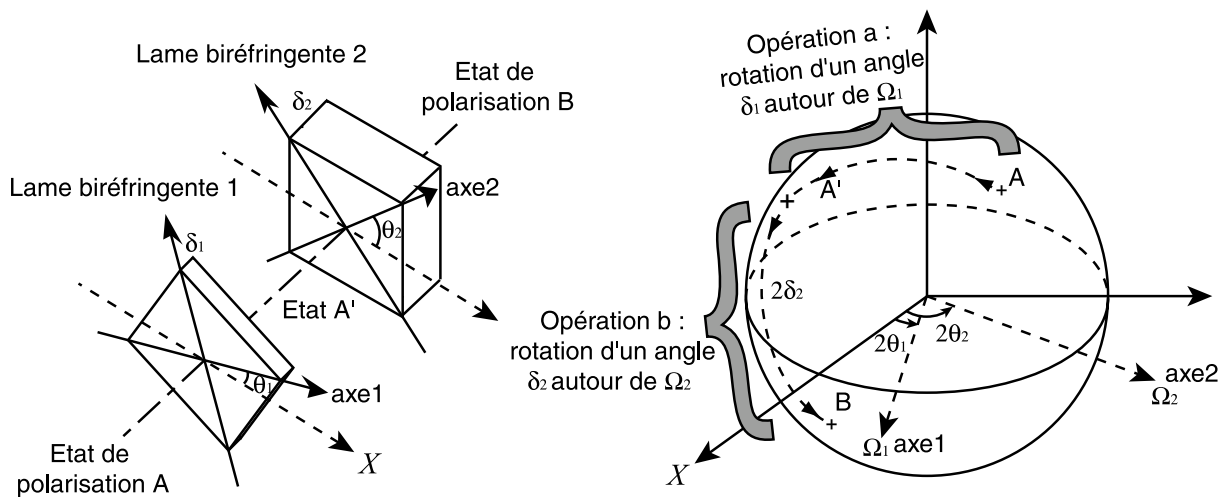


FIG. 1.8: Action de lames biréfringentes sur la polarisation et représentation des opérations élémentaires sur la sphère de Poincaré.

Plusieurs combinaisons de lames sont capables de vérifier cette condition :

- La première consiste à bloquer l'angle θ_i et à contrôler la biréfringence δ_i de chaque lame. On peut montrer que l'installation successive de trois ou quatre lames aux orientations fixées et espacées d'un angle de $\pi/4$ radian permet d'atteindre n'importe quel état de polarisation par contrôle de la biréfringence [8].
- La deuxième solution consiste à bloquer δ_i et à faire varier l'angle θ_i d'orientation des lames. En plaçant en série trois lames déphasantes de $\pi/2$, π et $\pi/2$ radians respectivement, on peut montrer encore une fois que tout état de polarisation peut être atteint en ajustant les orientations des lames [9].

- La contribution simultanée des deux effets représente une troisième solution [10].

Dans le domaine d'application des télécommunications sur fibre optique, les lames biréfringentes à l'état brut ne peuvent être utilisées pour des raisons d'usure mécanique, de pertes optiques et de rapidité d'action. Des substituts adaptés aux conditions réelles d'utilisation et basés sur les propriétés microscopiques (effet élasto-optique, électro-optique, magnéto-optique,...) de certains matériaux ont été développés. Il existe actuellement trois catégories de convertisseurs de polarisation.

Les convertisseurs de polarisation à fibre forment la première famille. Ils utilisent la biréfringence d'une fibre optique pour induire des retard optiques. Les effets responsables sont de type élasto-optique [11] ou magnéto-optique [12]. Dans le premier cas, les lames biréfringentes peuvent être remplacées par des fibres optiques enroulées autour de tubes piezo-électriques et soudées entre elles suivant différents angles. L'application d'une tension électrique sur les tubes produit une dilatation au niveau de la fibre qui, par effet élasto-optique, modifie ses propriétés biréfringentes. La fibre agit alors sur la lumière guidée comme une lame à retard. Dans le deuxième cas, l'action d'un champ magnétique sur une bobine de fibre perturbe les propriétés biréfringentes par effet Faraday, et induit une rotation de l'état de polarisation autour de l'axe vertical de la sphère de Poincaré. L'avantage de ce type de composants par rapport aux autres repose sur de faibles pertes à l'injection entre la fibre de ligne et le contrôleur. Par contre, plusieurs effets néfastes comme l'usure mécanique de la fibre, la lourdeur des dispositifs à installer et l'importance des tensions à appliquer en font des candidats peu propices aux futures générations de contrôleurs.

La deuxième catégorie est celle des cellules à cristaux liquides. Le principe est basé cette fois-ci sur l'utilisation des phénomènes électro-optiques pour rendre le milieu optiquement biréfringent. L'application de tensions électriques aux bornes d'électrodes placées autour de la cellule règle l'orientation des cristaux liquides. Les cellules peuvent donc jouer le rôle de lames aux biréfringences fixées mais orientables à volonté [13], ou le rôle de lames fixes aux biréfringences réglables [14]. La particularité des cristaux liquides réside dans l'importance des coefficients électro-optiques qui permettent de modifier l'état de polarisation sur de très faibles distances (quelques dizaines de micromètres) abaissant ainsi les pertes optiques en propagation. Par contre, les réponses électro-optiques rapides nécessitent l'application de champs électriques intenses donc de tensions élevées (typiquement 100V) qui dépendent de la molécule utilisée

et de la température de travail. L'utilisation de tel matériaux dans des milieux à climats très variables peut poser des problèmes au niveau de la stabilité en température.

Dans le cadre des communications par fibre optique, le choix de solutions miniaturisées a favorisé le développement des composants d'optique intégrée. L'énorme potentiel de cette dernière catégorie fait l'objet de nombreuses recherches de la part des industriels et universitaires. Le principe est basé sur le guidage la lumière à travers des micro-guides (quelques μm^2 de section) fabriqués sur un matériau jouant le rôle de substrat. L'état de polarisation du signal guidé est modulé par l'utilisation des propriétés microscopiques de la matière. Grâce à un temps de réaction ultra-rapide (typiquement 10^{-12}s) l'effet électro-optique est le plus souvent utilisé. Le cristal de niobate de lithium (LiNbO_3) est le matériau le plus couramment utilisé. La valeur élevée de ses coefficients électro-optiques et la maîtrise technologique acquise au cours des 20 dernières années en ont fait un matériau privilégié pour la fabrication de convertisseurs de polarisation. Toutefois d'autres matériaux comme les polymères [15], [16] ou les semiconducteurs [17] sont étudiés depuis quelques années et peuvent représenter une solution alternative. Le principe consiste à installer différents étages d'électrodes sur un même substrat pour simuler l'action des lames biréfringentes (cf Fig. 1.9).

Suivant l'orientation du cristal, l'application de tensions de commande sur les électrodes judicieusement réparties permet de simuler une lame à biréfringence et orientation réglables. L'association en série de plusieurs étages d'électrodes permet donc de simuler toutes les configurations décrites auparavant, à savoir le cas de lames aux biréfringences fixées mais en rotation [18], le cas de lames à orientations fixées et biréfringences modulables, et enfin le cas hybride [10]. Finalement, la miniaturisation du système, les faibles tensions de commandes comparées aux précédents dispositifs, la fiabilité et les faibles pertes à l'injection dans la fibre de ligne sont autant d'atouts qui ont poussé au développement des convertisseurs de polarisation intégrés.

1.2.2 Les brouilleurs de polarisation

Le brouilleur de polarisation est un composant optique qui modifie en permanence l'état de polarisation de la lumière pour faire tendre son degré de polarisation (DOP) [19] vers zéro. Ce type de fonctionnement est capable de résoudre deux problèmes relatifs à la polarisation dans les transmissions par fibre optique :

- Placé en entrée de liaison, le brouilleur va moduler la polarisation du signal émis suivant

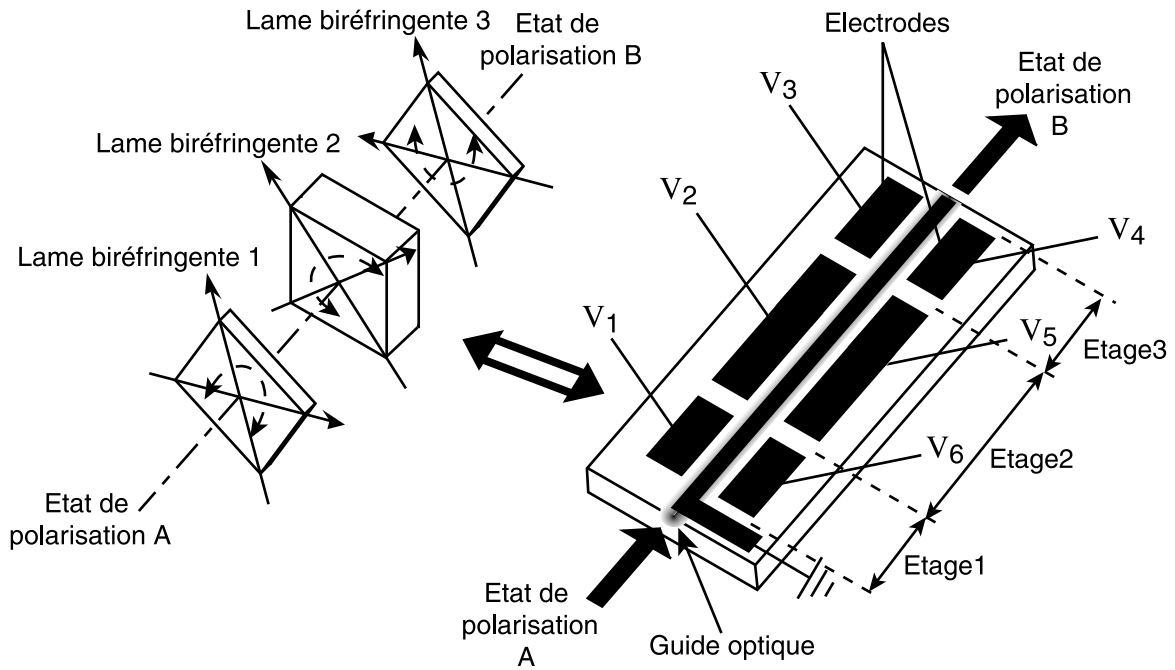


FIG. 1.9: Équivalence entre un convertisseur de polarisation en version massive et un composant d'optique intégrée (LiNbO_3).

ses deux états orthogonaux pendant chaque temps bit. Comme la polarisation varie au cours de la propagation dans la fibre mais pas la propriété d'orthogonalité des modes, le signal couplé à l'oscillateur local en réception va être amélioré. C'est donc une alternative possible aux problèmes de polarisation en détection cohérente [20].

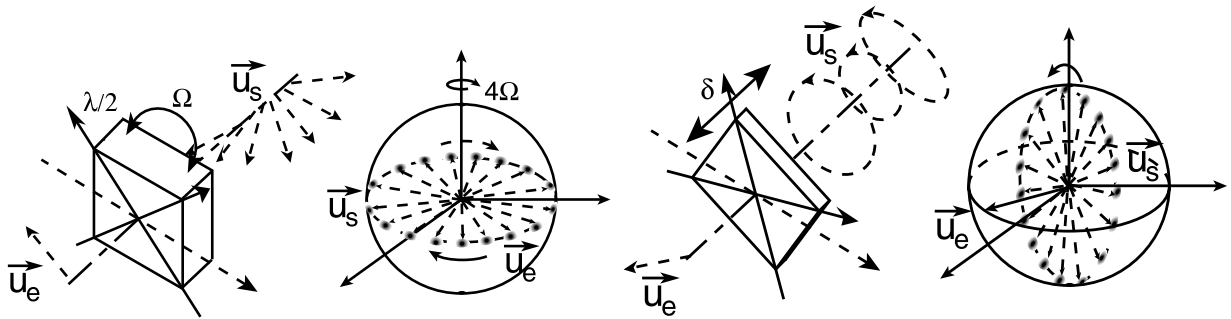
- Si le signal saturant traversant les EDFAs est dépolarisé pendant un temps inférieur au temps de désexcitation sélective ($\sim 0.1\text{ms}$) des ions de la matrice en verre dopée, le signal apparaît alors non polarisé pour l'amplificateur à fibre. Le phénomène de PHB est dans ce cas minimisé. Le brouilleur répond donc au problème permanent de PDG dans les liaisons transocéaniques [21].

En se référant à la sphère de Poincaré, le fonctionnement du brouilleur est basé sur l'annulation du vecteur polarisation \vec{u} sur chaque période de modulation. Si la lumière incidente est polarisée rectilignement (en sortie de diode laser par exemple) alors il existe deux possibilités pour dépolariser le signal :

1. Soit l'évolution du vecteur polarisation décrit un cercle équatorial sur la sphère de Poincaré pendant la période de modulation. La polarisation de départ passe par tous les états rectilignes orientés autour de l'axe de révolution. En se basant sur les opérations

élémentaires produites par les lames biréfringentes, le mouvement peut être assimilé à une lame demi-onde en rotation sur elle même (cf Fig. 1.10a).

2. Soit la lumière parcourt un cercle orienté dans le plan perpendiculaire au vecteur d'entrée \vec{u}_e . Le brouilleur est alors équivalent à une lame orientée à 45° de la polarisation du signal incident et ayant une biréfringence évoluant entre $-\pi$ et π radians (cf Fig. 1.10b).



(a) Dépolarisation par une lame demi-onde en rotation à la pulsation Ω .

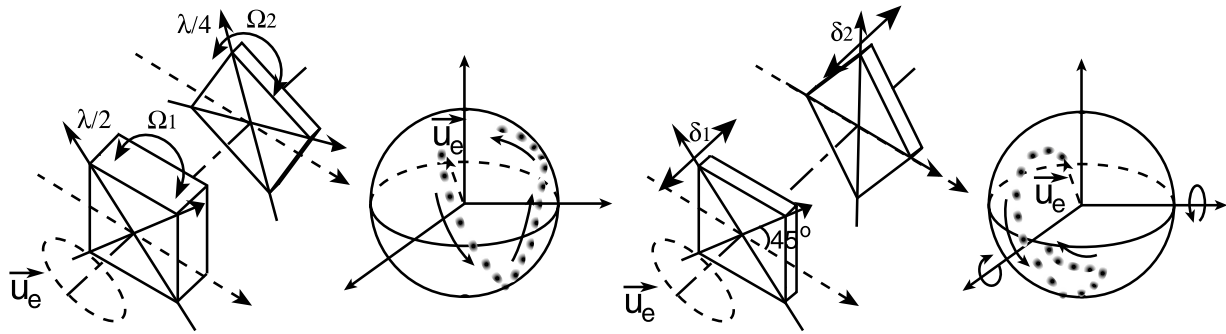
(b) Dépolarisation par une lame à biréfringence variable δ orientée à 45° du vecteur polarisation d'entrée.

FIG. 1.10: Schémas de dépolarisation d'un signal polarisé rectilignement et représentation par la sphère de Poincaré.

Si le signal incident est à polarisation quelconque et fluctuante, les deux schémas précédents ne fonctionnent que partiellement. Le problème peut être résolu en insérant en cascade deux ou plusieurs éléments et en les modulant à des fréquences différentes [21] :

1. Si une lame demi-onde en rotation à la pulsation Ω_1 est placée en cascade avec une lame quart-d'onde en rotation à Ω_2 , tout signal transitant à travers ces deux éléments sera totalement dépolarisé (DOP=0) (cf Fig. 1.11a).
2. De la même manière, la mise en série de deux déphaseurs orientés à 45° l'un de l'autre et modulés à des fréquences différentes Ω_1, Ω_2 dépolarise tout signal entrant (cf Fig. 1.11b).

Parallèlement au cas des convertisseurs de polarisation, plusieurs techniques existent pour simuler l'action des lames biréfringentes. Les brouilleurs à fibre basés sur les effets élasto-optiques forment une catégorie de brouilleurs. Ce type de composant ne fonctionne toutefois qu'à des fréquences fixées et généralement basses (quelques MHz).



(a) Dépolarisation par une lame demi-onde et quart-onde en rotation aux pulsations Ω_1, Ω_2 .

(b) Dépolarisation par deux lames à biréfringences variables δ_1, δ_2 orientées à 45° l'une de l'autre.

FIG. 1.11: Schémas de dépolarisation d'un signal à polarisation quelconque et représentation par la sphère de Poincaré.

Depuis quelques temps, la hausse permanente des débits en transmission nécessite des brouilleurs de polarisation capables de fonctionner de plus en plus rapidement (plusieurs GHz) pour pouvoir suivre la cadence des bits émis. Les composants d'optique intégrée basés sur les effets électro-optiques sont des candidats privilégiés qui peuvent satisfaire toutes les conditions demandées (rapidité, fiabilité, compacité,...). Actuellement, il n'existe que quelques brouilleurs intégrés sur substrats $LiNbO_3$ et basés sur les effets acousto-optiques [22] ou électro-optiques [23]. Ces composants sont performants mais ne permettent pas une intégration complète avec le module d'émission (diode laser).

1.3 Recherche d'une solution intégrée sur semiconducteur

1.3.1 Les circuits opto-électroniques intégrés sur semiconducteurs

Dans un objectif de miniaturisation et d'intégration constante, le développement de l'optique intégrée sur d'autres types de support que $LiNbO_3$ fait l'objet de recherches actives. L'utilisation des matériaux semiconducteurs peut représenter une alternative aux composants sur $LiNbO_3$ pour réaliser des contrôleurs ou brouilleurs de polarisation. Contrairement aux matériaux de type $LiNbO_3$, polymères ou verres, les matériaux semiconducteurs offrent la possibilité théorique de regrouper sur un même substrat les fonctions optiques (modulateur)

et électroniques (transistors à effet de champ FET formant l'électronique de commande) des contrôleurs ou brouilleurs de polarisation (cf Fig. 1.12).

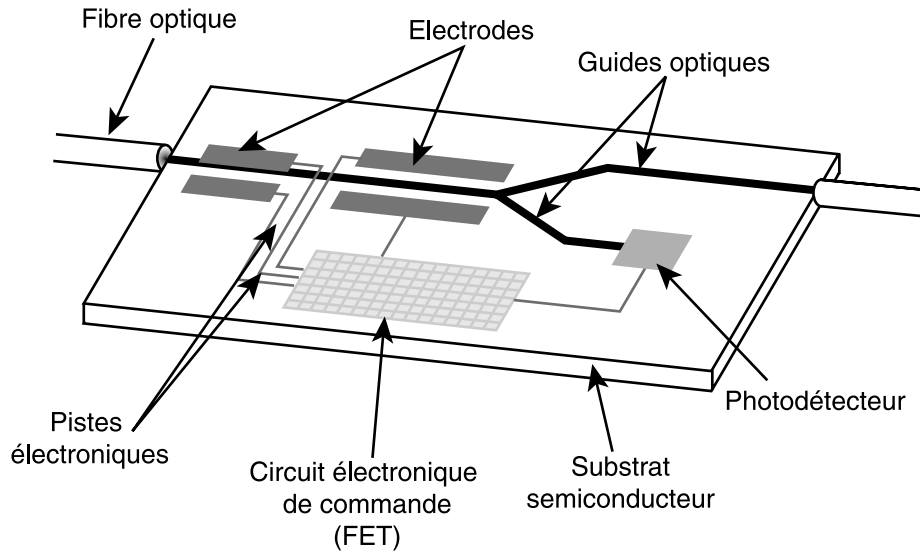


FIG. 1.12: *Circuit intégré opto-électronique sur semiconducteur.*

L'intégration monolithique des différents composants pour former les circuits intégrés opto-électroniques (OEICs pour optoelectronic integrated circuits) peut être envisagée pour plusieurs raisons :

- Le regroupement de toutes les fonctions sur un même substrat actif permet de réduire la taille des systèmes, d'augmenter la fiabilité et de limiter la sensibilité aux perturbations extérieures.
- L'industrie des semiconducteurs étant un secteur en pleine expansion, les procédés de fabrication de masse et la technologie maîtrisée sur ce type de matériau (silicium, arséniure de gallium, phosphure d'indium) peuvent être mis à profit pour minimiser les coûts de production.

Dans le cas d'une utilisation adaptée aux télécommunications par fibre optique c'est à dire dans la fenêtre des longueurs d'ondes de $1.3 \mu\text{m}$ (minimum de dispersion chromatique de la fibre standard) ou $1.55 \mu\text{m}$ (minimum d'atténuation), les composés III-V forment des matériaux de choix grâce à une largeur de gap direct¹ ou indirect compatible.

1. Le gap d'un semiconducteur représente l'énergie nécessaire E_g pour transmettre un électron de la bande

1.3.2 Semiconducteurs de type III-V

Ce type de matériau offre, dans le cadre d'une intégration monolithique, la possibilité d'associer les fonctions photoniques (émission par diodes laser et réception par photodétecteur) à des fonctions électroniques (FET). Par ailleurs, la réalisation de structures guidantes à forte biréfringence contrôlée par empilement de multi-puits quantiques peut permettre d'intégrer de manière monolithique l'élément de compensation de PMD.

Les constituants de base des composés III-V appartiennent aux colonnes III et V de la table périodique des éléments. L'arséniure de gallium (*GaAs*) et le phosphure d'indium (*InP*) forment les composés binaires de base (jouant le rôle de substrats) sur lesquels d'autres couches réalisées à partir de composés ternaires ou quaternaires peuvent être déposées par croissance cristalline (épitaxie).

Les composés ternaires comme $Al_xGa_{1-x}As$ possèdent par définition trois constituants. Une modification de la fraction molaire x en aluminium (de $x = 0$ pour *GaAs* à $x = 1$ pour *AlAs*) entraîne une variation de la largeur du gap créant ainsi une modification de l'indice de réfraction. L'empilement de couches de différentes compositions permet de réaliser des guides de lumière par variation locale de l'indice. L'atout majeur qui a poussé au développement de ces hétérostructures ternaires repose sur un très faible désaccord de maille cristalline entre les constituants quelle que soit la fraction molaire en Aluminium (Al). Le paramètre de maille passe de 5.64 \AA à 5.66 \AA lorsque x varie de 0 à 1 [25]. Ainsi, les interfaces entre couches sont très peu sujettes aux contraintes mécaniques dues au désaccord entre mailles, ce qui permet une croissance cristalline de couches avec un minimum de défauts. Les systèmes basés sur les hétérostructures de type $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ ont été développés dès les années 60 pour des applications en électronique rapide (la mobilité électronique de *GaAs* est très supérieure à celle du silicium) et opto-électroniques (diode laser émettant dans la fenêtre $[0.78 \mu\text{m}, 0.85 \mu\text{m}]$). Actuellement, les techniques de dépôt comme l'épitaxie par jets moléculaires (MBE) ou le dépôt en phase vapeur à partir d'organo-métalliques (MOCVD) maîtrisent parfaitement les croissances épitaxiales des composés $Al_xGa_{1-x}As$.

$In_xGa_{1-x}As$ est un autre composé ternaire très intéressant car l'énergie du gap peut être

de valence (BV) vers la bande de conduction (BC), ou vice versa, du cristal. La longueur d'onde du photon absorbé, ou émis, est liée à cette transition énergétique par la loi : $E_g = \frac{hc}{\lambda_0}$ avec $h = 6.625 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$ constante de Planck, c et λ_0 vitesse et longueur d'onde de la lumière dans le vide. Le terme 'direct' signifie que le maximum de BV et le minimum de BC sont portés suivant la même direction dans l'espace réciproque ou zone de Brillouin [24].

minimisée par addition d'indium. Les longueurs d'onde en émission et réception correspondent à la fenêtre [1.3 μm , 1.55 μm] compatible avec les fibres optiques. Toutefois, les paramètres de maille entre $GaAs$ et $InAs$ sont très différents (de 5.64 \AA à 6.06 \AA respectivement) ce qui donne naissance à de fortes désadaptations de maille entre couches. Une onde optique guidée à travers un tel matériau risque de subir des pertes par diffusion dues aux défauts d'interface.

L'introduction d'un quatrième élément permet de minimiser le problème de désaccord entre mailles cristallines. L'emploi des composés quaternaires comme $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$ sur substrat en InP assouplit les contraintes d'utilisation par l'intermédiaire des fractions molaires x et y . En choisissant les composés des colonnes III et V et en réglant les deux degrés de liberté x , y , il est possible de trouver un compromis entre la longueur d'onde d'émission ou d'absorption désirée et le désaccord de maille des différentes couches [25]. Les composés quaternaires sont à la base de tous les circuits actifs de l'optique intégrée en filière InP (diode laser et photodétecteur) utilisés dans les télécommunications par fibre optique.

1.3.2.1 Les convertisseurs de polarisation intégrés sur semiconducteurs III-V

Avant de rentrer plus en détail sur les différents essais qui ont été réalisés pour mettre en évidence la rotation de polarisation, un bref rappel sur les propriétés de l'optique guidée s'avère nécessaire.

Dans les composants d'optique intégrée, la lumière se propage dans le guide optique sous forme de modes guidés limités en nombre. Ils correspondent aux états propres du champ électromagnétique [26]. Chaque mode est décomposable suivant deux états de polarisation rectilignes orthogonaux qui ne se propagent pas à la même vitesse. Le premier est le mode polarisé « transversal électrique » (quasi-TE noté TE) : son vecteur champ électrique est orienté en majorité suivant les couches épitaxiées, c'est à dire horizontalement. Le second est le mode polarisé « transversal magnétique » (quasi-TM noté TM) : son vecteur champ électrique est orienté perpendiculairement aux couches (verticalement). Le composant apparaît donc pour toute onde électromagnétique le traversant comme un milieu biréfringent d'axes TE et TM . Suivant le formalisme employé, la conversion de polarisation peut se traiter sous la forme de conversion TE/TM.

Plusieurs propriétés physiques de natures différentes peuvent être utilisées pour modifier l'état de polarisation de la lumière traversant le matériau. Elles s'appuient sur deux types

d'effets : les effets actifs ou passifs.

Dans le cas des effets passifs, l'état de polarisation d'une onde électromagnétique subit une rotation lorsque le guide optique possède une dissymétrie géométrique périodique [27]. Des modulateurs basés sur ce principe ont été fabriqués sur substrat InP orientés (001) et démontrent une conversion complète de polarisation pour un échantillon de 3.7 mm de long [28]. Les propriétés photoélastiques peuvent également être mises à profit pour convertir la polarisation. Le problème majeur de ces composants est leur incapacité à évoluer en fonction de la situation rencontrée. Les caractéristiques de chaque composant sont fixées dès le départ et restent bloquées par la suite.

Les composants basés sur les effets actifs peuvent au contraire s'adapter pour mieux répondre aux besoins. Compte tenu des propriétés des semiconducteurs III-V, l'état de polarisation du champ électromagnétique peut être modulé de manière dynamique par voie électro-optique ou acousto-optique.

Contrairement au silicium qui est un cristal centrosymétrique (structure cubique diamant), les semiconducteurs III-V à structure cubique zincblende (GaAs, InP) possèdent des propriétés électro-optiques linéaires. Grâce à un facteur de mérite élevé (produit n^3r proche de $6 \cdot 10^{-11}$ m/V) et à une rapidité de réponse quasi instantanée (temps de réponse du réseau cristallin : soit 10^{-12} s), l'effet électro-optique est généralement choisi pour moduler l'état de polarisation de la lumière. Le champ électrique nécessaire à la modification de l'indice de réfraction est généré soit par une jonction P-N, soit par un contact de type Schottky.

Concernant les composés quaternaires basés sur InP, deux configurations ont été étudiées. Dans un premier cas, le cristal utilisé est orienté suivant le plan cristallographique (110) et les électrodes sont placées en sandwich au dessus et en dessous de la zone guidante. Une rotation de 18° du mode TE vers le mode TM pour une tension de -26 volts, sur une longueur de 600 μm a déjà été obtenue par *Zamkotsian et al* [29]. Dans une deuxième situation, la croissance du cristal est réalisée suivant la direction [001] et les électrodes de commande sont placées parallèlement de part et d'autre du guide. Les dispositifs les plus performants atteignent 45° en rotation de polarisation avec une tension de 32 V pour un dispositif de 4 mm de long [30].

Les composés ternaires à base d'hétérostructures en $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ ont été également étudiés suivant ces deux configurations. En 1982, Reinhart a réalisé un modulateur de polarisation sur substrat GaAs (110) [31]. La technique pour augmenter le taux de conversion

consistait à utiliser un dispositif d'électrodes multi-sections pour alternativement convertir la polarisation et rattraper le décalage de phase entre les modes TE et TM. 99 % de conversion TE/TM a pu être obtenue en appliquant une tension de 12.5 V sur une bande spectrale étroite autour de 1.064 μm . Dans le cas de modulateur sur GaAs (100), les électrodes coplanaires utilisées pour cette configuration nécessitent l'application de tensions plus importantes pour convertir la polarisation [32]. Récemment un convertisseur de polarisation intégré sur hétérostructure en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ orienté (001) et possédant une longueur de 1.5 cm a été réalisé [17]. Les performances obtenues (tension de conversion de ± 4 V autour d'une tension d'offset de 50 V) tendent à se rapprocher des dispositifs réalisés sur LiNbO_3 . La bande passante en modulation, mesurée jusqu'à 20 GHz, souligne par la même occasion les excellentes capacités de modulation hyperfréquences de ce type de matériau.

1.3.2.2 Choix d'une configuration particulière

Malgré des performances en conversion de polarisation honorables, les modulateurs intégrés sur semiconducteurs souffrent toutefois d'une efficacité bridée par les conditions intrinsèques en propagation guidée (désadaptation de phase entre les modes TE, TM) ou d'une structure d'électrodes à géométrie périodique qui ne permet pas de conversion complète pour de grandes largeurs spectrales (typiquement 50 nm).

Compte tenu de l'état actuel des réseaux optiques et des résultats précédents, il semble intéressant de développer une structure d'électrodes non sélective en longueur d'onde compatible avec les systèmes multiplexés en longueur d'onde (WDM et DWDM) et étant capable, pour améliorer la conversion, de corriger les effets néfastes dus à la propagation guidée dans le composant. Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit porte sur l'étude de convertisseur TE/TM contrôlés en phase. Nous démontrerons dans le chapitre suivant que ce type de composant est assimilable à une lame à biréfringence et à orientation modulables. Son intérêt en tant que constituant de base pour les contrôleurs ou brouilleurs de polarisation intégrés sur semiconducteurs de type III-V est alors évident. Le choix du matériau semiconducteur est orienté sur les composés ternaires de la famille $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ en raison d'une très bonne qualité des couches épitaxiées limitant ainsi les pertes optiques en propagation. Le cristal et les couches épitaxiées sont orientés suivant le plan [100]. Cette orientation permet de conserver une compatibilité avec d'autres fonctions électroniques et opto-électroniques en vue d'une inté-

gration monolithique. De plus, les techniques d'épitaxies (MBE, MOCVD) sont parfaitement maîtrisées suivant cette direction de croissance. Fondamentalement, hormis la disponibilité des moyens technologiques, rien n'empêche de transférer les principes décrits dans cette thèse pour les adapter à la filière *InP*.

La forme du composant sur laquelle est basée toute la thèse est décrite *figure 1.13*. La

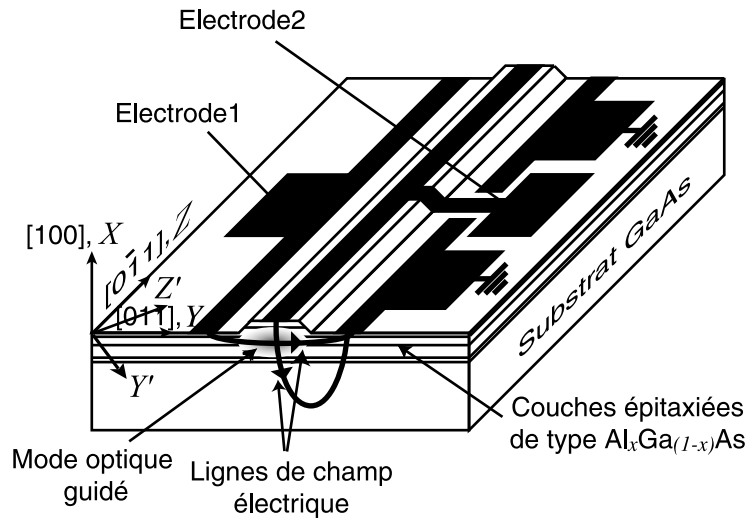


FIG. 1.13: Schéma du convertisseur de polarisation faisant l'objet du travail de thèse.

structure d'électrodes qui est proposée ici a été utilisée sur *LiNbO₃* [33] mais n'a, à notre connaissance, encore jamais été envisagée et adaptée sur les matériaux semiconducteurs de type III-V. L'intérêt majeur par rapport au niobate de lithium se situe au niveau du produit n^3r , qui intervient dans l'efficacité de modulation, en principe plus favorable pour *GaAs* et *InP* (~ 55 pm/V) que pour *LiNbO₃* (~ 38 pm/V)². Le principe consiste à créer deux composantes de champ électrique orthogonales et orientées suivant les directions [011], [100]. Comme nous le verrons dans le deuxième chapitre, la première composante a pour but de convertir l'énergie entre les modes polarisés TE et TM alors que la deuxième corrige leur désaccord de phase intrinsèque.

2. Sur niobate de lithium, les convertisseurs de polarisation fonctionnant sur une large bande spectrale (coupe *X* propagation *Z* [34] ou coupe *Y* propagation *Z* [9]) se basent sur le coefficient r_{61} du tenseur électro-optique linéaire pour coupler les polarisations TE et TM. Ce coefficient possède une valeur relativement faible (3.4 pm/V) comparée aux coefficients r_{33} , r_{42} et r_{51} , mais il reste toutefois le seul à pouvoir être utilisé dans le cas d'une configuration d'électrodes non sélective en longueur d'onde.

1.4 Conclusion-Résumé

Au cours de ce chapitre, nous avons introduit les problèmes de polarisation actuels et à venir dans les liaisons par fibre optique. Les solutions existantes sur différents types de matériaux ont été ensuite développées. Compte tenu de l'état de l'art en optique intégrée sur semiconducteur III-V, notre choix s'est porté sur l'étude d'un convertisseur TE/TM, contrôlé en phase, intégré sur hétérostructure de type $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$.

Après avoir placé le rôle d'un tel composant dans le contexte actuel des télécommunications par fibre optique, la suite de ce mémoire de thèse a pour objectif de caractériser plus précisément le composant d'un point de vue théorique et expérimental. Dans le chapitre suivant, nous allons expliciter le principe de fonctionnement du dispositif afin d'établir un lien entre les tensions de commande à appliquer et les propriétés microscopiques de la matière.

Bibliographie

- [1] E. Desurvire, *Erbium doped fiber amplifiers*, Wiley-Intersciences (1994).
- [2] E. Lichtman, “Limitations imposed by polarization-dependent gain and loss on all-optical ultralong communication systems,” *J. Lightwave Technol.*, **13**, no. 5, pp. 906–913 (1995).
- [3] S. Yamamoto, N. Edagawa, H. Taga, Y. Yoshida et H. Wakabayashi, “Observation of BER degradation due to fading in long-distance optical amplifier system,” *Electron. Lett.*, **29**, no. 2, pp. 209–210 (1993).
- [4] F. Curti, B. Daino, G. D. Marchis et F. Matera, “Statistical treatment of the evolution of the principal states of polarization in single-mode fibers,” *J. Lightwave Technol.*, **8**, no. 8, pp. 1162–1165 (1990).
- [5] I. et M. Joindot, *Les télécommunications par fibre optique*, Dunod (1996).
- [6] B. Clesca, J. P. Thiery, L. Pierre, V. Havard et F. Bruyère, “Impact of polarisation mode dispersion on 10Gbits/s terrestrial systems over non-dispersion-shifted fibre,” *Electron. Lett.*, **31**, no. 18, pp. 1594–1595 (1995).
- [7] C. Francia, F. Bruyère, J.-P. Thiéry et D. Penninckx, “Simple dynamic polarisation mode dispersion compensator,” *Electron. Lett.*, **35**, no. 5, pp. 414–415 (1999).
- [8] N. G. Walker et G. R. Walker, “Polarization control for coherent communications,” *J. Lightwave Technol.*, **8**, no. 3, pp. 438–458 (1990).
- [9] F. Heismann, “Analysis of a reset free polarization controller for fast automatic polarization stabilization in fiber optic transmission systems,” *J. Lightwave Technol.*, **12**, no. 4, pp. 690–699 (1994).
- [10] R. C. Alfarness, “Electrooptic guided-wave device for general polarization transformations,” *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, no. 6, pp. 965–969 (1981).
- [11] G. R. Walker et N. G. Walker, “Rugged all-fibre endless polarisation controller,” *Electron. Lett.*, **24**, no. 22, pp. 1353–1354 (1988).

-
- [12] N. G. Walker et G. R. Walker, "Polarisation control for coherent optical fibre systems," *Br. Telecom technol. J.*, **5**, no. 2, pp. 63–75 (1987).
- [13] L. Dupont, J. L. de Bougrenet de la Tocnaye, M. L. Gall et D. Penninckx, "Principle of a compact polarisation mode dispersion controller using homeotropic electroclinic liquid crystal confined single mode fibre devices," *Optics Commun.*, pp. 113–119 (2000).
- [14] Z. Zhuang, S.-W. Suh et J. S. Patel, "Polarization controller using nematic liquid crystals," *Opt. Lett.*, **24**, no. 10, pp. 694–696 (2000).
- [15] A. Donval, E. Toussaere, R. Hierle et J. Zyss, "Polarization insensitive electro-optic polymer modulator," *J. Appl. Phys.*, **87**, no. 7, pp. 3258–3262 (2000).
- [16] M.-C. Oh, S.-S. Lee et S.-Y. Shin, "Simulation of polarization converter formed by poling-induced polymer waveguides," *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, no. 9, pp. 1698–1704 (1995).
- [17] F. Rahmatian, N. Jaeger, R. James et E. Berolo, "An ultrahigh-speed AlGaAs-GaAs polarization converter using slow-wave coplanar electrodes," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **10**, no. 5, pp. 675–677 (1998).
- [18] F. Heismann et M. S. Whalen, "Fast automatic polarization control system," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **4**, no. 5, pp. 503–505 (1992).
- [19] S. Huard, *Polarisation de la lumière*, Masson (1994).
- [20] T. G. Hodgkinson, R. A. Harmon et D. W. Smith, "Polarisation-insensitive heterodyne detection using polarisation scrambling," *Electron. Lett.*, **23**, no. 10, pp. 513–514 (1987).
- [21] F. Heismann, "Compact electro-optic polarization scramblers for optically amplified light-wave systems," *J. Lightwave Technol.*, **14**, no. 8, pp. 1801–1814 (1996).
- [22] R. Noé, M. Rehage, C. Harizi et R. Ricken, "Depolariser based on acousto-optical TE-TM converters for suppression of polarisation holeburning in long haul EDFA links," *Electron. Lett.*, **30**, no. 18, pp. 1500–1501 (1994).
- [23] S. Shimotsu, T. Saitoh et S. Oikawa, *Stabilized 20Ghz LiNbO₃ polarization scrambler*, Optoelectronics division, Sumitomo (1997).

- [24] H. Mathieu, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, Masson (1987).
- [25] R. G. Hunsperger, *Integrated optics: theory and technology*, Springer-Verlag (1995).
- [26] A. W. Snyder et J. D. Love, *Optical waveguide theory*, Chapman and Hall (1983).
- [27] W. Huang et Z. M. Mao, "Polarization rotation in periodic loaded rib waveguides," *J. Lightwave Technol.*, **10**, no. 12, pp. 1825–1831 (1992).
- [28] Y. Shani, R. Alferness, T. Koch, M. Oron, B. I. Miller et M. G. Young, "Polarization rotation in asymmetric periodic loaded rib waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, **59**, no. 11, pp. 1278–1280 (1991).
- [29] F. Zamkotsian, C. Artigue, J.-L. Peyre, J.-L. Lievin, M. Lambert, D. Bonnevie et J. Benoit, "Electro-optic polarisation convertor on (110) InP," *Electron. Lett.*, **26**, no. 19, pp. 1560–1561 (1990).
- [30] M. Schlak, C. M. Weinert, P. Albrecht et H.-P. Nolting, "Tunable TE/TM mode converter on (001) InP substrate," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **3**, no. 1, pp. 15–16 (1991).
- [31] F. K. Reinhart, R. A. Logan et W. R. Sinclair, "Electrooptic polarization modulation in multielectrode $Al_xGa_{1-x}As$ rib waveguides," *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, no. 4, pp. 763–766 (1982).
- [32] S. Y. Wang, S. H. Lin et Y. M. Houng, "GaAs traveling-wave polarization electro-optic waveguide modulator with bandwidth in excess of 20 GHz at $1.3 \mu m$," *Appl. Phys. Lett.*, **51**, no. 2, pp. 83–85 (1987).
- [33] S. Thaniyavarn, "Wavelength-independent, optical-damage-immune $LiNbO_3$ TE-TM mode converter," *Opt. Lett.*, **11**, no. 1, pp. 39–41 (1986).
- [34] H. Porte, P. Mollier et J. P. Goedgebuer, "Reduction par échange protonique de la tension d'accord de phase dans un convertisseur TE-TM," *J. Phys. III*, **1**, pp. 29–44 (1991).

Principe de fonctionnement

La mise en évidence des liens entre les paramètres du modulateur et les modifications apportées au niveau du champ électromagnétique est une étape indispensable dans l'étude du composant intégré. En effet, la compréhension des phénomènes mis en jeu doit permettre, par la suite, d'optimiser les paramètres du modulateur afin d'en augmenter son efficacité. Le principe de fonctionnement proposé dans ce mémoire se base sur la mise à contribution des effets électro-optiques du cristal pour modifier l'état de polarisation du champ électromagnétique se propageant dans le matériau. Pour cela, deux champs électriques croisés \mathcal{E}_x et \mathcal{E}_y sont générés dans la zone guidante par l'intermédiaire de tensions appliquées sur des électrodes en surface (Fig. 2.1).

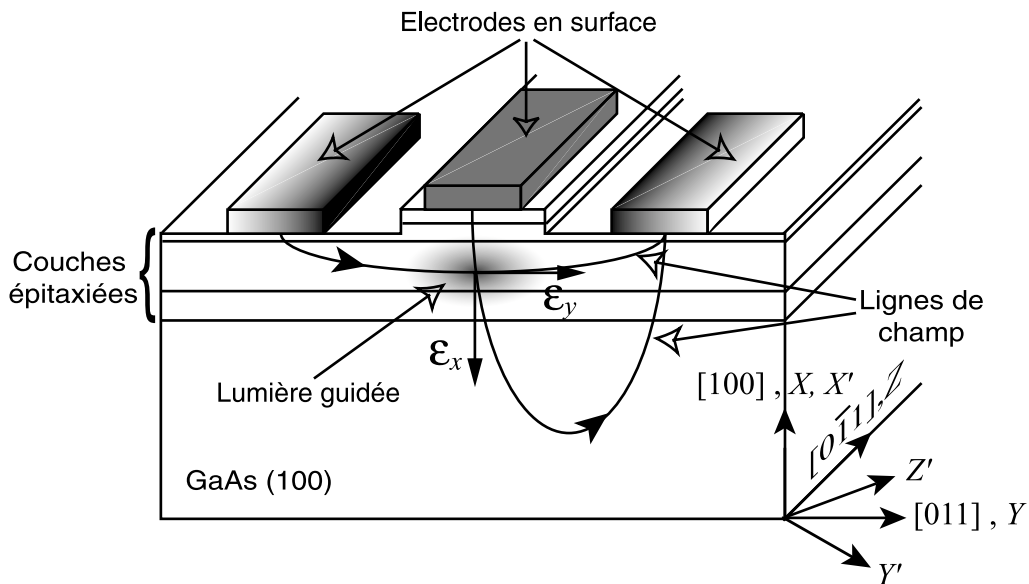


FIG. 2.1: Principe de fonctionnement du modulateur.

2.1 Phénomènes électro-optiques dans l'Arséniure de Gallium

D'une manière générale, l'application d'un champ électrique quelconque dans un cristal électro-optique modifie l'ellipsoïde des indices suivant ses directions cristallographiques propres (X', Y', Z') ou selon de nouvelles directions privilégiées [1]. Si $\Delta(1/n^2)$ représente la variation

d'indice introduite par les champs électriques, l'ellipsoïde s'écrit alors :

$$\left(\frac{1}{n^2} + \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)\right)_1 X'^2 + \left(\frac{1}{n^2} + \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)\right)_2 Y'^2 + \left(\frac{1}{n^2} + \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)\right)_3 Z'^2 + 2 \cdot \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 Y'Z' \\ \dots + 2 \cdot \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 X'Z' + 2 \cdot \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 X'Y' = 1 \quad (2.1)$$

Dans le cas d'un effet électro-optique linéaire (appelé également effet Pockels) cette variation d'indice s'écrit :

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} \mathcal{E}_j \quad \begin{cases} i = 1, \dots, 6 \\ j = X', Y', Z' = 1, 2, 3, \end{cases} \quad (2.2)$$

avec $[r_{ij}]$: tenseur électro-optique linéaire sous sa forme contractée dans le repère des axes cristallographiques (X', Y', Z') (Fig 2.1).

\mathcal{E}_j : composantes du champ électrique appliqué.

Compte tenu de la structure cristalline du substrat en *GaAs* et des couches épitaxiées de type $Al_xGa_{1-x}As$ (système cubique de type zincblende appartenant au groupe de symétrie $\bar{4}3m$), le tenseur possède une forme contractée simplifiée :

$$[r_{ij}] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{bmatrix}, \quad (2.3)$$

avec $r_{41} = -1.4 \times 10^{-12}$ m/V à la longueur d'onde $\lambda_0 = 1.3 \mu\text{m}$ [2].

Le principe de fonctionnement du modulateur est décrit *figure 2.1*. Le repère (X, Y, Z) définit les plans de clivage du cristal. Son orientation est telle que le passage de ce repère à celui des axes cristallographiques (X', Y', Z') s'opère par une rotation de 45° autour des axes communs X, X' . En appliquant les relations (2.2) et (2.3) à l'équation générale (2.1), et en tenant compte de l'orientation des composantes du champ électrique $\mathcal{E}_x, \mathcal{E}_y$ par rapport aux axes cristallographiques, l'ellipsoïde des indices possède la forme suivante dans le plan de

clivage (X, Y) [3]:

$$\frac{X^2}{n_x^2} + \left(\frac{1}{n_y^2} + r_{41}\mathcal{E}_x \right) Y^2 + 2r_{41}\mathcal{E}_y XY = 1 \quad (2.4)$$

Une analyse rapide des termes agissant dans l'équation (2.4) permet d'expliquer le fonctionnement global du dispositif choisi. En effet, une onde se propageant suivant l'axe Z rend le composant équivalent à un milieu biréfringent d'axes X, Y associés respectivement aux indices n_x, n_y . Le champ électrique vertical \mathcal{E}_x modifie, par l'intermédiaire du coefficient r_{41} , l'indice n_y donc la vitesse de propagation de l'onde polarisée suivant cette direction (onde TE). Le dernier terme montre que le champ électrique horizontal \mathcal{E}_y couple les axes X et Y . Il en résulte une rotation des axes principaux de l'ellipsoïde, soit une conversion de polarisation TE/TM. C'est donc grâce à ce second point qu'il est possible de réaliser un convertisseur de polarisation sur ce type de matériau.

A présent, nous allons détailler le principe de fonctionnement du système décrit *figure 2.1* pour calculer sa réponse en conversion TE/TM et faire apparaître les paramètres caractéristiques du composant. La méthode d'étude utilisée par la suite est basée sur un formalisme couramment employé en optique guidée : la théorie des modes couplés [4].

2.2 Equation de propagation perturbée en configuration d'optique guidée

En reprenant les bases du raisonnement précédent, l'application d'un champ électrique dans le matériau fait apparaître un tenseur diélectrique perturbé $[\Delta\epsilon'_r]$ par effet électro-optique. Ce tenseur vient s'ajouter au tenseur permittivité diélectrique relative non perturbé $[\epsilon'_r]$ du cristal. Le tenseur résultant peut alors s'écrire :

$$[\epsilon_r'^{per}] = [\epsilon'_r] + [\Delta\epsilon'_r] \quad (2.5)$$

Compte tenu de l'orientation des axes cristallographiques (X', Y', Z') par rapport aux axes (X, Y, Z) de coupe du cristal (Fig. 2.1), une rotation de 45° autour de l'axe X' s'avère nécessaire pour adapter les calculs au nouveau repère. Connaissant la fonction de répartition du champ électrique appliqué dans ce nouveau repère, à savoir $\vec{\mathcal{E}}(x, y) = (\mathcal{E}_x(x, y), \mathcal{E}_y(x, y), 0)$ (Fig. 2.1),

l'expression des tenseurs de permittivité diélectrique donne après rotation :

$$\left\{ \begin{array}{l} [\epsilon_r] = \begin{pmatrix} \epsilon'_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 1/2(\epsilon'_{22} + \epsilon'_{33}) & 0 \\ 0 & 0 & 1/2(\epsilon'_{22} + \epsilon'_{33}) \end{pmatrix} \\ [\Delta\epsilon_r] = \begin{pmatrix} 0 & -\epsilon'_{11}r_{41}\frac{\mathcal{E}_y}{2}(\epsilon'_{22} + \epsilon'_{33}) & 0 \\ -\epsilon'_{11}r_{41}\frac{\mathcal{E}_y}{2}(\epsilon'_{22} + \epsilon'_{33}) & -\epsilon'_{22}\epsilon'_{33}r_{41}\mathcal{E}_x & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon'_{22}\epsilon'_{33}r_{41}\mathcal{E}_x \end{pmatrix} \end{array} \right. \quad (2.6)$$

avec $\epsilon'_{11} = \epsilon'_{22} = \epsilon'_{33}$: éléments diagonaux du tenseur de permittivité diélectrique non perturbé de GaAs dans le repère des axes cristallographiques.

Si une onde électromagnétique traverse le cristal, il se crée un couplage entre le champ électrique de l'onde électromagnétique (\vec{E}) et le réseau cristallin perturbé par le champ électrique appliqué ($\vec{\mathcal{E}}$). Il apparaît alors un phénomène de polarisation du cristal, noté $\Delta\vec{P}$, qui va modifier les propriétés optiques de l'onde électromagnétique. Mathématiquement, le phénomène se traduit par une perturbation de l'équation de propagation du champ électrique :

$$\Delta\vec{E} - \mu_0\epsilon\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = \underbrace{\mu_0\frac{\partial^2\Delta\vec{P}}{\partial t^2}}_{\text{Terme source}} \quad (2.7)$$

avec $\Delta\vec{P} = \epsilon_0[\Delta\epsilon_r]\vec{E}$: vecteur polarisation du cristal.

$\vec{E} = (E_x, E_y, E_z)$: champ électrique de l'onde électromagnétique dans le matériau.

Le raisonnement tenu jusqu'à présent se base sur une configuration d'optique massive. Il doit maintenant être adapté à l'optique intégrée. Comme il a été souligné lors du chapitre précédent, dans les composants d'optique intégrée, l'onde électromagnétique peut être vue comme la propagation de deux modes polarisés TE et TM. En considérant que seul le mode fondamental, noté \vec{E}_{00}^1 , est susceptible de se propager dans le guide, il existe alors deux composantes principales polarisées suivant l'axe X pour l'onde TM et suivant l'axe Y pour l'onde TE. Le champ optique global s'exprime dans la structure guidante sous une forme

1. Dans toute la suite des calculs, les indices 00 seront occultés de manière à alléger la notation.

générale harmonique possédant deux composantes :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \begin{pmatrix} \tilde{E}_{TM}(x, y, z) \\ \tilde{E}_{TE}(x, y, z) \\ 0 \end{pmatrix} e^{j\omega t} \quad (2.8)$$

avec $\tilde{E}_{TE, TM}(x, y, z)$: amplitude complexe de l'onde électromagnétique correspondante.

La similitude avec la configuration massive se retrouve au niveau de l'ellipsoïde des indices qui ne correspond pas à un cercle dans le plan (X, Y) (dû à la nature isotrope de GaAs) mais plutôt à une ellipse légèrement déformée à cause des vitesses de propagation différentes des modes TE et TM (Fig. 2.2). Ainsi le cristal est «vu» par l'onde électromagnétique comme un milieu légèrement biréfringent dont les axes principaux sont orientés suivant les axes X et Y . L'indice effectif de propagation du mode polarisé TM (respectivement TE) correspond donc à la racine du terme d'indice 11 (respectivement 22) du tenseur $[\varepsilon_r]$:

$$\begin{cases} n_{TM}^2 = \epsilon'_{11} \\ n_{TE}^2 = 1/2(\epsilon'_{22} + \epsilon'_{33}) \end{cases} \quad (2.9)$$

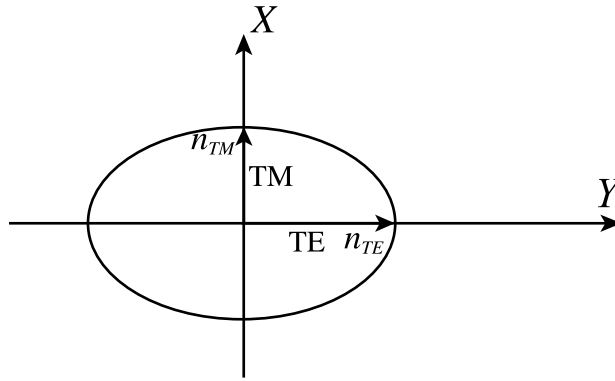


FIG. 2.2: Ellipsoïde des indices dans le plan (X, Y) en configuration d'optique guidée.

A l'aide de ces indications, l'équation de propagation générale perturbée par effet électro-

optique (2.7) peut être explicitée sur la base de ses deux modes propres TE/TM :

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \begin{pmatrix} \tilde{E}_{TE}(x, y, z) \\ \tilde{E}_{TM}(x, y, z) \end{pmatrix} \dots \quad (2.10) \\ + k_0^2 & \underbrace{\begin{pmatrix} n^2(x, y) - n_{TE}^4 r_{41} \mathcal{E}_x(x, y) & -n_{TE}^2 n_{TM}^2 r_{41} \mathcal{E}_y(x, y) \\ -n_{TE}^2 n_{TM}^2 r_{41} \mathcal{E}_y(x, y) & n^2(x, y) \end{pmatrix}}_{\text{Matrice de couplage TE/TM}} \begin{pmatrix} \tilde{E}_{TE}(x, y, z) \\ \tilde{E}_{TM}(x, y, z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$: vecteur d'onde dans le vide.

$n(x, y)$: fonction de répartition spatiale de l'indice de réfraction dans la structure guidante.

En observant la matrice de couplage, plusieurs remarques concernant le rôle des champs électriques appliqués peuvent être formulées et confirment le modèle s'appuyant sur l'ellipsoïde des indices (2.4). D'une part, le champ électrique vertical appliqué \mathcal{E}_x interagit bien avec le mode TE. Par contre, il est sans aucun effet sur le mode TM. D'autre part, les termes hors diagonale couplent les amplitudes TE/TM par l'intermédiaire du champ électrique horizontal \mathcal{E}_y .

Nous allons à présent détailler le rôle particulier que joue chaque champ électrique pris indépendamment. La méthode consiste à résoudre le système d'équations (2.10) découplées en annulant un des champs. Dans un premier temps, nous allons éliminer le champ \mathcal{E}_y afin de déterminer l'action du champ \mathcal{E}_x sur les modes de propagation.

2.3 Rôle du champ électrique vertical \mathcal{E}_x : modulation de phase

2.3.1 Détermination des constantes de propagation perturbées

Quand il n'y a pas de couplage TE/TM (termes hors diagonale de la matrice de couplage nuls), le système (2.10) se sépare en deux équations indépendantes :

$$\begin{cases} \Delta \tilde{E}_{TE}(x, y, z) + k_0^2(n^2(x, y) - n_{TE}^4 r_{41} \mathcal{E}_x(x, y)) \tilde{E}_{TE}(x, y, z) = 0 \\ \Delta \tilde{E}_{TM}(x, y, z) + k_0^2 n^2(x, y) \tilde{E}_{TM}(x, y, z) = 0 \end{cases} \quad (2.11)$$

Les solutions s'expriment comme le produit d'une répartition modale dans le plan perpendiculaire à la propagation par un terme de phase perturbé par le champ externe [5] :

$$\tilde{E}_{TE, TM}(x, y, z) = E_{TE, TM}(x, y) e^{-j\beta'_{TE, TM} z} \quad (2.12)$$

avec $E_{TE, TM}(x, y)$: répartition modale de l'onde dans le plan (X, Y) .

$\beta'_{TE, TM} = \beta_{TE, TM} + \Delta\beta_{TE, TM}$: constante de propagation perturbée des modes TE/TM.

A partir de l'équation de départ (2.11) et connaissant la forme de la solution (2.12), les constantes de propagation perturbées des modes TE et TM peuvent être développées selon la forme suivante :

$$\begin{cases} \beta'_{TE} = k_0(n_{TE} - \frac{n_{TE}^3 r_{41} V_x \eta_x}{2d}) \neq \beta_{TE} \\ \beta'_{TM} = \beta_{TM} \end{cases} \quad (2.13)$$

avec $\eta_x = \frac{\int \int \mathcal{E}_x^N(x, y) |E_{TE}(x, y)|^2 dx dy}{\int \int |E_{TE}(x, y)|^2 dx dy}$: taux de recouvrement entre le champ électrique appliqué et le champ optique.

$\mathcal{E}_x^N(x, y)$: fonction de répartition du champ électrique vertical normalisé.

V_x : tension appliquée au niveau de l'électrode centrale.

d : distance entre l'électrode centrale et la masse (Fig. 2.3(b)).

Le taux de recouvrement η_x caractérise l'efficacité au niveau de l'interaction électro-optique [5] dans le modulateur. D'après son expression mathématique, sa valeur est comprise entre 0 (cas de l'interaction avec un champ très inhomogène) et 1 (cas du condensateur plan avec des lignes de champs parallèles et uniformes). Ce coefficient, traduisant l'inhomogénéité des champs

dans la structure, est un élément clé qu'il convient d'optimiser pour augmenter l'efficacité du modulateur électro-optique.

Finalement, l'application du champ orienté suivant la direction [100] (axe X) provoque, comme prévu, une modification de la constante de propagation β_{TE} . Sachant que les termes n_{TE} , η_x et d de l'expression (2.13) sont positifs et que le coefficient électro-optique linéaire r_{41} est négatif, la constante de propagation β'_{TE} peut être augmentée ou diminuée suivant le signe de la tension V_x appliquée (Fig. 2.3(b)). La vitesse de déplacement de l'onde polarisée TE pourra donc être contrôlée par voie électro-optique par rapport à l'onde polarisée TM. Contrairement aux modulateurs sur $LiNbO_3$ en coupe X et propagation Z avec lesquels l'analogie peut être faite [6], le champ électrique appliqué pour la modulation de phase n'interagit pas avec le mode TM (Eq. 2.13) ce qui limite l'efficacité électro-optique de ce type de structure. L'utilisation d'électrodes très rapprochées (typiquement quelques μm) s'avère donc nécessaire pour augmenter l'effet de modulation de phase.

2.3.2 La tension d'accord de phase V_{PM}

Le contrôle de la constante de propagation du mode TE par le champ \mathcal{E}_x permet de faire propager les deux ondes polarisées à la même vitesse en ajustant la valeur de la tension V_x :

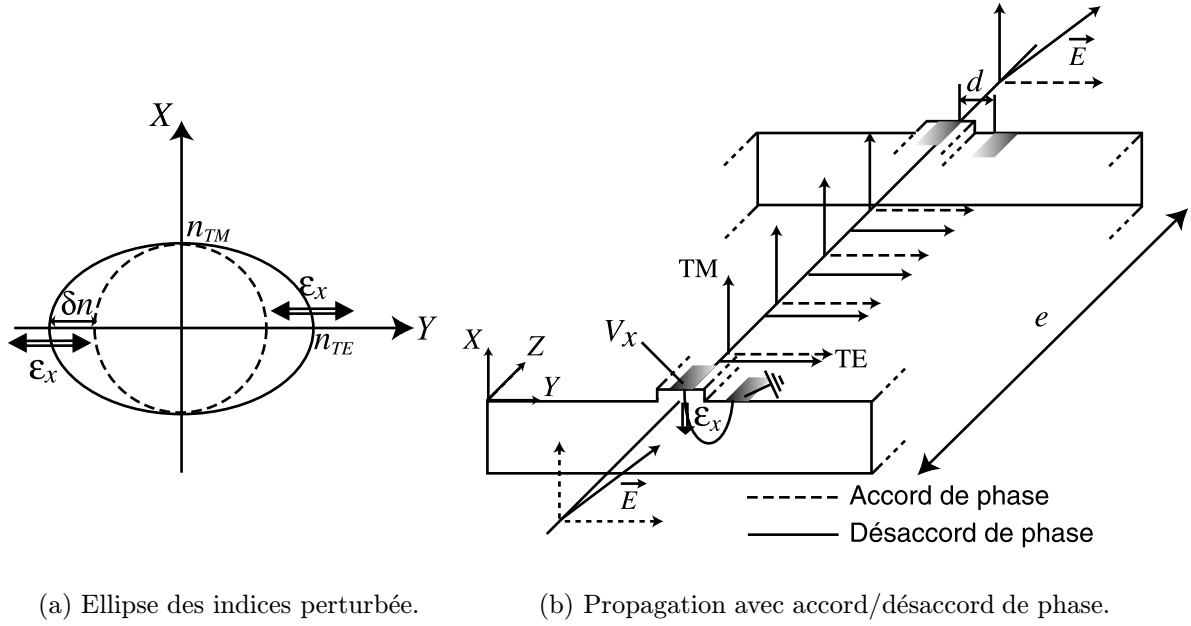
$$\beta'_{TE} - \beta'_{TM} = 0 \quad (2.14)$$

soit :

$$\boxed{V_x = \frac{2 \delta n d}{n_{TE}^3 r_{41} \eta_x} = V_{PM}} \quad (2.15)$$

avec $\delta n = n_{TE} - n_{TM}$: biréfringence résiduelle causée par la propagation guidée, également appelée biréfringence modale.

V_{PM} est appelée «tension d'accord de phase». Cette tension constitue un des paramètres caractéristiques du modulateur et joue un rôle très important dans l'amélioration du taux de conversion TE/TM.



(a) Ellipse des indices perturbée.

(b) Propagation avec accord/désaccord de phase.

 FIG. 2.3: Action du champ \mathcal{E}_x sur les modes de propagation.

2.3.3 Interprétation complémentaire

En termes de milieu biréfringent, la présence du champ électrique vertical permet d'éliminer la biréfringence modale en comprimant l'ellipse des indices suivant son grand axe (Fig. 2.3(a)). L'ellipse se transforme alors en cercle ($n_{TE} = n_{TM}$).

Le rôle du champ électrique orienté suivant l'axe X ([100]) sur la biréfringence modale étant à présent défini, la deuxième étape consiste à étudier l'action du champ \mathcal{E}_y sur la propagation du champ électromagnétique. On annule à présent le champ \mathcal{E}_x . Le système d'équations (2.10) reste dans ce cas couplé.

2.4 Rôle du champ électrique horizontal \mathcal{E}_y : conversion de polarisation

2.4.1 Théorie des modes couplés appliquée à la conversion de polarisation

Le principe de cette théorie consiste à décomposer le champ électrique de l'onde électromagnétique sur ses modes propres quand aucune perturbation n'est appliquée ($[\Delta\epsilon_r] = 0$, Eq. (2.7)). L'amplitude de chaque mode optique est alors multipliée par un terme dépendant de

la distance de propagation qui tient compte de la perturbation générée ($[\Delta\epsilon_r] \neq 0$) [7] :

$$\tilde{E}_{TE,TM}(x, y, z) = a_{TE,TM}(z)E_{TE,TM}(x, y)e^{-j\beta_{TE,TM}z} \quad (2.16)$$

avec $a_{TE,TM}(z)$: amplitude de l'onde au cours de sa propagation dans la structure.

$E_{TE,TM}(x, y)$: répartition d'amplitude des modes TE/TM dans le plan (X, Y) .

$\beta_{TE,TM}$: constantes de propagation des modes TE/TM.

Le terme $\tilde{E}_{TE,TM}(x, y, z)$ est remplacé dans le système d'équations couplées (Eq.(2.7)) pour déterminer les inconnues $a_{TE,TM}(z)$. Ceci permet d'aboutir après simplifications [7] au système différentiel suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial a_{TE}(z)}{\partial z} = -j\kappa_{TE,TM}a_{TM}(z)e^{j\Delta\beta z} \\ \frac{\partial a_{TM}(z)}{\partial z} = -j\kappa_{TM,TE}a_{TE}(z)e^{-j\Delta\beta z} \end{cases} \quad (2.17)$$

avec $\Delta\beta = \beta_{TE} - \beta_{TM}$.

$$\kappa_{TE,TM} = \frac{\omega^2\mu_0\epsilon_0}{2\beta_{TE}} \frac{\int \int \vec{E}_{TE}^*(x, y) \cdot [\Delta\epsilon_r(x, y)] \vec{E}_{TM}(x, y) dx dy}{\int \int \vec{E}_{TE}^*(x, y) \cdot \vec{E}_{TE}(x, y) dx dy} : \text{coefficient de couplage TE/TM.}$$

$$\kappa_{TM,TE} = \frac{\omega^2\mu_0\epsilon_0}{2\beta_{TM}} \frac{\int \int \vec{E}_{TM}^*(x, y) \cdot [\Delta\epsilon_r(x, y)] \vec{E}_{TE}(x, y) dx dy}{\int \int \vec{E}_{TM}^*(x, y) \cdot \vec{E}_{TM}(x, y) dx dy} : \text{coefficient de couplage TM/TE.}$$

Connaissant la forme de $[\Delta\epsilon_r]$ (Eq. (2.6)), les termes de couplage entre modes peuvent être développés pour mettre en évidence l'interaction électro-optique :

$$\begin{cases} \kappa_{TE,TM} = -\frac{1}{2}k_0n_{TE}n_{TM}^2r_{41} \frac{\int \int \mathcal{E}_y(x, y)E_{TE}^*(x, y)E_{TM}(x, y) dx dy}{\int \int |E_{TE}(x, y)|^2 dx dy} \\ \kappa_{TM,TE} = -\frac{1}{2}k_0n_{TM}n_{TE}^2r_{41} \frac{\int \int \mathcal{E}_y(x, y)E_{TM}^*(x, y)E_{TE}(x, y) dx dy}{\int \int |E_{TM}(x, y)|^2 dx dy} \end{cases} \quad (2.18)$$

A l'aide de la relation d'orthonormalisation des modes TE/TM, on montre [7] que ces deux coefficients sont égaux : $\kappa_{TE,TM} = \kappa_{TM,TE}^* = \kappa$. De plus, dans la plupart des cas les profils des modes TE/TM sont sensiblement équivalents ce qui rend les intégrales de recouvrement égales. En tenant compte de ces remarques, le coefficient de couplage κ s'exprime plus simplement :

$$\kappa \simeq -\frac{1}{2}k_0n_0^3r_{41}\frac{V_y}{D}\eta_y \quad (2.19)$$

avec $n_0 = (n_{TE} + n_{TM})/2$: indice effectif moyen de la structure guidante.

V_y : tension appliquée au niveau de l'électrode latérale.

D : distance entre l'électrode latérale et la masse (Fig. 2.5(b)).

$\eta_y = \frac{\int \int \mathcal{E}_y^N(x, y) E_{TE}^*(x, y) E_{TM}(x, y) dx dy}{\int \int |E_{TE}(x, y)|^2 dx dy}$: taux de recouvrement entre le champ électrique horizontal et le champ optique.

$\mathcal{E}_y^N(x, y)$: fonction de répartition du champ électrique horizontal normalisé.

La résolution du système différentiel couplé (2.17) permet d'obtenir l'expression générale de la répartition d'amplitude $a_{TE, TM}(z)$ au cours de la propagation dans le modulateur. En utilisant le formalisme matriciel de Jones [8] qui consiste à décomposer l'onde guidée sur la base des modes propres polarisés TE et TM, l'amplitude au bout d'une distance z s'écrit :

$$\begin{pmatrix} a_{TE}(z) \\ a_{TM}(z) \end{pmatrix} = M_{CP} \begin{pmatrix} a_{TE}(0) \\ a_{TM}(0) \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

où M_{CP} caractérise la matrice de transfert du modulateur sous l'action du champ orienté suivant la direction [011], soit :

$$M_{CP} = \begin{pmatrix} \left[\cos(az) - j \frac{\delta}{a} \sin(az) \right] e^{j\delta z} & -j \frac{\kappa}{a} \sin(az) e^{j\delta z} \\ -j \frac{\kappa}{a} \sin(az) e^{-j\delta z} & \left[\cos(az) + j \frac{\delta}{a} \sin(az) \right] e^{-j\delta z} \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

avec $a = \sqrt{\kappa^2 + \delta^2}$

$\delta = \Delta\beta/2$.

2.4.2 Caractérisation du composant en conversion TE/TM : la tension de couplage de modes V_{MC}

Les calculs réalisés jusqu'à présent permettent de déterminer la réponse en conversion de polarisation du dispositif quel que soit l'état de polarisation incident. Pour étudier et caractériser le rôle de \mathcal{E}_y sur la conversion de mode TE/TM, on injecte en condition initiale une polarisation rectiligne orientée TE ou TM. Considérons ici le second cas en entrée de modulateur (Fig.2.5). L'état de polarisation en sortie d'un composant de longueur e s'exprime

sur la base des modes propres :

$$\begin{cases} a_{TE}(e) = -j\frac{\kappa}{a} \sin(ae) e^{j\delta e} a_{TM}(0) \\ a_{TM}(e) = [\cos(ae) + j\frac{\delta}{a} \sin(ae)] e^{-j\delta e} a_{TM}(0) \end{cases} \quad (2.22)$$

Sachant que le terme $ae = \sqrt{\kappa^2 + \delta^2}e$ est sans dimension, κe peut être exprimé sous la forme d'un rapport entre deux tensions :

$$\kappa e = -\frac{1}{2}k_0 n_0^3 r_{41} \frac{V_y}{D} \eta_y e = \frac{\pi}{2} \left(\frac{V_y}{V_{MC}} \right) \quad (2.23)$$

avec

$$V_{MC} = \frac{-\lambda_0 D}{2n_0^3 r_{41} \eta_y e} \quad (2.24)$$

V_{MC} est baptisée «tension de couplage de mode» car elle est liée au coefficient de couplage κ défini auparavant. Cette constante représente un paramètre caractéristique du modulateur au niveau de la conversion TE/TM.

En introduisant ce nouveau paramètre, la répartition énergétique des modes en sortie de composant peut s'écrire comme une fonction dépendant directement de la tension appliquée V_y :

$$\begin{cases} I_{TE}(V_y) = |a_{TE}(V_y)|^2 = \frac{C^2}{C^2 + \delta^2 e^2} \sin^2 \left(\sqrt{C^2 + \delta^2 e^2} \right) I_{TM}^0 \\ I_{TM}(V_y) = |a_{TM}(V_y)|^2 = \left[\cos^2 \left(\sqrt{C^2 + \delta^2 e^2} \right) + \frac{\delta^2 e^2}{C^2 + \delta^2 e^2} \sin^2 \left(\sqrt{C^2 + \delta^2 e^2} \right) \right] I_{TM}^0 \end{cases} \quad (2.25)$$

avec I_{TM}^0 : intensité incidente polarisée TM.

$$C = \frac{\pi}{2} \left(\frac{V_y}{V_{MC}} \right) : \text{facteur de couplage TE/TM.}$$

La répartition énergétique suivant les polarisations TE/TM en sortie de modulateur est donc modulée à l'aide de la tension V_y générée par les électrodes latérales. A titre d'exemple, les *figures 2.4(a,b,c)* représentent les fonctions de transfert en conversion TE/TM de trois modulateurs possédant des paramètres opto-géométriques différents (voir Tab. 2.1).

On constate d'après les *figures 2.4(a,b,c)* que l'application d'une tension V_y croissante sur le composant entraîne un transfert d'énergie progressif et sous forme d'oscillations du mode TM

TAB. 2.1: Paramètres opto-géométriques avec $\lambda_0 = 1.3 \mu\text{m}$ et $\eta_y = 0.5$.

Paramètres	modulateur 1	modulateur 2	modulateur 3
longueur d'interaction : e	2 cm	1.5 cm	1.5 cm
distance inter-électrodes : D	6 μm	10 μm	10 μm
indice moyen de propagation : n_0	3.4	3.4	3.4
tension de couplage de modes : V_{MC}	7.1 V	15.7 V	15.7 V
biréfringence modale : δn	10^{-4}	10^{-4}	10^{-5}

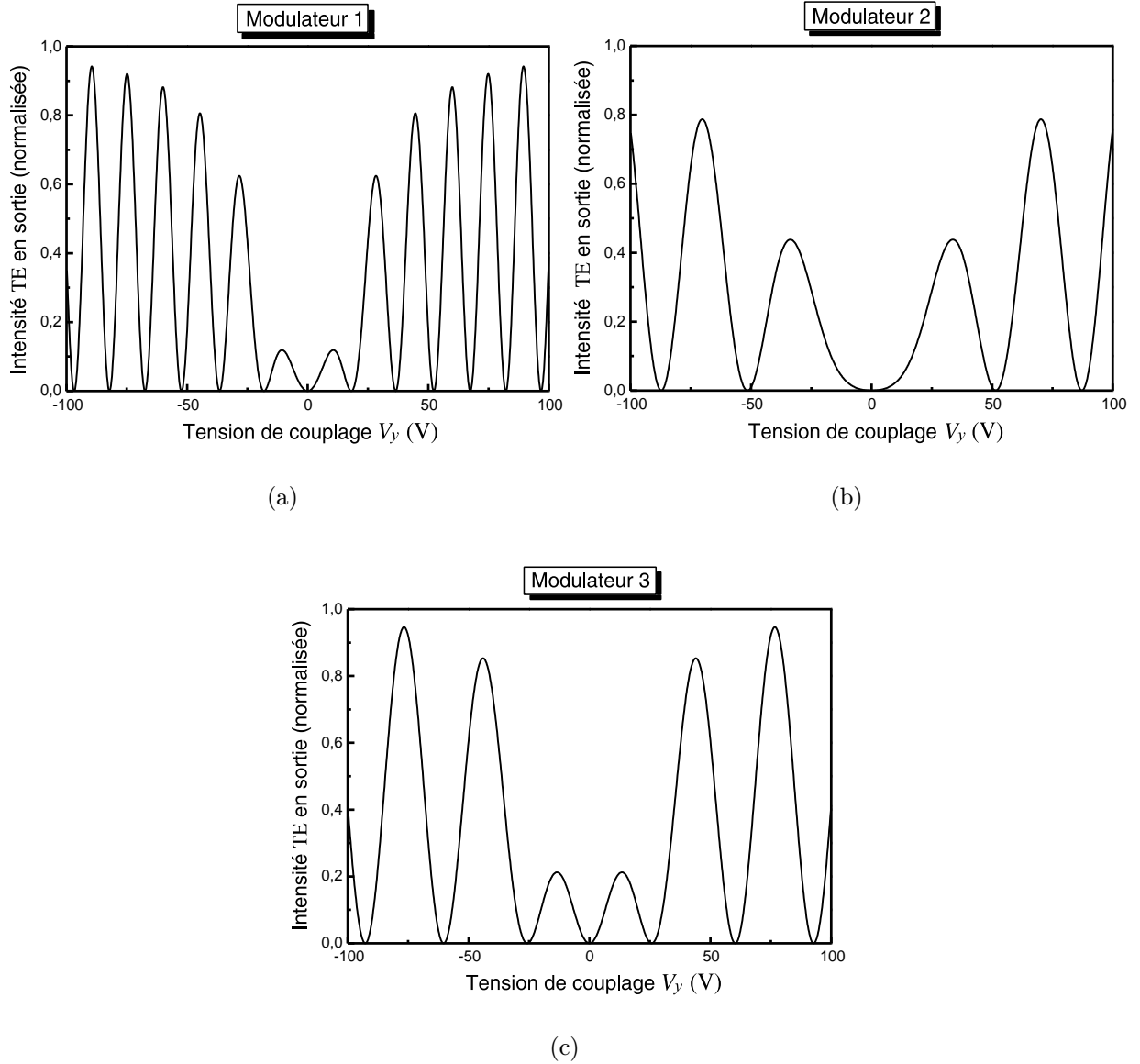


FIG. 2.4: Intensité normalisée convertie du mode TM vers le mode TE en fonction de la tension V_y appliquée.

vers le mode TE. Dans le cas du modulateur 1, les oscillations sont beaucoup plus rapprochées, ceci étant dû à une tension de couplage V_{MC} plus faible que celle du deuxième et troisième modulateur (Tab. 2.1). A titre d'exemple, une variation de tension de 10 V autour d'un offset de 75 V permet de commuter 90 % de l'énergie d'un mode sur l'autre. Cette valeur d'offset reste assez élevée dans le cadre d'une utilisation pratique.

En conclusion, l'efficacité de conversion reste limitée par la tension caractéristique V_{MC} qui doit être minimisée par l'intermédiaire des paramètres géométriques D , e et η_y (Eq. (2.24)). De plus, une conversion TE/TM complète nécessite l'application d'un champ électrique \mathcal{E}_y élevé à cause du déphasage intrinsèque dû à la propagation guidée via le terme δe intervenant au dénominateur de l'expression (2.25). Lorsque la biréfringence modale est plus faible (voir modulateur 3 comparé au modulateur 2, Tab. 2.1), le taux de transfert TE/TM est amélioré pour de faibles tensions de conversion appliquées (Fig. 2.4(c)) .

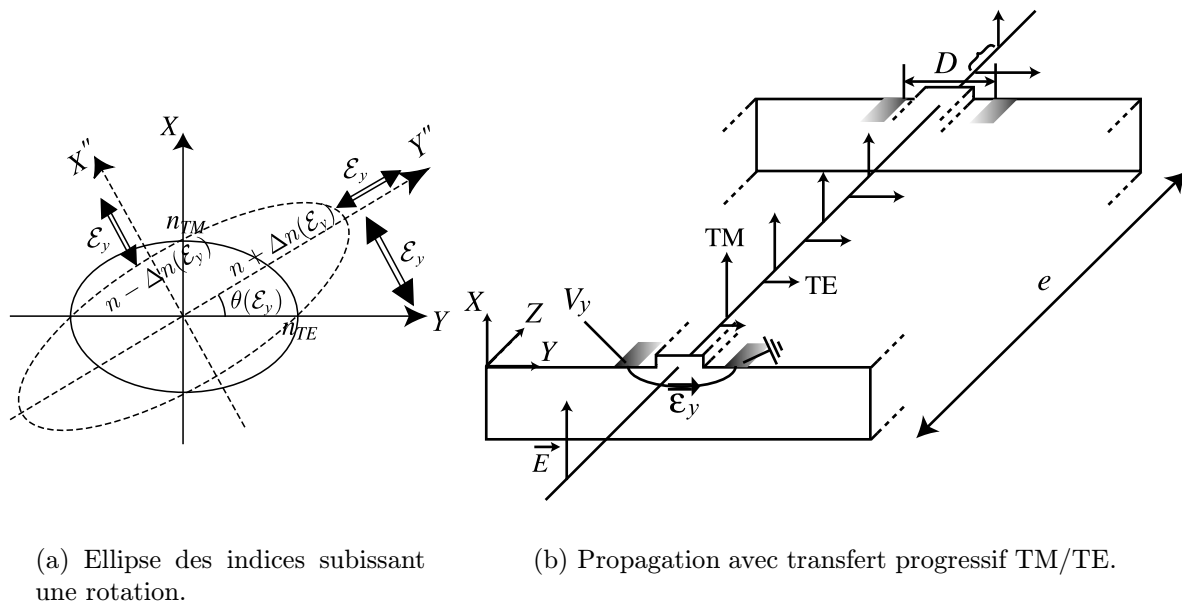


FIG. 2.5: Action du champ \mathcal{E}_y sur les modes de propagation

2.4.3 Interprétation complémentaire

Parallèlement à la théorie des modes couplés, une interprétation en terme de milieu biréfringent peut être donnée pour compléter l'explication concernant le rôle du champ \mathcal{E}_y sur les modes de propagation. Elle se base sur la modification créée par le champ au niveau de

l'ellipsoïde des indices qui subit dans ce cas une rotation dans le plan (X, Y) (Fig. 2.5(a)). Cette rotation sera d'autant plus importante que le champ de conversion sera intense. Les axes principaux du milieu biréfringent tournent et modifient les propriétés optiques de propagation.

En résumé, l'application d'un champ orienté suivant l'axe Y ([011]) provoque une conversion de polarisation TE/TM. Malgré tout, le taux de conversion reste en partie limité à cause de la biréfringence induite par la structure guidante. Connaissant à présent le rôle que joue chaque champ électrique sur l'onde optique guidée, l'étape suivante consiste à appliquer simultanément les deux champs électriques pour améliorer le taux de conversion TE/TM.

2.5 Action simultanée des deux champs \mathcal{E}_x et \mathcal{E}_y : conversion TE/TM contrôlée en phase

2.5.1 Modèle parfait

Sachant que la biréfringence modale constitue un facteur limitatif au niveau de la conversion de polarisation TE/TM, l'application simultanée des deux champs doit permettre d'améliorer le taux de transfert en conversion. En effet, le champ \mathcal{E}_x assure un contrôle sur la vitesse de propagation du mode TE. Il peut alors contribuer à augmenter l'efficacité de conversion en limitant la biréfringence modale δn , laissant ainsi au champ \mathcal{E}_y le rôle de transférer l'énergie d'un état de polarisation sur l'autre.

Lorsque la polarisation incidente est orientée TM, la répartition énergétique des modes TE et TM en sortie de composant possède une forme quasi-similaire au système en conversion TE/TM unique (Eq. (2.25)). La seule différence se situe au niveau de l'ancien terme δe qui est à présent perturbé par effet électro-optique via le champ d'accord de phase. La fonction de conversion TE/TM dépend maintenant des deux tensions électriques appliquées V_x, V_y :

$$\begin{cases} I_{TE}(V_x, V_y) = \frac{C^2}{C^2 + P^2} \sin^2 \left(\sqrt{C^2 + P^2} \right) I_{TM}^0 \\ I_{TM}(V_x, V_y) = \left[\cos^2 \left(\sqrt{C^2 + P^2} \right) + \frac{P^2}{C^2 + P^2} \sin^2 \left(\sqrt{C^2 + P^2} \right) \right] I_{TM}^0 \end{cases} \quad (2.26)$$

avec $P = \delta' e = \frac{(\beta'_{TE} - \beta'_{TM})e}{2} = \frac{1}{2} k_0 e \delta n - \frac{1}{2} k_0 e \frac{n_{TE}^3 r_{41} V_x \eta_x}{2d} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{V_x - V_{PM}}{V_\pi} \right)$: facteur de phase dépendant de la tension V_x .

$$V_\pi = \frac{-\lambda_0 d}{n_{TE}^3 r_{41} \eta_x e}$$

Le terme V_π est appelé «tension demi-onde» car il correspond à la tension nécessaire pour déphaser de π radians l'onde TM par rapport à l'onde TE. Cette tension fait partie des paramètres importants du composant car elle caractérise sa capacité en modulation de phase.

Le rôle joué par le champ électrique vertical appliqué en complément de la conversion de polarisation peut être mis en évidence en observant la fonction de transfert du modulateur 2. Les figures 2.6(a,b) correspondent aux courbes de réponse en conversion TE/TM du modu-

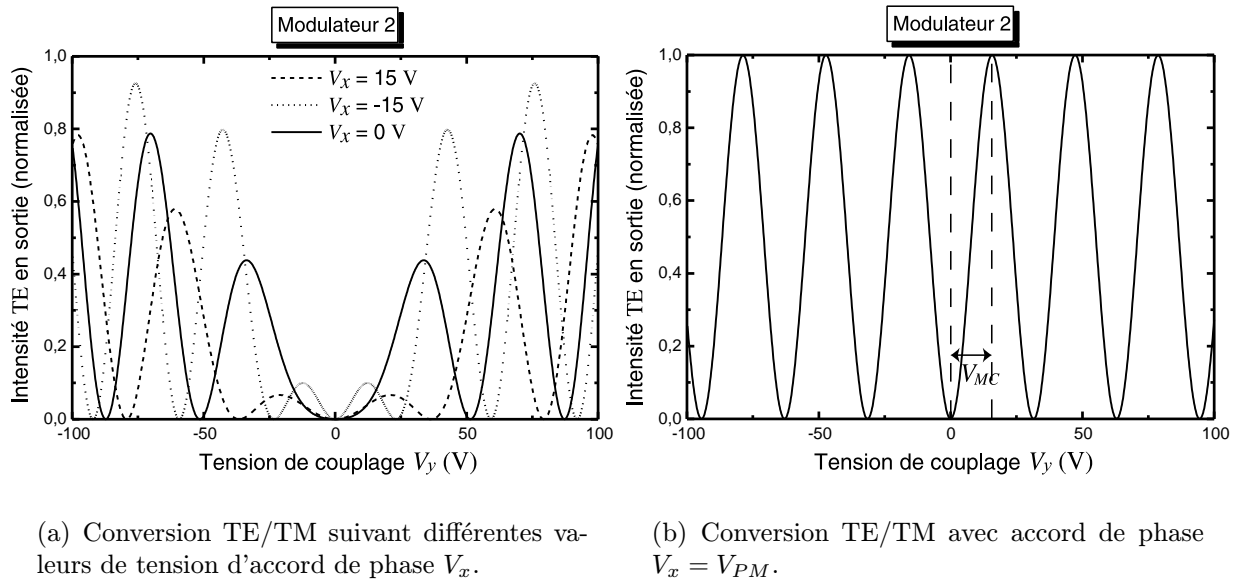


FIG. 2.6: Fonctions de transfert en conversion TE/TM en configuration à 3 électrodes avec $\eta_x = 0.5$, $d = 5 \mu m$, $D = 10 \mu m$, $\eta_y = 0.5$, $e = 1.5 cm$, $\delta n = 10^{-4}$.

lateur 2 lorsque les deux champs \mathcal{E}_x et \mathcal{E}_y sont appliqués simultanément. La distance choisie entre l'électrode centrale et la masse est $d = 5 \mu m$. Le facteur de recouvrement η_x vaut 0.5, valeur typiquement calculée. On constate comme prévu que l'application supplémentaire du champ d'accord de phase entraîne une évolution de la courbe de conversion en polarisation. En effet, si V_x est négatif alors les modes TE et TM tendent à se propager à la même vitesse. L'échange énergétique est donc plus favorable ce qui améliore la fonction de transfert (Fig. 2.6(a) avec $V_x = -15$ V). Par contre, si V_x est positif le désaccord de phase entre les modes est plus grand ce qui provoque une dégradation du taux de conversion (Fig. 2.6(a) avec $V_x = +15$ V).

Dans le cas où l'accord de phase est parfait ($V_x = V_{PM}$), l'expression mathématique des intensités TE/TM (2.26) se simplifie en deux fonctions sinusoidales par annulation du facteur de phase P . La courbe de réponse du modulateur 2 est représentée *figure 2.6(b)*. On retrouve le paramètre caractéristique relatif au couplage V_{MC} décrit auparavant. V_{MC} correspond à la tension nécessaire pour réaliser une commutation complète de l'énergie d'un mode sur l'autre. L'efficacité du composant est alors maximale (Fig. 2.7). Nous sommes dans le cas parfait du

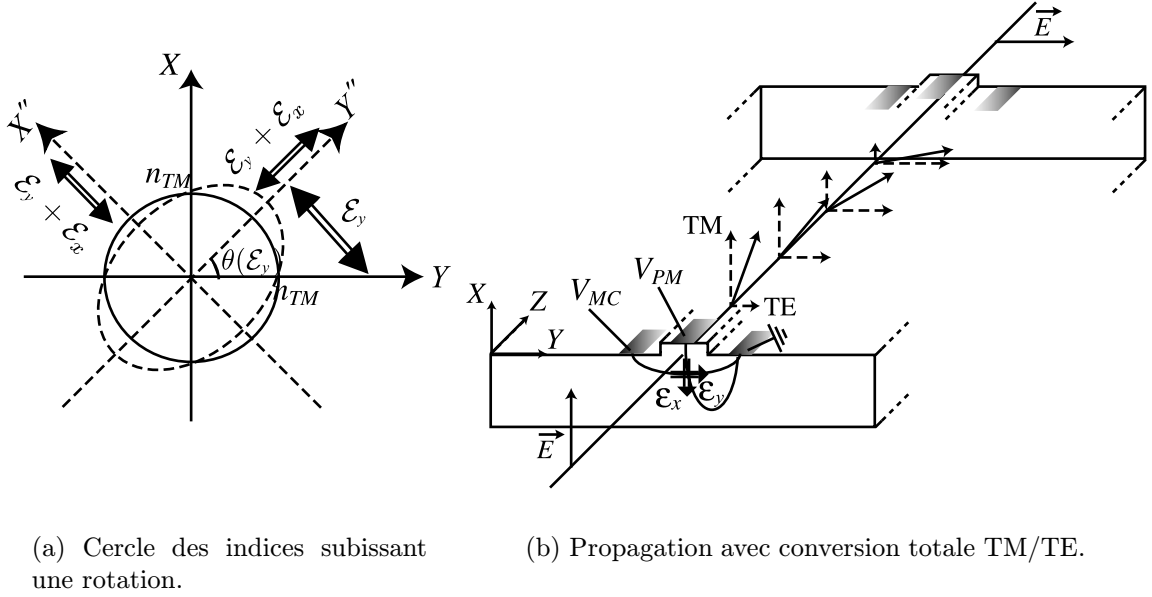


FIG. 2.7: Conversion totale de polarisation dans le cas où $V_x = V_{PM}$ et $V_y = V_{MC}$.

guidage optique sans biréfringence modale, celle-ci étant annihilée par le champ d'accord de phase \mathcal{E}_x . En terme de milieu biréfringent, l'application simultanée des champs électriques permet de corriger la déformation naturelle de l'ellipse des indices grâce au champ d'accord de phase \mathcal{E}_x . Lorsque \mathcal{E}_x est suffisamment intense pour annuler la biréfringence, l'ellipse se transforme alors en cercle. Parallèlement, le champ électrique de conversion \mathcal{E}_y fait tourner le cercle autour de l'axe Z . La rotation atteint alors son maximum d'efficacité (Fig. 2.7(a)).

En conclusion, les deux graphes de la *figure 2.7* reflètent toute l'importance des tensions caractéristiques V_{MC} , V_{PM} intervenant dans les expressions mathématiques (2.26). Il conviendra de les optimiser pour augmenter l'efficacité de modulation. De plus, la comparaison des deux *figures 2.6(a,b)* met clairement en évidence l'avantage de la configuration à 3 électrodes comparée à un convertisseur classique à 2 électrodes. En effet, lorsque l'électrode centrale

n'existe pas ($V_x = 0$ V dans les équations (2.26)) la tension de commutation V_y doit être supérieure à 100 V pour permettre un taux de conversion dépassant les 80 %. Par contre, pour $V_x = V_{PM} \simeq -35$ V V_z n'a besoin que de 15.7 V pour commuter 100 % de l'énergie d'un mode sur l'autre.

Dans ce paragraphe, le principe de fonctionnement proposé et l'intérêt de la configuration choisie viennent d'être démontrés. Le rôle de chaque champ a été défini pour l'opération de conversion de polarisation. Néanmoins, le raisonnement utilisé jusqu'à présent est basé sur le cas parfait où les deux champs \mathcal{E}_x , \mathcal{E}_y sont découplés. Pourtant les électrodes en surface de composant vont interagir entre elles, du fait de leur proximité (quelques micromètres). Dans ce cas, la fonction de transfert en conversion sera perturbée. Il semble donc nécessaire d'appliquer un modèle plus réaliste pour simuler le comportement réel du dispositif.

2.5.2 Modèle réel

La différence de potentiel créée entre V_x et V_y produit un champ de couplage qui vient s'ajouter aux champs \mathcal{E}_x et \mathcal{E}_y . Cette composante supplémentaire est majoritairement verticale au niveau de la zone guidante à cause de la symétrie envisagée (Fig. 2.8). La prise

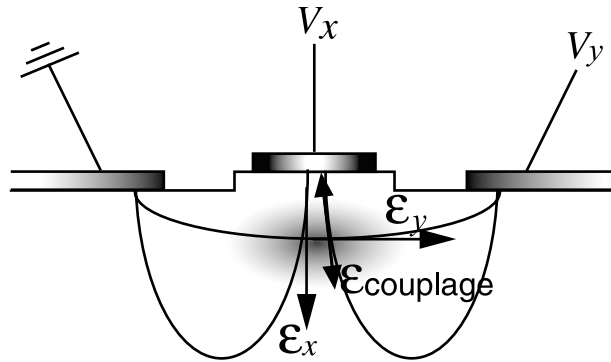


FIG. 2.8: Couplage des champs électriques par application des tensions.

en compte de cette interaction peut se traduire sous forme mathématique en définissant une tension effective verticale V'_x dont l'efficacité dépend à tout instant de la tension V_y :

$$V'_x = V_x - \zeta V_y \quad (2.27)$$

avec ζ , coefficient pondérateur caractérisant l'influence du couplage entre les deux électrodes.

La répartition énergétique TE/TM en sortie de composant possède maintenant une forme

légèrement différente qui tient compte de cette interaction. Ainsi, l'équation (2.26) évolue de la manière suivante :

$$\begin{cases} I_{TE}(V'_x, V_y) = \frac{C^2}{C^2 + P'^2} \sin^2 \left(\sqrt{C^2 + P'^2} \right) I_{TM}^0 \\ I_{TM}(V'_x, V_y) = \left[\cos^2 \left(\sqrt{C^2 + P'^2} \right) + \frac{P'^2}{C^2 + P'^2} \sin^2 \left(\sqrt{C^2 + P'^2} \right) \right] I_{TM}^0 \end{cases} \quad (2.28)$$

avec $P' = \frac{\pi}{2} \left(\frac{V_x - \zeta V_y - V_{PM}}{V_\pi} \right)$: facteur de phase modifié par la tension de conversion.

Une des principales différences de la réponse en conversion TE/TM se situe au niveau de l'accord de phase. Puisque la tension d'accord de phase V_x est directement influencée par la tension de conversion V_y , on constate une dissymétrie de la réponse en conversion (Fig. 2.9(a)).

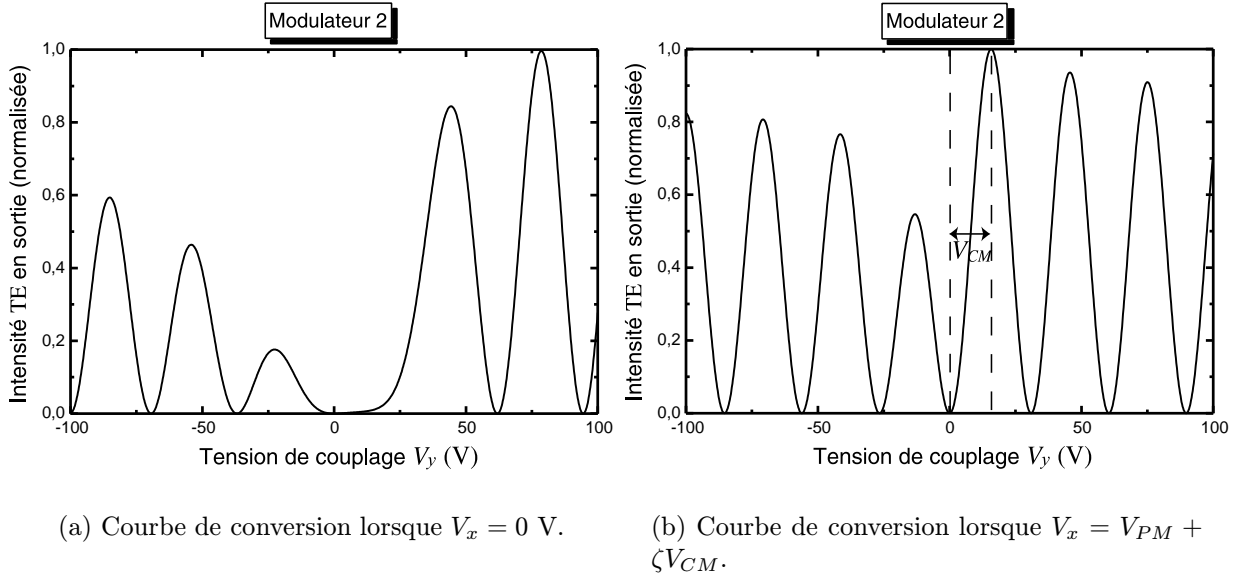


FIG. 2.9: Fonction de transfert TE/TM du modulateur 2 en configuration à 3 électrodes en tenant compte du couplage des champs électriques \mathcal{E}_x , \mathcal{E}_y .

A présent, il existe deux possibilités pour obtenir 100 % de conversion d'un mode sur l'autre avec une tension de commutation égale à V_{MC} (Fig. 2.9(b)) :

$$\begin{cases} V'_{PM1} = V_{PM} + \zeta V_{MC} \\ V'_{PM2} = V_{PM} - \zeta V_{MC} \end{cases} \quad (2.29)$$

Dans le premier cas, la tension d'accord de phase est améliorée par rapport au modèle parfait puisqu'elle subit une baisse de ζV_{MC} . En effet, l'efficacité de la composante verticale du champ électrique est augmentée grâce à un champ de couplage orienté principalement suivant cette direction (Fig. 2.8).

Si la tension d'accord de phase est égale à V_{PM} , la réponse en conversion TE/TM redevient symétrique par rapport à la variable V_y mais le taux de conversion reste limité à environ 85 % (Fig. 2.10).

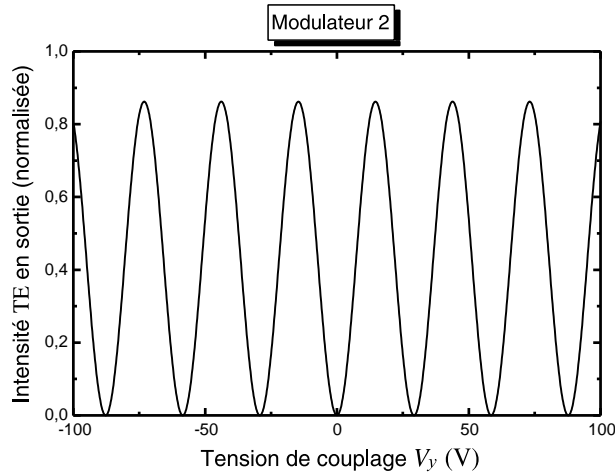


FIG. 2.10: Réponse en conversion TE/TM du modèle réel lorsque $V_x = V_{PM}$.

Finalement, le fonctionnement du composant en tant que convertisseur TE/TM reste variable en tenant compte du couplage entre les deux électrodes. Le modèle utilisé intègre toutes les interactions électriques caractéristiques de la configuration à trois électrodes et permet de reproduire le comportement réel du composant. Le modulateur décrit dans cette thèse possède également une particularité supplémentaire qui lui permet d'être utilisable dans un domaine autre que le contrôle en polarisation. En effet, l'application de tensions particulières sur les deux électrodes peut permettre au dispositif de fonctionner comme un brouilleur de polarisation.

2.6 Application au brouillage en polarisation

Les renseignements acquis au cours de ce chapitre laissent à penser que le dispositif étudié est capable de simuler l'action d'une lame à biréfringence et orientation modulables. Comme il a été signalé dans le chapitre précédent, ce type de fonctionnement est utile pour le brouillage

en polarisation des signaux émis afin de corriger les effets de PDL et PDG dans les liaisons transocéaniques.

Le point de départ du raisonnement se situe au niveau de la matrice de Jones du convertisseur de polarisation contrôlé en phase :

$$M'_{CP} = \begin{pmatrix} \left[\cos(a'e) - j \frac{\delta'}{a'} \sin(a'e) \right] & -j \frac{\kappa}{a'} \sin(a'e) \\ -j \frac{\kappa}{a'} \sin(a'e) & \left[\cos(a'e) + j \frac{\delta'}{a'} \sin(a'e) \right] \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

avec $a' = \sqrt{\kappa^2 + \delta'^2}$.

Des conditions sur les tensions de commandes peuvent alors être déterminées en comparant les matrices de Jones du composant à celles de lames biréfringentes.

2.6.1 lame demi-onde en rotation

Dans un premier temps, le dispositif doit pouvoir être capable de travailler comme une lame demi-onde en rotation autour de l'axe en propagation (Fig. 2.11(a)) [6].

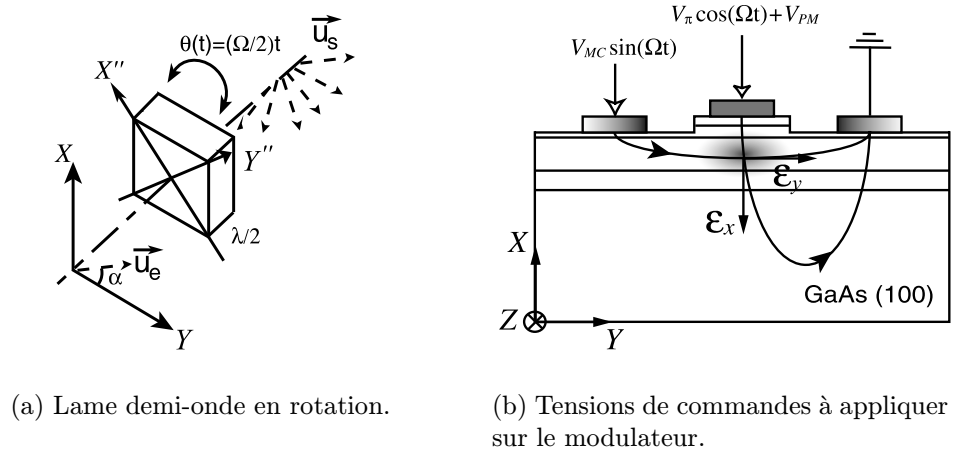


FIG. 2.11: *Equivalence entre une lame demi-onde en version massive et en configuration intégrée sur GaAs (100).*

En se basant sur le formalisme de Jones [8], la matrice d'une lame demi-onde en rotation à la pulsation $\Omega/2$ s'écrit sur la base de ses axes principaux :

$$M_{\lambda/2}(t) = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\pi}{2}\right) + j \cos(\Omega t) \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) & j \sin(\Omega t) \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) \\ j \sin(\Omega t) \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) & \cos\left(\frac{\pi}{2}\right) - j \cos(\Omega t) \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

En identifiant les termes de cette matrice avec ceux de la matrice du convertisseur TE/TM contrôlé en phase M'_{CP} (Eq.(2.30)), deux équations apparaissent :

$$\begin{cases} \sqrt{\kappa^2 + \delta'^2} e = \frac{\pi}{2} \\ \tan(\Omega t) = \frac{\kappa}{\delta'} \end{cases} \quad (2.32)$$

Ces deux relations mettent en évidence le lien entre les paramètres intrinsèques du modulateur (κ, δ') , et les conditions de fonctionnement imposées. En isolant ces paramètres, on arrive aux deux conditions suivantes :

$$\begin{cases} \delta' = \pm \frac{\pi}{2z} \cos(\Omega t) \\ \kappa = \pm \frac{\pi}{2z} \sin(\Omega t) \end{cases} \quad (2.33)$$

De ces expressions peuvent être tirées les tensions de commandes à appliquer puisque les coefficients κ, δ' font intervenir les tensions de commandes par l'intermédiaire du coefficient électro-optique linéaire r_{41} :

$$\begin{cases} V_x(t) = V_\pi \cos(\Omega t) + V_{PM} \\ V_y(t) = V_{MC} \sin(\Omega t) \end{cases} \quad (2.34)$$

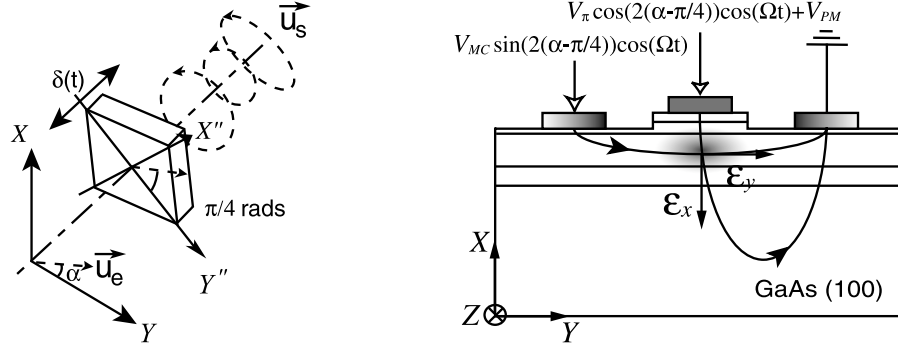
Ainsi, l'application de deux tensions alternatives en quadrature de phase avec des amplitudes correspondant aux tensions caractéristiques du composant rend le système équivalent à une lame demi-onde en rotation (Fig. 2.11(b)).

2.6.2 Lame à biréfringence variable

Le composant peut également fonctionner dans une autre configuration qui correspond à une lame modulée en phase et possédant ses axes principaux orientés à 45° de la polarisation linéaire en entrée (Fig. 2.12(a)) [6].

Si la polarisation incidente fait un angle α par rapport à l'axe Z , la matrice de Jones d'une telle lame [8] s'écrit de la manière suivante :

$$M_{\pi/4}(t) = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\phi(t)}{2}\right) + j \cos\left(2\left(\alpha - \frac{\pi}{4}\right)\right) \sin\left(\frac{\phi(t)}{2}\right) & j \sin\left(2\left(\alpha - \frac{\pi}{4}\right)\right) \sin\left(\frac{\phi(t)}{2}\right) \\ j \sin\left(2\left(\alpha - \frac{\pi}{4}\right)\right) \sin\left(\frac{\phi(t)}{2}\right) & \cos\left(\frac{\phi(t)}{2}\right) - j \cos\left(2\left(\alpha - \frac{\pi}{4}\right)\right) \sin\left(\frac{\phi(t)}{2}\right) \end{pmatrix} \quad (2.35)$$



(a) lame à biréfringence variable orientée à 45° de la polarisation d'entrée.

(b) Tensions de commandes à appliquer sur le modulateur.

FIG. 2.12: *Equivalence entre les versions massive et intégrée sur GaAs (100) de la lame à biréfringence variable et orientée à 45° de la polarisation en entrée.*

avec $\phi(t)$: phase variable au cours du temps.

En identifiant les termes de la matrice M'_{CP} du composant et les termes de cette matrice, on arrive aux conditions suivantes :

$$\begin{cases} \sqrt{\kappa^2 + \delta'^2} e = \frac{\phi(t)}{2} \\ \tan(2(\alpha - \frac{\pi}{4})) = \frac{\kappa}{\delta'} \end{cases} \quad (2.36)$$

Si la modulation de phase est de type sinusoïdale ($\phi(t) = \pi \cos(\Omega t)$), alors le développement des conditions précédentes permet d'aboutir aux tensions de commandes à appliquer :

$$\begin{cases} V_x(t) = V_\pi \cos(2(\alpha - \frac{\pi}{4})) \cos(\Omega t) + V_{PM} \\ V_y(t) = V_{MC} \sin(2(\alpha - \frac{\pi}{4})) \cos(\Omega t) \end{cases} \quad (2.37)$$

Ainsi, l'application de deux tensions modulées en phase et pondérées par un coefficient dépendant de l'angle d'inclinaison de la polarisation incidente rend le composant équivalent à une lame orientée à déphasage variable (Fig. 2.12(b)).

En résumé, nous venons de démontrer que le principe du brouillage en polarisation est adaptable au composant étudié dans cette thèse, sous condition d'appliquer des tensions de commandes bien particulières (Eq.(2.34),(2.37)). Il faut toutefois remarquer que dans les deux cas, le fonctionnement se place implicitement dans l'approximation du découplage des champs \mathcal{E}_x , \mathcal{E}_y . En réalité, le taux de conversion TE/TM reste limité par le couplage entre les deux

composantes de champ générées. Par conséquent, la rotation de polarisation ou la modulation de phase ne pourront être complètes que si le coefficient de couplage ζ tend vers 0.

2.7 Conclusion-Résumé

Au cours de ce chapitre, le rôle joué par chaque champ électrique dans la configuration envisagée a été mis en évidence. Ils permettent à la fois la conversion TE/TM et la correction de la biréfringence modale. Ce fonctionnement particulier du convertisseur TE/TM qui a déjà été démontré sur $LiNbO_3$ [9], est donc adaptable en principe aux structures semiconductrices III-V appartenant au groupe de symétrie $\bar{4}3m$ ($GaAs$, InP , $Al_xGa_{(1-x)}As...$). L'extension du fonctionnement au domaine du brouillage en polarisation démontre l'intérêt du dispositif proposé pour la résolution des problèmes de polarisation dans les télécommunications par fibre optique.

En termes de tensions électriques, nous avons caractérisé le composant par trois paramètres (Tab. 2.2). Ces tensions caractéristiques, que l'on retrouve constamment dans les expressions des tensions à appliquer, définissent l'efficacité électro-optique du modulateur.

TAB. 2.2: Tensions de commandes caractéristiques du convertisseur TE/TM contrôlé en phase.

V_{PM}	V_{MC}	V_{π}
Tension d'accord de phase.	Tension de couplage TE/TM.	Tension demi-onde.
$\frac{2 \delta n d}{n_{TE}^3 r_{41} \eta_x}$	$\frac{-\lambda_0 D}{2n_0^3 r_{41} \eta_y e}$	$\frac{-\lambda_0 d}{n_{TE}^3 r_{41} \eta_x e}$

L'optimisation du composant passe donc par la minimisation de ces tensions particulières. Ainsi, chaque paramètre opto-géométrique intervenant au niveau des tensions doit être étudié afin d'améliorer les capacités en modulation du composant.

D'une part, les paramètres géométriques tels que les distances inter-électrodes d , D , peuvent être minimisées tout en respectant les limites technologiques actuelles du laboratoire. Nous pouvons espérer atteindre des valeurs de $4 \mu m$ et $12 \mu m$ respectivement pour d et D sur des longueurs d'interaction de 2 cm (e).

D'autre part, les paramètres internes comme les taux de recouvrement champ électrique-

champ optique η_x, η_y doivent être étudiés théoriquement pour optimiser l'interaction électro-optique. De même, la structure guidante du composant doit être modélisée afin de limiter au maximum le paramètre de biréfringence modale δn . Les valeurs couramment rencontrées pour les structures de ce type avoisinent les quelques 10^{-4} [10] ce qui reste encore élevé. En recherchant une solution de structure guidante particulière, nous pouvons espérer gagner un ordre de grandeur et abaisser la biréfringence vers une valeur proche de quelques 10^{-5} .

En se basant sur des valeurs de paramètres raisonnables, la fabrication d'un composant possédant de faibles tensions de commandes peut être envisagée. A titre indicatif, avec $d = 4 \mu\text{m}$, $D = 12 \mu\text{m}$, $e = 2 \text{ cm}$, $\eta_x = 0.5$, $\eta_y = 0.7$, $n_0 \simeq n_{TE} = 3.4$ et $\delta n = 5 \cdot 10^{-5}$, le convertisseur posséderait une tension de couplage TE/TM V_{MC} de 10 V pour une tension d'accord de phase V_{PM} de -14.5 V et une tension demi-onde V_π de 9.5 V, à la longueur d'onde de $\lambda_0 = 1.3 \mu\text{m}$.

Après avoir expliqué le principe de fonctionnement du composant intégré, l'étape suivante consiste à définir une structure guidante satisfaisant les conditions établies dans ce chapitre (biréfringence modale minimale, ...).

Bibliographie

- [1] R. G. Hunsperger, *Integrated optics: theory and technology*, Springer-Verlag (1995).
- [2] S. Adachi et K. Oe, “Linear electro-optic effects in zincblende-type semiconductors: Key properties of InGaAsP relevant to device design,” *J. Appl. Phys.*, **56**, no. 1, pp. 74–80 (1984).
- [3] S. Namba, “Electro-optical effect of zincblende,” *J. Opt. Soc. Am.*, **51**, no. 1, pp. 76–79 (1961).
- [4] A. Yariv, “Coupled-mode theory for guided-wave optics,” *IEEE J. Quantum Electron.*, **9**, no. 9, pp. 919–933 (1973).
- [5] Y. Bourbin, M. Papuchon, S. Vatoux, A. Enard, M. Werner et B. Puech, “Efficacité de modulation dans les circuits optiques intégrés,” *Revue Technique Thomson-CSF*, **15**, no. 3, pp. 639–661 (1983).
- [6] F. Heismann, “Compact electro-optic polarization scramblers for optically amplified light-wave systems,” *J. Lightwave Technol.*, **14**, no. 8, pp. 1801–1814 (1996).
- [7] A. Yariv et P. Yev, *Optical waves in crystals*, John Wiley & Sons (1983).
- [8] S. Huard, *Polarisation de la lumière*, Masson (1994).
- [9] H. Porte, P. Mollier et J. P. Goedgebuer, “Réduction par échange protonique de la tension d’accord de phase dans un convertisseur TE-TM,” *J. Phys. III*, **1**, pp. 29–44 (1991).
- [10] F. Rahmatian, N. Jaeger, R. James et E. Berolo, “An ultrahigh-speed AlGaAs-GaAs polarization converter using slow-wave coplanar electrodes,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **10**, no. 5, pp. 675–677 (1998).

Etude et réalisation des guides optiques sur semiconducteurs

L'étude d'un composant d'optique intégrée nécessite la modélisation des micro-guides dans lesquels la lumière va transiter. Que ce soit au niveau de la diffusion de titane dans le niobate de lithium [1] ou du dépôt de couches polymères [2], l'optimisation des paramètres structuraux du guide optique est une phase déterminante. Dans le cas de composés semiconducteurs, la fabrication des guides optiques se base sur l'empilement de couches possédant différentes valeurs d'indices. Généralement, le contrôle de la fraction molaire des composés ternaires ($Al_xGa_{1-x}As$) ou quaternaires ($In_{1-x}Ga_xAs_{1-y}P_y$) est utilisé pour faire varier l'indice de réfraction de ces couches [3]. Il reste donc à définir une structure répondant aux conditions exigées par le principe de fonctionnement du modulateur, à savoir la fabrication d'un guide optique monomode possédant de faibles pertes optiques et une biréfringence modale minimale.

3.1 Paramètres à optimiser

3.1.1 Pertes optiques en propagation

Les modulateurs électro-optiques intégrés sur semiconducteurs ne seront compétitifs que s'ils répondent aux contraintes imposées par les liaisons sur fibre optique. Ainsi, le composant doit posséder des pertes optiques ainsi qu'une sensibilité à la polarisation (voir PDL) minimales. Les conditions énumérées précédemment justifient donc le choix d'une structure bien précise.

Dans un premier temps, nous allons commencer l'étude des pertes par celles qui sont caractéristiques des composés semiconducteurs.

3.1.1.1 Absorption inter-bande et intra-bande

Contrairement aux matériaux diélectriques comme le $LiNbO_3$, les semiconducteurs ont une structure de bandes d'énergie qui autorise le passage des électrons libres de la bande de valence (BV) vers la bande de conduction (BC). Toutefois, ce passage ne peut s'effectuer que si l'électron récupère suffisamment d'énergie. Celle-ci peut provenir d'une onde électromagnétique traversant le matériau. Un modèle simplifié, basé sur une interprétation corpusculaire, permet d'expliquer l'interaction rayonnement/matière qui se produit dans le cristal¹. L'onde optique

1. L'explication proposée ne s'applique qu'aux semiconducteurs à gap direct ($GaAs$, $InAs$). Pour les composés à gap indirect comme $AlAs$ ou GaP , le modèle d'interaction fait intervenir d'autres particules quantifiées appelés phonons [3].

monochromatique est quantifiée en photons d'énergie $E_{ph} = \hbar\omega$, avec $\hbar = h/2\pi$ et ω pulsation de l'onde. Lorsque l'énergie du photon est assez importante (supérieure à l'énergie du gap E_g) pour permettre le transfert énergétique d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction, il y a absorption du photon et création d'une paire électron/trou. Dans le cas contraire, l'interaction n'a pas lieu et le photon traverse le milieu sans être absorbé. Dans le cas de *GaAs*, l'énergie du gap de 1.43 eV correspond à l'énergie d'un photon associé à la longueur d'onde 870 nm. Les photons de longueur d'onde inférieure sont donc complètement absorbés. Par contre, pour les longueurs d'onde supérieures, l'absorption ne disparaît pas brutalement mais plutôt exponentiellement du fait de la présence d'impuretés ou de défauts dans le cristal [4]. Toutefois, aux longueurs d'onde optiques de fonctionnement du composant (1.3 μm et 1.55 μm), les pertes sont minimales et peuvent être considérées comme négligeables devant les autres sources.

Le deuxième effet, engendrant des pertes dans les guides, concerne l'absorption due au dopage du semiconducteur. Parallèlement à l'absorption inter-bande, il existe une interaction matière/rayonnement au sein même des bandes de conduction ou de valence. Ce phénomène est appelé absorption intra-bande. Un modèle traitant les populations d'électrons dans la BC et de trous dans la BV comme des particules élémentaires obéissant aux lois de la mécanique classique permet d'expliquer ce phénomène [3]. L'absorption intra-bande perturbe l'indice de réfraction n du semiconducteur qui devient :

$$n^{pert} = \underbrace{n + \Delta n}_{n'} + jn'' \quad (3.1)$$

avec $\Delta n = \frac{Ne^2\lambda_0^2}{8\pi^2\epsilon_0nc^2m^*}$: variation de la partie réelle de l'indice due aux porteurs de charges libres.

$n'' = \frac{Ne^3}{2n'm^*\epsilon_0\omega^3\mu}$: partie imaginaire de l'indice créée par les porteurs de charges libres.

N désigne le nombre de porteurs libres par unité de volume, e la charge de l'électron, λ_0 la longueur d'onde du champ électromagnétique dans le vide, n l'indice non perturbé du cristal, c la célérité, m^* et μ la masse effective et mobilité de la particule.

La partie imaginaire de l'indice intervient dans le vecteur d'onde \vec{k} de l'onde plane se propageant dans le cristal. En considérant que le champ se propage suivant la direction Y ,

l'onde électromagnétique correspond maintenant à une onde inhomogène qui s'écrit :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - k \cdot z)} = \vec{E}_0 \underbrace{e^{-\frac{2\pi}{\lambda_0} n'' z}}_{\text{attenuation}} e^{j(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n' \cdot z)} \quad (3.2)$$

En pratique, l'atténuation de l'onde se traduit par un coefficient d'absorption α tel que $I = I_0 e^{-\alpha z}$. Appliqué à l'absorption par porteurs de charge libres, ce coefficient s'écrit :

$$\alpha = \frac{N e^3 \lambda_0^2}{4\pi^2 n' m^{*2} \mu \epsilon_0 c^3} \quad (3.3)$$

En utilisant les données de l'ouvrage de Sze [5], le coefficient d'absorption (en cm^{-1}) du semiconducteur *GaAs* dopé N (les électrons libres sont majoritaires) s'écrit sous la forme $\alpha_N^{GaAs} \simeq 1.10^{-18} N$, avec N dopage en cm^{-3} . Une analyse rapide de cette expression montre que pour des dopages inférieures à 10^{17} cm^{-3} , α_N^{GaAs} reste très faible (en dessous de 0.4 dB/cm). Par contre, l'utilisation de dopage supérieures à 10^{18} cm^{-3} peut générer des pertes optiques importantes (supérieures à 4 dB/cm). Contrairement au procédés classiques employés en micro-électronique où les dopages sont généralement élevés, un soin particulier doit être apporté au niveau du dopage pour la réalisation de guides optiques à faibles pertes. Généralement les techniques de dépôt comme l'épitaxie par jet moléculaire (MEB) permettent de garder un niveau de dopage résiduel très bas (typiquement de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} pour GaAs) qui convient pour l'application envisagée. C'est donc vers ce type d'option technologique qu'il faut s'orienter pour réaliser les structures semiconductrices.

3.1.1.2 Pertes par diffusion

Les pertes par diffusion forment une catégorie commune à tous les guides de l'optique intégrée, quel que soit la nature du matériau. On dénombre deux types de pertes :

- Les pertes par diffusion volumique : elles résultent des défauts cristallins ou impuretés présentes dans le matériau. La densité et la taille relative de ces imperfections devant la longueur d'onde utilisée fait varier le coefficient d'absorption. Un modèle simplifié permet d'estimer le coefficient d'absorption volumique causé par les imperfections du réseau cristallin [6]:

$$\alpha^{vol} = \frac{4\pi^3}{3\lambda_0^4} \Gamma_n d_c^3 \quad (3.4)$$

avec $\Gamma_n = \langle (n^2 - \overline{n^2})^2 \rangle$: variance de la variation locale d'indice.

d_c^3 : volume du centre de diffusion.

Les pertes dues aux diffusions en volumes peuvent être importantes dans le cas de croissances épitaxiales imparfaites. Néanmoins, les techniques récentes de dépôt de couches semiconductrices (MBE ou MOCVD) permettent de minimiser ce problème.

- Les pertes par rugosité de surface : elles interviennent au niveau des interfaces d'indices différents où l'onde électromagnétique interagit. Plusieurs modèles, dont un basé sur l'optique géométrique guidée, permettent de quantifier l'interaction du mode guidé avec les interfaces. Par exemple, pour des rugosités de 100 nm, des pertes optique variant de 0.5 à 5 dB/cm ont été mesurées pour le mode fondamental [3]. La qualité des interfaces est donc un facteur de pertes optiques non négligeable. Afin de simplifier la fabrication des guides d'un point de vue technologique, et compte tenu des moyens disponibles au laboratoire, le confinement horizontal de la lumière sera obtenu par gravure de la couche en surface. Le choix du type de guide se restreint donc à deux catégories : les guides rubans (RIB) et «les guides chargés enterrés» (SLW). En ce qui concerne les guides RIB, les pertes optiques peuvent être importantes à cause de l'interaction accrue du mode guidé avec les surfaces gravées (Fig. 3.1(a)) [7]. Dans le cadre d'une étude basée sur des guides droits, les guides SLW seront plus adaptés grâce à un contact moins direct du mode guidé avec les interfaces gravées (Fig. 3.1(b)), mais ceci au détriment du confinement latéral.

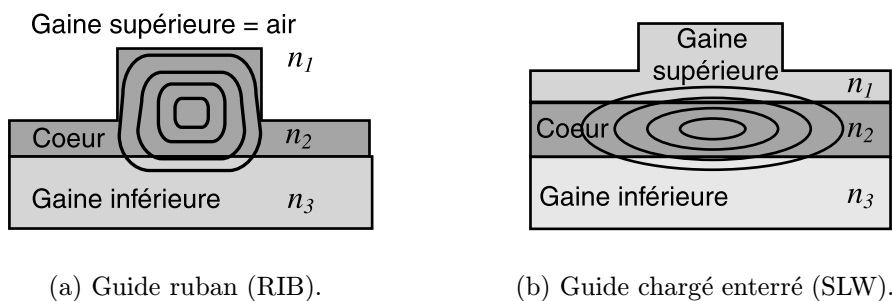


FIG. 3.1: Sections transverses de guides optiques sur semiconducteurs.

3.1.1.3 Absorption du mode TM par une couche métallique

Les pertes énumérées jusqu'à présent sont indépendantes de l'état de polarisation de l'onde électromagnétique traversant le matériau. La présence d'une couche métallique en surface du guide d'ondes change les conditions en propagation et provoque l'apparition de pertes optiques sensibles à la polarisation [8]. Le mode polarisé TM subit alors des pertes plus importantes que le mode TE par couplage avec cette couche métallique. Si l'épaisseur de la gaine supérieure n'est pas suffisante, ces pertes peuvent devenir très importantes (plusieurs dizaines de dB/cm). Elles dépassent alors très largement toutes les autres causes des pertes optiques. La configuration des électrodes envisagée au cours de cette thèse est telle que l'électrode centrale au dessus du guide risque d'atténuer fortement le mode TM, créant ainsi un déséquilibre important entre les modes polarisés (phénomène de PDL). Comme l'opération de conversion TE/TM requiert un équilibre entre les pertes correspondant aux deux états de polarisation, une étude théorique préalable doit être effectuée pour minimiser cet effet parasite tout en limitant l'éloignement de l'électrode pour conserver une bonne efficacité électro-optique.

En conclusion et compte tenu de ce qui vient d'être présenté, le choix d'utilisation des guides SLW se révèle parfaitement adaptée au problème. En effet, la présence d'une gaine supérieure gravée en forme de ruban permet d'éloigner le mode guidé de la surface minimisant ainsi les pertes par rugosité de surface et par proximité de l'électrode métallique centrale. L'utilisation de couches non dopées intentionnellement (NID) et déposées par MBE limiteront également les pertes dues aux porteurs de charges libres et aux défauts cristallins.

3.1.2 Biréfringence modale

Le principe de fonctionnement du composant envisagé montre que le modulateur peut être plus efficace si la biréfringence modale δn est abaissée. L'électrode centrale, prévue à cet effet, doit permettre de contrôler la biréfringence par voie électro-optique. Toutefois, l'expression de la tension d'accord de phase V_{PM} montre que l'effet est très faible et nécessite l'application de tensions V_x élevées pour éliminer δn (typiquement une centaine de volts pour quelques 10^{-4}). C'est pourquoi le paramètre de biréfringence modale doit être au préalable étudié et minimisé pour limiter les tensions à appliquer.

Plusieurs possibilités existent pour modifier les conditions de propagation des modes TE

et TM :

- Les propriétés photo-élastiques du réseau cristallin peuvent être mises à contribution pour perturber les indices de propagation n_{TE} et n_{TM} du guide optique [9]. En effet, les coefficients photo-élastiques linéaires des semiconducteurs III-V sont relativement importants ($p_{11} = -0.165$, $p_{12} = -0.140$, $p_{44} = -0.072$ pour $GaAs$ à $\lambda_0 = 1.15 \mu\text{m}$). De faibles contraintes appliquées dans le matériau peuvent donc causer des changements significatifs au niveau de la biréfringence du milieu. La méthode utilisée consiste à déposer des couches possédant des paramètres de maille très différents pour induire des zones de compression ou dilatation. Ainsi, il est possible d'abaisser significativement la biréfringence modale des guides optiques si le coeur est composé successivement de couches très fines (quelques dizaines d'angströms) dilatées à faible gap énergétique et comprimées à large gap [10]. Toutefois, la difficulté pour réaliser ces multi-puits quantiques et l'absorption optique due au faible gap de certaines couches, rendent la méthode moins intéressante en pratique.
- Une solution alternative peut consister à rechercher théoriquement les conditions opto-géométriques (indice et épaisseur des couches) permettant de dégénérer les modes polarisés TE et TM ($\beta_{TE} = \beta_{TM}$). Dans le cas de guide SLW, certaines conditions sur la largeur du ruban, sa hauteur et sur les valeurs des indices des couches (Fig. 3.1b) peuvent induire une annulation de la biréfringence modale [11]. Cet aspect semble donc intéressant mais nécessite l'utilisation de méthodes numériques complexes pour résoudre les équations de propagation du champ électromagnétique dans la structure.

Le choix d'une structure guidante simple en termes de fabrication et plus facilement paramétrable nous a fait opter pour la seconde solution. Le type de guide étant choisi, il reste maintenant à étudier théoriquement les conditions sur le guidage optique en faisant varier les paramètres opto-géométriques de la structure (indice de réfraction et épaisseur des couches, taille du ruban).

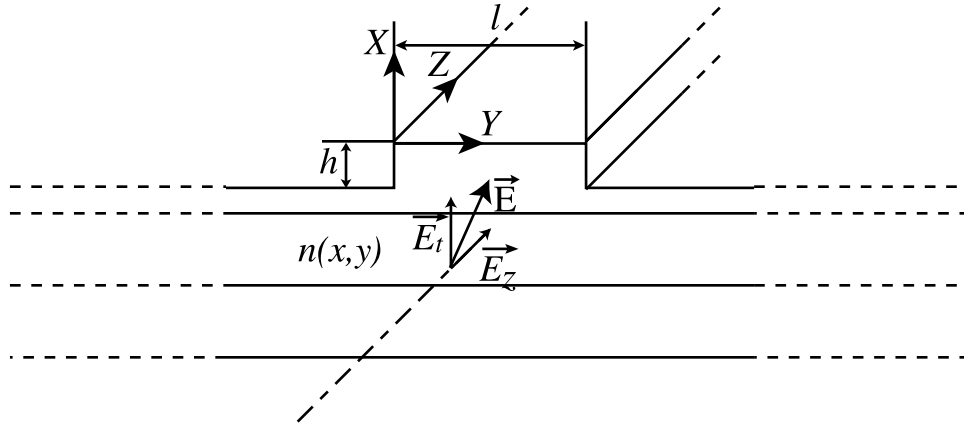


FIG. 3.2: Structure générale du guide SLW étudié.

3.2 Modélisation du guidage optique

Les équations de *Maxwell* constituent le point de départ pour l'étude du champ électromagnétique guidé dans la structure :

$$\begin{cases} \nabla \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \nabla \cdot \vec{D} = \rho \\ \nabla \wedge \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} & \nabla \cdot \vec{B} = 0 \end{cases} \quad (3.5)$$

avec \vec{E} , \vec{H} : vecteurs champs électrique et magnétique.

$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$: vecteur déplacement électrique dans le matériau.

$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$: vecteur induction ou excitation magnétique.

\vec{J} : vecteur densité de courant .

ρ : densité volumique de charges dans le matériau.

A l'aide des relations liant les champs dans la matière aux champs externes et en considérant que les solutions ont une dépendance temporelle harmonique de la forme $e^{j\omega t}$, les équations de *Maxwell* conduisent à l'équation vectorielle de propagation de la composante électrique du champ électromagnétique [12] :

$$\left(\nabla^2 + k_0^2 n^2 \right) \vec{E} = -\nabla \left(\vec{E} \cdot \frac{\nabla n^2}{n^2} \right) \quad (3.6)$$

avec n répartition de l'indice de réfraction de la structure guidante (Fig. 3.2).

Si la répartition d'indice dans le composant est considérée comme homogène suivant la direction de propagation Y ($n = n(x, y)$) et en ne considérant que les solutions guidées sous

forme d'ondes planes, le champ électromagnétique est décomposable de la manière suivante [12]:

$$\vec{E} = \left(\vec{E}_t + \vec{E}_z \right) e^{-j\beta z} \quad (3.7)$$

avec \vec{E}_t : vecteur champ électrique transverse.

E_z : composante longitudinale du champ électrique.

β : constante effective de propagation de l'onde guidée.

Dans ces conditions, l'équation vectorielle (3.6) se décompose en deux égalités dont une pour le champ transverse et l'autre liant les composantes longitudinale et transverse du champ:

$$\begin{cases} \left(\nabla_t^2 + k_0^2 n^2 - \beta^2 \right) \vec{E}_t = -\nabla_t \left(\vec{E}_t \cdot \frac{\nabla_t n^2}{n^2} \right) \\ \left(\nabla_t^2 + k_0^2 n^2 - \beta^2 \right) E_z = j\beta \vec{E}_t \cdot \frac{\nabla_t n^2}{n^2} \end{cases} \quad (3.8)$$

avec $\nabla_t^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)$.

Le développement de la première équation dans le repère cartésien (X, Y) permet d'aboutir aux équations couplées des composantes du champ électrique transverse \vec{E}_t :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (n^2 k_0^2 - \beta^2) E_x + 2 \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(E_x \frac{\partial \ln n}{\partial x} + E_y \frac{\partial \ln n}{\partial y} \right) = 0 \\ \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + (n^2 k_0^2 - \beta^2) E_y + 2 \cdot \frac{\partial}{\partial y} \left(E_x \frac{\partial \ln n}{\partial x} + E_y \frac{\partial \ln n}{\partial y} \right) = 0 \end{cases} \quad (3.9)$$

A l'aide de l'équation longitudinale du champ électrique (3.8) et des relations (3.5), les autres composantes du champ électromagnétique (E_z, H_x, H_y, H_z) peuvent être déduites dans le repère cartésien [13].

Ainsi, la résolution des équations liant les composantes transverses du champ électrique (E_x, E_y) permet, par la suite, de déterminer complètement la forme du champ électromagnétique guidé dans la structure. Toutefois, la résolution du système d'équations couplées (3.9) nécessite l'utilisation de méthodes numériques qui demandent une puissance de calcul relativement importante. Par conséquent, l'étude des paramètres de la structure guidante sur les modes guidés est d'abord réalisée à l'aide d'un modèle plus simple et moins coûteux en temps de calcul. Le problème est ramené en première approximation à l'étude de guides plans, ce qui permet de comprendre plus facilement le rôle joué par chaque paramètre géométrique

(épaisseur et indice des couches semiconductrices) sur les propriétés des modes guidés.

3.2.1 Modélisation 1D et étude du comportement : confinement vertical

3.2.1.1 Modèle planaire

Le système est à présent supposé invariant suivant la direction Y . La *figure 3.2* se simplifie alors en une structure guidante monodimensionnelle représentée par la *figure 3.3*.

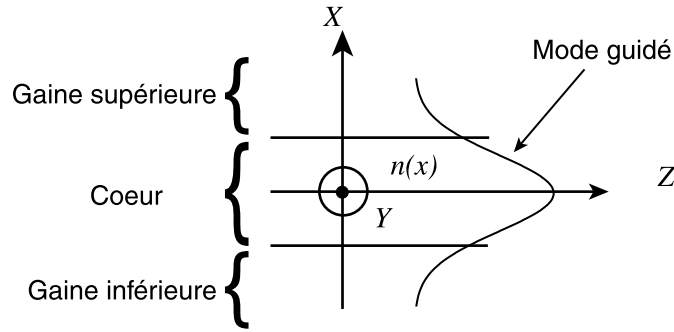


FIG. 3.3: Modélisation à une dimension du profil d'indice.

Les équations régissant la forme du champ électromagnétique guidé (Eq. (3.9) et composantes données en référence [13]) appliquées au cas particulier d'un guidage monodimensionnel conduisent à la formation de deux groupes d'équations indépendantes. Cette levée de dégénérescence de l'onde électromagnétique correspond à l'apparition des modes polarisés TE et TM (cf Tab. 3.1).

TAB. 3.1: Composantes du champ électromagnétique pour les deux modes polarisés TE et TM.

Mode TE	Mode TM
$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k_0^2 n^2 - \beta_{TE}^2) E_y = 0$	$\frac{d^2 E_x}{dx^2} + (k_0^2 n^2 - \beta_{TM}^2) E_x + 2 \frac{d}{dx} \left(E_x \frac{d \ln n}{dx} \right) = 0$
$H_x = \frac{-\beta_{TE}}{\omega \mu_0} E_y$	$E_z = \frac{-j}{n^2 \beta_{TM}} \frac{d}{dx} (n^2 E_x)$
$H_z = \frac{-j}{\omega \mu_0} \frac{d E_y}{dx}$	$H_y = \frac{-k_0^2 n^2}{\omega \mu_0 \beta_{TM}} E_x$
$E_x = E_z = H_y = 0$	$E_y = H_x = H_z = 0$

Dans le cas d'un système guidant à trois couches (un coeur et deux gaines, voir Fig. 3.3), le calcul du champ électrique des modes TE, TM passe par la résolution des équations du *tableau*

3.1. En tenant compte des conditions de continuité de la composante tangentielle du champ électrique E_y et de sa dérivée au niveau des interfaces entre couches, la répartition du champ électrique de chaque mode associé à sa constante de propagation peut être déterminée [3]. Toutefois, cette méthode se révèle fastidieuse dès que l'on envisage des structures possédant plus de quatre couches [14]. La méthode choisie ici est basée sur un formalisme matriciel et permet de généraliser aisément le système à N couches [15]. L'étude est également étendue au domaine complexe pour tenir compte de la présence éventuelle de couches métalliques dans la structure (présence d'électrodes métalliques en surface de composant par exemple).

Pour le mode polarisé TE, le calcul de la composante tangentielle $E_y(x)$ passe par la résolution de l'équation aux valeurs propres de la première colonne du *tableau 3.1*. L'indice de chaque couche semiconductrice est supposé constant ce qui simplifie cette relation en une équation du second ordre à coefficients constants. On pose le changement de variable suivant qui fait intervenir le champ $E_y(x)$ et sa dérivée $dE_y(x)/dx$:

$$\begin{cases} U_i(x) = E_y(x) = A_i e^{jK_i x} + B_i e^{-jK_i x} \\ V_i(x) = \mu_0 \omega H_z(x) = \tilde{K}_i \left(-A_i e^{jK_i x} + B_i e^{-jK_i x} \right) \end{cases} \quad (3.10)$$

avec $\tilde{K}_i^2 = \tilde{n}_i^2 k_0^2 - \beta_{TE}^2$: vecteur d'onde normal à la $i^{\text{ème}}$ couche.

\tilde{n}_i : indice complexe de la $i^{\text{ème}}$ couche.

A_i, B_i : constantes arbitraires.

Les conditions limites aux interfaces (continuité du champ E_y et de sa dérivée) lèvent l'indétermination sur les inconnues A_i et B_i . Ainsi, le profil du champ électrique dans chaque couche s'exprime sous forme matricielle en fonction du profil des couches précédentes :

$$\begin{pmatrix} U_i \\ V_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\tilde{K}_i h_i) & -\frac{j}{\tilde{K}_i} \sin(\tilde{K}_i h_i) \\ -j\tilde{K}_i \sin(\tilde{K}_i h_i) & \cos(\tilde{K}_i h_i) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_{i-1} \\ V_{i-1} \end{pmatrix} = M_i^{TE} \begin{pmatrix} U_{i-1} \\ V_{i-1} \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

où M_i^{TE} désigne la matrice caractéristique TE de la $i^{\text{ème}}$ couche d'épaisseur h_i (Fig. 3.4).

En se basant sur un raisonnement similaire, la matrice caractéristique TM de chaque couche

s'écrit :

$$M_i^{TM} = \begin{pmatrix} \cos(\tilde{K}_i h_i) & \frac{j n_i^2}{K_i} \sin(\tilde{K}_i h_i) \\ \frac{j K_i}{n_i^2} \sin(\tilde{K}_i h_i) & \cos(\tilde{K}_i h_i) \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

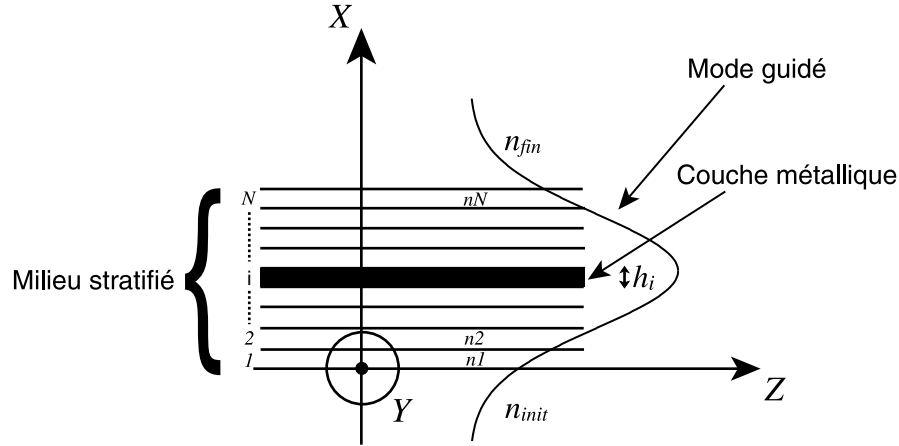


FIG. 3.4: Structure guidante généralisée à N couches.

La connaissance des matrices caractéristiques de chaque couche permet de déterminer par récurrence le profil du champ global dans le milieu stratifié (Fig. 3.4) :

$$\begin{pmatrix} U_N \\ V_N \end{pmatrix} = M^{TE, TM} \begin{pmatrix} U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

avec $M^{TE, TM} = \prod_{i=1}^N M_i^{TE, TM} = \begin{pmatrix} m_{11}^{TE, TM} & m_{12}^{TE, TM} \\ m_{21}^{TE, TM} & m_{22}^{TE, TM} \end{pmatrix}$: matrice globale du milieu.

U_0, V_0 : conditions de départ en $x = 0$ (Fig. 3.4).

L'avantage de cette méthode repose sur un calcul compact (système de dimension 2) et rapide du profil du champ électrique, et ceci quel que soit le nombre de couches envisagées. Toutefois, la représentation des profils nécessite la détermination au préalable des constantes de propagation β_{TE} et β_{TM} contenues dans le terme \tilde{K}_i (Eq. 3.10).

Sachant que les indices effectifs des modes guidés sont supérieurs à ceux des gaines inférieures (n_{inf}) et supérieures (n_{sup}), les vecteurs d'ondes des couches extrêmes possèdent une forme imaginaire pure notée $\gamma_{init, fin}^{TE, TM}$. Le profil du champ électrique est, dans ces conditions, assimilable à une exponentielle (cf Fig. 3.4) et l'onde est appelée «évanescente». A partir de la connaissance de la forme du profil du champ dans les gaines (conditions limites) et en utilisant

l'équation (3.13), deux équations pour les modes TE et TM apparaissent. Ces relations, qui n'ont que β_{TE} et β_{TM} pour inconnues, sont appelées équations de dispersion de la structure multicouches :

$$\begin{cases} -j (\gamma_{fin}^{TE} m_{11}^{TE} + \gamma_{init}^{TE} m_{22}^{TE}) - m_{21}^{TE} + \gamma_{fin}^{TE} \gamma_{init}^{TE} m_{12}^{TE} = 0 \\ j \left(\frac{\gamma_{fin}^{TM}}{n_{fin}^2} m_{11}^{TM} + \frac{\gamma_{init}^{TM}}{n_{init}^2} m_{22}^{TM} \right) - m_{21}^{TM} + \frac{\gamma_{fin}^{TM} \gamma_{init}^{TM}}{n_{fin}^2 n_{init}^2} = 0 \end{cases} \quad (3.14)$$

avec $\gamma_{init,fin}^{TE,TM} = -j \sqrt{n_{init,fin}^2 k_0^2 - \beta_{TE,TM}^2}$: vecteurs d'ondes normaux des ondes évanescentes des gaines inférieure et supérieure.

La détermination des constantes de propagation des modes guidés polarisés TE et TM passe par la recherche des solutions annulant les équations transcendantes (3.14). Plusieurs constantes de propagation vérifient les équations. Elles déterminent ainsi le nombre de modes (ν) supportés par le guide. Dans toute la suite du chapitre, la recherche des indices effectifs TE/TM s'opérera numériquement en utilisant un algorithme basé sur la méthode de Newton [16].

L'introduction de couches d'indice possédant une partie imaginaire modifie les équations transcendantes qui doivent être résolues dans le domaine complexe. Par conséquent, les solutions qui correspondent aux constantes de propagation des modes guidés possèdent une partie réelle et imaginaire :

$$\beta_{TE,TM}^{\nu} = \beta'_{TE,TM}{}^{\nu} - j\beta''_{TE,TM}{}^{\nu} \quad (3.15)$$

Les modes guidés se comportent comme des ondes inhomogènes au cours de leur propagation dans la structure :

$$E_{TE,TM}^{\nu}(x, y, t) = E'_{TE,TM}{}^{\nu}(x) e^{j(\omega t - \beta'_{TE,TM}{}^{\nu} z)} = E_{TE,TM}(x) e^{-\beta''_{TE,TM}{}^{\nu} z} e^{j(\omega t - \beta'_{TE,TM}{}^{\nu} z)} \quad (3.16)$$

Suivant le signe de $\beta''_{TE,TM}{}^{\nu}$, le milieu peut être atténuateur ou amplificateur.

3.2.1.2 Optimisation des paramètres géométriques

Pour étudier l'action de chaque paramètre sur le guidage optique, la structure la plus simple est envisagée. Elle est constituée d'un système à trois couches plus une électrode métallique

en surface (Fig. 3.5).

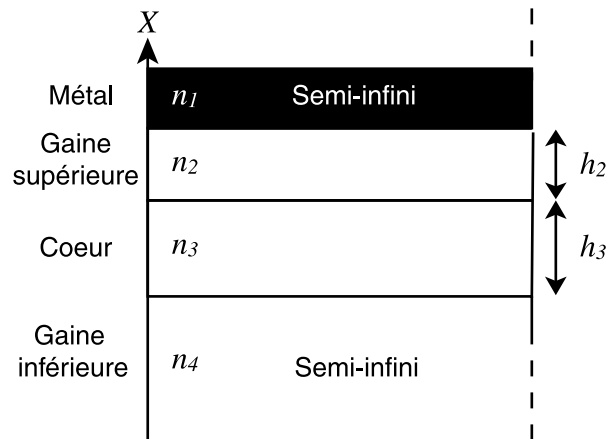


FIG. 3.5: Structure guidante de référence.

Aux longueurs d'onde d'étude ($1.3\text{-}1.5\ \mu\text{m}$), l'indice de réfraction des composés $Al_xGa_{1-x}As$ suit une loi empirique mise en équations par *Sellmeier* [3]. Par la suite, les indices des couches semiconductrices seront déterminés à partir de cette loi. De plus, le métal utilisé sera l'or (Au) en raison de ses très bonnes propriétés physiques (meilleure conductivité, inoxydable).

Épaisseur du coeur et composition des gaines

Les paramètres de départ connus et fixés à la longueur d'onde de $1.3\ \mu\text{m}$ sont : $n_{GaAs} = 3.405$, $n_{Au} = 0.42 - j8.42$ [17]. Dans un premier temps, on considère les gaines supérieure et inférieure comme très grandes et on calcule la biréfringence modale planaire en faisant varier simultanément l'épaisseur du coeur et la composition des gaines avoisinantes. Le comportement théorique obtenu est présenté *figure 3.6*. On constate que plus l'indice de la gaine s'éloigne de la valeur du coeur (n_{GaAs}), plus la biréfringence modale s'élève. La biréfringence modale est liée à la nature des interfaces entre couches de telle sorte que si la variation d'indice est abrupte, sa valeur augmente. De plus, lorsque l'épaisseur du coeur augmente, la biréfringence subit une baisse supplémentaire. Ceci s'explique en termes de confinement par une présence moins importante du champ électrique au niveau de l'interface coeur/gaine lorsque le coeur est relativement large (confinement plus important de l'énergie dans la couche principale). Ce comportement est toutefois limité par l'apparition du 2^{ème} mode dans le guide (voir coupure des courbes Fig. 3.6).

L'intérêt à choisir un guide assez large et possédant des valeurs d'indice de gaine très proches de $GaAs$ est à présent évident. Ce choix s'avère également profitable pour le taux de

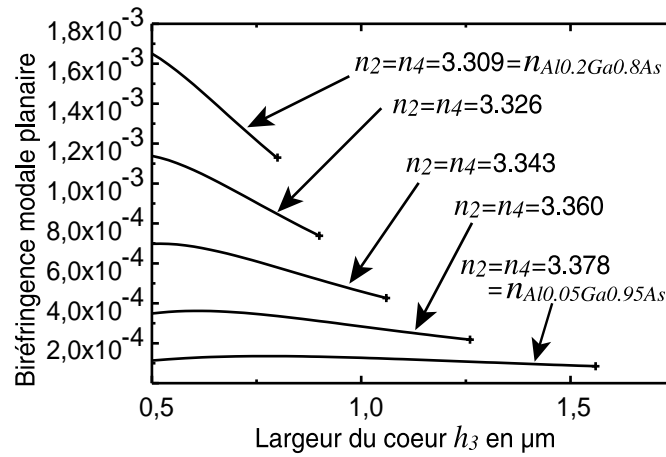


FIG. 3.6: Evolution de la biréfringence modale. $n_3 = n_{GaAs}$,
 $n_1 = n_{Au}$.

couplage fibre/guide qui est par la même occasion amélioré. En respectant ces conditions, les paramètres retenus sont les suivants : les gaines seront en $Al_{0.03}Ga_{0.97}As$ (indice de 3.390 à la longueur d'onde de $1.3 \mu\text{m}$) et l'épaisseur du coeur sera de $2 \mu\text{m}$.

Absorption du mode TM_0

La couche métallique caractérisant l'électrode centrale en surface doit être prise en compte pour étudier l'absorption du mode TM par rapport au mode TE. La figure 3.7 représente l'évolution du coefficient d'absorption des modes TE_0 et TM_0 en fonction de l'épaisseur de la gaine supérieure tout en conservant les paramètres définis auparavant. Le résultat obtenu respecte la logique : plus on éloigne la couche du coeur et plus l'absorption du mode TM diminue. Toutefois, l'éloignement de l'électrode se répercute sur l'efficacité de modulation électro-optique (coefficients de recouvrement η_x et η_y très faibles). La solution consiste à insérer une couche intermédiaire entre la gaine supérieure et l'électrode métallique. Cette couche «tampon» doit posséder un indice de réfraction bien inférieur à celui de la gaine supérieure afin d'éloigner les modes guidés de la surface.

3.2.1.3 Structures guidantes retenues

L'étape suivante consiste à faire varier les trois paramètres indéfinis (h_2 , épaisseur et indice de la couche tampon) pour optimiser simultanément les deux conditions : biréfringence modale et pertes différentielles TE/TM minimales. La résolution de ce problème à trois degrés de liberté reste assez complexe et requiert un nombre important d'essais qui ne seront pas

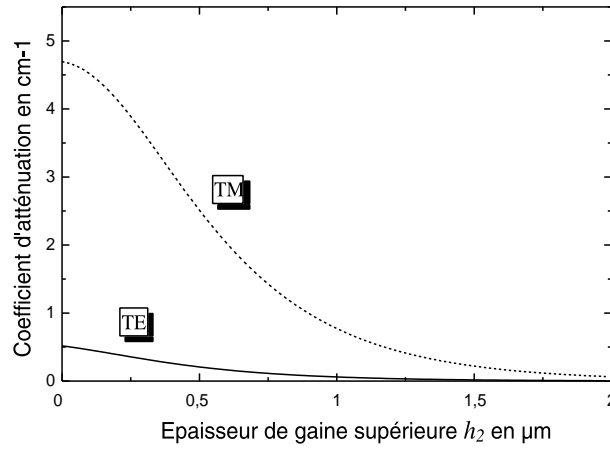
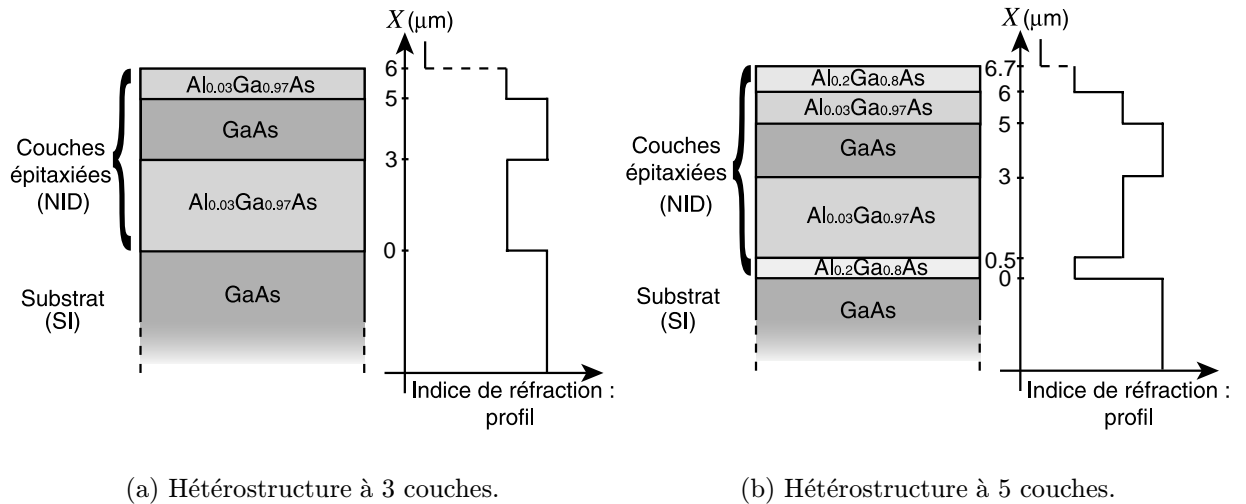


FIG. 3.7: Rôle joué par l'épaisseur de la gaine supérieure sur l'atténuation des modes. $h_3 = 2 \mu\text{m}$, $n_3 = n_{\text{GaAs}}$, $n_2 = n_4 = n_{\text{Al}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{As}}$ et $n_1 = n_{\text{Au}}$.

rapportés dans ce mémoire. On peut toutefois noter qu'il n'existe pas, à ma connaissance, de solutions «miracles» permettant d'éliminer simultanément les pertes optiques et la biréfringence modale. Compte tenu de l'étude réalisée jusqu'à présent et des essais effectués, notre choix s'est porté sur deux structures qui offrent de bons compromis.



(a) Hétérostructure à 3 couches.

(b) Hétérostructure à 5 couches.

FIG. 3.8: Epitaxies retenues pour réaliser les convertisseurs TE/TM.

La première structure (Fig. 3.8a) est basée sur trois couches non dopées intentionnellement (NID) et générées par croissance sur un substrat semi-isolant (SI) en GaAs . Une couche tampon en SiO_2 de $0.2 \mu\text{m}$ d'épaisseur sera déposée par la suite. En effet, comme il a été

rapporté auparavant, l'absence de couche intermédiaire conduit à des pertes optiques différentielles TE/TM importantes : $\alpha_{TM} = 0.8 \text{ cm}^{-1}$ pour le mode TM_0 et $\alpha_{TE} = 0.06 \text{ cm}^{-1}$ pour le mode TE_0 . Par contre, l'addition de cette couche fait chuter les coefficients d'atténuation à $2 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ pour le mode TM_0 et $4 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ pour le mode TE_0 . La biréfringence modale planaire calculée ($6.7 \cdot 10^{-5}$) répond aux conditions fixées.

La deuxième hétérostructure (Fig. 3.8b), plus complexe, est constituée de 5 couches NID déposées sur substrat SI en *GaAs*. La couche externe en $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ joue le rôle de couche tampon pour le mode polarisé TM tandis que celle placée entre la gaine inférieure et le substrat permet d'éviter les pertes radiatives. Parallèlement à la structure précédente, les pertes optiques calculées sont très faibles ($\alpha_{TM} = 0.03 \text{ cm}^{-1}$ pour le mode TM_0 et $\alpha_{TE} = 0.0007 \text{ cm}^{-1}$ pour le mode TE_0). La très faible biréfringence modale planaire calculée pour cette structure ($3.5 \cdot 10^{-5}$) va permettre de travailler avec des tensions d'accord de phase acceptables (quelques volts).

Toutefois, on peut supposer que les très bons résultats obtenus dans l'approximation monodimensionnelle risquent d'évoluer en réalisant le confinement horizontal de la lumière.

3.2.2 Modélisation 2D : confinement horizontal

3.2.2.1 Résolution de l'équation vectorielle de Helmholtz

Le principe consiste à résoudre les équations couplées du champ électrique (3.9) dans la structure guidante. Le système, relativement complexe à la base, peut se simplifier en découplant les composantes du champ électrique E_x et E_y . Cette simplification n'est toutefois valable que dans les conditions dites de «faible guidage» [18]. En optique intégrée sur semiconducteur III-V l'approximation précédente est généralement légitime dans la mesure où la différence d'indice entre le coeur et la gaine est toujours très faible (de 0.1 à quelques pour cent). Le système couplé (3.9) mène alors aux équations vectorielles réduites :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (n^2 k_0^2 - \beta_x^2) E_x + 2 \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(E_x \frac{\partial \ln n}{\partial x} \right) = 0 \\ \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + (n^2 k_0^2 - \beta_y^2) E_y + 2 \cdot \frac{\partial}{\partial y} \left(E_y \frac{\partial \ln n}{\partial y} \right) = 0 \end{cases} \quad (3.17)$$

D'un point de vue physique, la résolution des équations (3.17) revient à considérer l'équation de *Helmholtz* scalaire tout en tenant compte des effets d'interfaces entre couches présents

dans les derniers termes. On retrouve ainsi la levée de dégénérescence en polarisation avec l'apparition de deux modes polarisés indépendants et solutions des deux équations (3.17). La première fait intervenir le champ électrique polarisé verticalement E_x . Elle correspond au mode polarisé appelé «quasi-TM». La seconde équation, concernant E_y , correspond au mode à polarisation orthogonale appelé «quasi-TE».

Ce type d'équations ne pouvant être résolu de manière analytique, il faut recourir à des méthodes numériques. La méthode utilisée dans ce mémoire de thèse a été développée initialement par le mathématicien russe *Boris Grigorievich Galerkin*. Elle permet de déterminer des solutions approchées aux équations aux dérivées partielles.

3.2.2.2 La méthode de Galerkin appliquée aux guides chargés enterrés

Le guide à étudier est défini sur la *figure 3.9*. Le domaine d'étude Ω est un rectangle de dimensions a et b . Dans ce domaine, on se propose d'approximer les solutions des équations quasi-TE et quasi-TM (Eq. (3.17)) par une série de fonctions tests pondérées :

$$\underline{E}_{TE,TM}(x, y) = \sum_{m,n}^{M,N} c_{mn}^{TE,TM} \phi_{mn}(x, y) \quad m \text{ et } n \text{ entiers} \quad (3.18)$$

avec $\underline{E}_{TE,TM}(x, y)$: solutions approchées des modes polarisés quasi-TE ou quasi-TM.

$c_{mn}^{TE,TM}$: coefficients de pondération.

$\phi_{mn}(x, y)$: fonctions tests.

Comme ces fonctions d'approximations sont sensées représenter les modes guidés polarisés, elles doivent vérifier les conditions limites comme l'annulation du champ et de sa dérivée normale sur la frontière $\partial\Omega$. Les fonctions tests choisies pour représenter les modes guidés sont les fonctions trigonométriques :

$$\phi_{mn}(x, y) = \frac{2}{\sqrt{ab}} \sin\left(\frac{m\pi}{a}y\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}x\right) \quad (3.19)$$

Ce type de fonctions forment une base orthonormée sur le domaine Ω :

$$\langle \phi_{mn} | \phi_{pq} \rangle = \int_0^a \int_0^b \phi_{mn}(x, y) \phi_{pq}(x, y) dy dx = \delta_{mp} \delta_{nq} \quad (3.20)$$

En remplaçant la solution approchée dans les équations (3.17), on obtient des équations approximées appelées résidus ($R^{TE,TM}(\underline{E}_{TE,TM})$). La méthode de *Galerkin* consiste à projeter

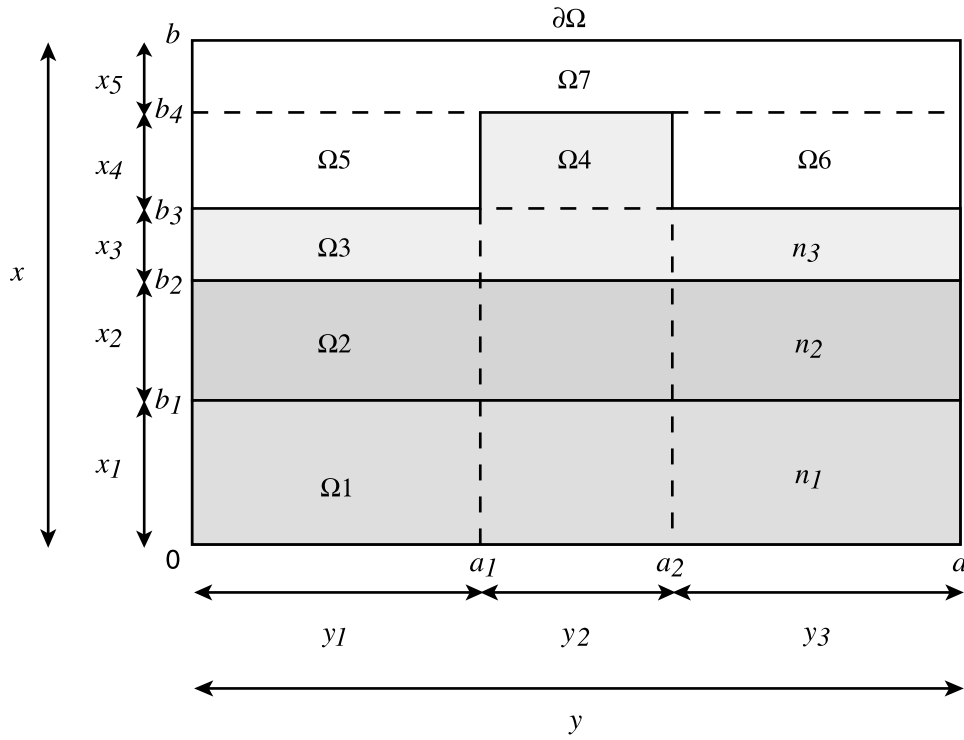


FIG. 3.9: Décomposition de la structure de base en sous-domaines d'indices constants.

ces résidus sur la base des fonctions tests puis à les minimiser :

$$\int_{\Omega} R^{TE,TM}(\underline{E}_{TE,TM}) \phi_{pq} d\Omega + \int_{\partial\Omega} R^{TE,TM}(\underline{E}_{TE,TM}) \phi_{pq} d\partial\Omega = 0 \quad (3.21)$$

La seconde intégrale est nulle en raison des conditions aux limites sur $\partial\Omega$. Le problème revient alors à résoudre la première intégrale par décomposition sur les sous-domaines d'indices constants Ω_i et en tenant compte de la nature complexe de certaines couches (électrodes métalliques). En simplifiant à l'aide de la relation d'orthonormalité (3.20), la condition de projection mène à un système aux valeurs propres complexes :

$$\sum_{m,n} \left(A'_{pqmn}{}^{TE,TM} + j A''_{pqmn}{}^{TE,TM} \right) \tilde{c}_{mn}{}^{TE,TM} = \tilde{\beta}_{TE,TM}^2 \tilde{c}_{pq}{}^{TE,TM} \quad (3.22)$$

avec

$$\begin{aligned}
 A'_{pqmn} &= - \left[\frac{m^2 \pi^2}{a^2} + \frac{n^2 \pi^2}{b^2} \right] \delta_{mp} \delta_{nq} + \frac{4k_0^2}{ab} \sum_i (n_i'^2 - n_i''^2) \iint_{\Omega_i} s_{m,a}(y) s_{p,a}(y) s_{n,b}(x) s_{q,b}(x) dy dx \\
 &\dots + \left(\frac{8p\pi}{a^2 b} \right) \sum_i \ln \sqrt{n_i'^2 + n_i''^2} \int_{\Omega_{iy}} \left[\left(\frac{m\pi}{a} \right) c_{m,a}(y) c_{p,a}(y) - \left(\frac{p\pi}{a} \right) s_{m,a}(y) s_{p,a}(y) \right] dy \\
 &\dots \int_{\Omega_{ix}} s_{n,b}(x) s_{q,b}(x) dx. \\
 \\
 A'_{pqmn} &= - \left[\frac{m^2 \pi^2}{a^2} + \frac{n^2 \pi^2}{b^2} \right] \delta_{mp} \delta_{nq} + \frac{4k_0^2}{ab} \sum_i (n_i'^2 - n_i''^2) \iint_{\Omega_i} s_{m,a}(y) s_{p,a}(y) s_{n,b}(x) s_{q,b}(x) dy dx \\
 &\dots + \left(\frac{8q\pi}{ab^2} \right) \sum_i \ln \sqrt{n_i'^2 + n_i''^2} \int_{\Omega_{ix}} \left[\left(\frac{n\pi}{b} \right) c_{q,b}(x) c_{n,b}(x) - \left(\frac{q\pi}{b} \right) s_{q,b}(x) s_{n,b}(x) \right] dx \\
 &\dots \int_{\Omega_{iy}} s_{m,a}(y) s_{p,a}(y) dy. \\
 \\
 A''_{pqmn} &= \frac{8k_0^2}{ab} \sum_i n_i' n_i'' \iint_{\Omega_i} s_{m,a}(y) s_{p,a}(y) s_{n,b}(x) s_{q,b}(x) dy dx \\
 &\dots - \left(\frac{8p\pi}{a^2 b} \right) \sum_i \arctan \left(\frac{n_i''}{n_i'} \right) \int_{\Omega_{iy}} \left[\left(\frac{m\pi}{a} \right) c_{m,a}(y) c_{p,a}(y) - \left(\frac{p\pi}{a} \right) s_{m,a}(y) s_{p,a}(y) \right] dy \\
 &\dots \int_{\Omega_{ix}} s_{n,b}(x) s_{q,b}(x) dx. \\
 \\
 A''_{pqmn} &= \frac{8k_0^2}{ab} \sum_i n_i' n_i'' \iint_{\Omega_i} s_{m,a}(y) s_{p,a}(y) s_{n,b}(x) s_{q,b}(x) dy dx \\
 &\dots - \left(\frac{8q\pi}{ab^2} \right) \sum_i \arctan \left(\frac{n_i''}{n_i'} \right) \int_{\Omega_{ix}} \left[\left(\frac{n\pi}{b} \right) c_{q,b}(x) c_{n,b}(x) - \left(\frac{q\pi}{b} \right) s_{q,b}(x) s_{n,b}(x) \right] dx \\
 &\dots \int_{\Omega_{iy}} s_{m,a}(y) s_{p,a}(y) dy.
 \end{aligned} \tag{3.23}$$

et n_i' et n_i'' : respectivement indices réel et imaginaire de la $i^{\text{ème}}$ couche.

$s_{i,j}(w) = \sin(i\pi w/j)$: fonctions sinus.

$c_{i,j}(w) = \cos(i\pi w/j)$: fonctions cosinus.

La résolution du système discret (3.22) conduit à la détermination de valeurs propres complexes $\tilde{\beta}^{TE, TM}$ qui représentent les constantes effectives de propagation des modes guidés. Les vecteurs propres associés correspondent aux coefficients pondérateurs $\tilde{c}_{mn}^{TE, TM}$ permettant de modéliser la forme approchée du mode $\underline{E}_{TE, TM}(x, y)$ (Eq. (3.18)).

La biréfringence modale du guide monomode sera définie à partir des parties réelles des constantes de propagation β'_{TE} et β'_{TM} de la manière suivante :

$$\delta n = \frac{\lambda_0}{2\pi} (\beta'_{TE} - \beta'_{TM}) \quad (3.24)$$

Les parties imaginaires, quant à elles, sont à associer aux coefficients d'atténuations (en amplitude) respectifs de chaque mode quasi-TE et quasi-TM :

$$\alpha_{TE,TM} = \beta''_{TE,TM} \quad (3.25)$$

3.2.2.3 Avantages et limites de la méthode

La méthode de *Galerkin* associée aux fonctions trigonométriques est particulièrement efficace pour traiter les problèmes de guidage optique bidimensionnels au même titre que d'autres méthodes numériques comme les éléments finis [19], les différences finies [20] ou la méthode des indices spectraux [11]. En complément, elle offre l'avantage d'être très bien adaptée aux profils d'indices abrupts, c'est à dire aux guides couramment rencontrés sur semiconducteurs. En effet, plusieurs simplifications liées à cette propriété comme le calcul d'intégrales de manière analytique permettent de limiter les erreurs numériques introduites et d'augmenter la rapidité du calcul. Elle offre en outre un bon compromis entre précision du résultat et temps de calcul ce qui la rend très attractive depuis la montée en puissance des calculateurs. C'est également une des méthodes les plus simples à mettre en oeuvre.

Le choix des fonctions trigonométriques comme fonctions de base génère pourtant quelques restrictions dont il faut connaître l'existence.

Premièrement, ces fonctions ne s'annulent pas naturellement en tendant vers l'infini. Il faut restreindre le domaine d'étude et forcer les fonctions à s'annuler sur les bords du domaine de manière à correspondre aux modes guidés. Les résultats obtenus dépendent donc de la taille du domaine lorsque celui-ci est trop petit par rapport à la taille du mode guidé. Il s'en suit une erreur dans l'estimation de la constante de propagation et dans la forme exacte du mode. Une solution a été proposée par *Hewlett et Ladouceur* [21] pour s'affranchir des conditions relatives à la taille du domaine d'étude. La transformation d'un domaine infini à un domaine borné est rendue possible à l'aide d'un judicieux changement des variables d'espace. Ainsi, toute erreur liée à la taille du domaine est éliminée. Malheureusement, cette technique alourdit

considérablement le traitement des calculs.

Parallèlement à cette méthode, certains auteurs ont choisi d'utiliser d'autres fonctions de base comme les polynômes de *Hermite-Gauss* [22] qui tendent vers 0 naturellement à l'infini. Aucun changement de variables n'est alors nécessaire pour comprimer l'espace. Par contre, les intégrales estimées précédemment de manière analytique ne peuvent plus l'être maintenant. La conséquence directe concerne l'apparition d'erreurs supplémentaires au niveau de l'intégration numérique et un accroissement du temps de calcul pour déterminer chaque terme du tenseur \tilde{A}_{pqmn} .

Actuellement, le choix des fonctions trigonométriques comme fonctions de base semble être le plus intéressant [23]. Dans la suite, le protocole d'étude des guides est le suivant :

1. Prendre un nombre de fonctions suffisamment grand ($N = M = 40$) et une taille de domaine également élevée (3 à 4 fois la taille du ruban) de façon à pouvoir estimer la taille du mode guidé.
2. Connaissant la dimension approximative du guide, réduire la fenêtre du domaine d'étude autour du mode guidé tout en gardant une certaine marge de sécurité pour ne pas perturber le mode.

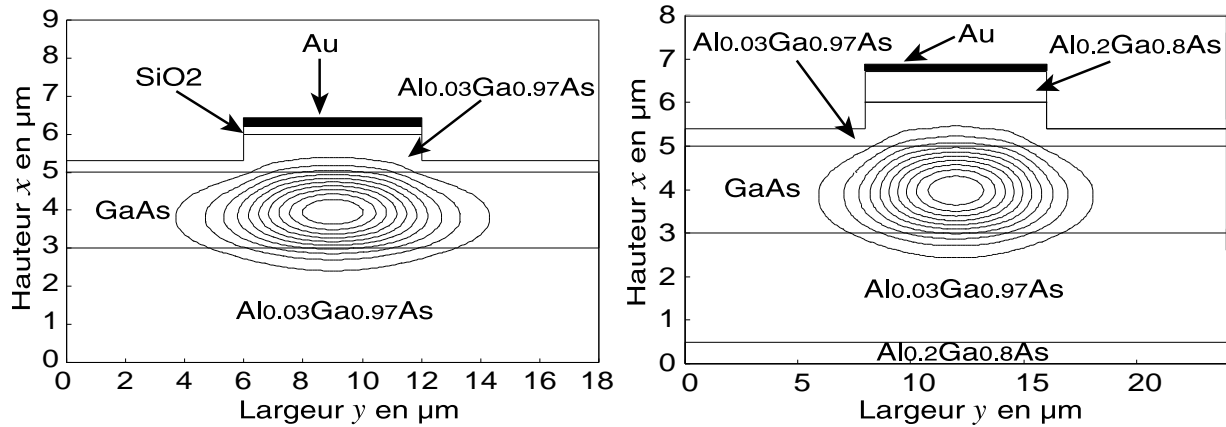
Ainsi, en suivant ce protocole, les erreurs introduites par la restriction du domaine sont minimes et il est possible de profiter des avantages apportés par les fonctions trigonométriques (évaluation analytique des intégrales, simplicité de mise en oeuvre, rapidité...).

Par la suite, la mise en pratique de cette théorie a nécessité la mise au point de programmes de calculs écrits en collaboration avec *Min Won Lee* de l'équipe opto-électronique du laboratoire. Le remplissage de la matrice principale, le calcul des valeurs propres et vecteurs propres associés ont été programmés en langage C. Un programme MATLAB a ensuite été utilisé pour le traitement et la mise en forme des résultats.

3.2.2.4 Détermination des paramètres opto-géométriques caractéristiques

Connaissant la répartition verticale d'indice à partir des épitaxies retenues (cf Fig. 3.8a,b), il faut à présent jouer sur les paramètres de dimension des rubans (hauteur h et largeur l , Fig. 3.2) pour confiner horizontalement la lumière. La méthode consiste à effectuer plusieurs essais en résolvant l'équation vectorielle réduite avec des paramètres fixés. Dans un premier

temps, la méthode des indices effectifs [15] est utilisée afin de déterminer grossièrement des conditions satisfaisantes de guidage optique (guide monomode et mode suffisamment confiné horizontalement). Puis, dans un second temps, la méthode de *Galerkin* est mise à profit pour estimer plus rigoureusement les paramètres opto-géométriques utiles tels que la biréfringence modale et les pertes optiques différentielles TE/TM en propagation.



(a) Première hétérostructure avec $h = 700$ nm, $l = 6$ μm , $N = M = 30$.

(b) Seconde hétérostructure avec $h = 1300$ nm, $l = 8$ μm , $N = M = 20$.

FIG. 3.10: Profil en intensité du mode fondamental TE_{00} à la longueur d'onde $\lambda_0 = 1.3$ μm .

Dans ces conditions et après de multiples essais, les paramètres structurels retenus sont les suivants :

- Pour l'hétérostructure à 3 couches, la taille des rubans est de 6 μm de largeur pour 700 nm de hauteur. Si aucune couche tampon n'est interposée entre l'électrode centrale et le mode guidé TM_{00} , les pertes TM sont énormes comparées aux pertes TE ($\alpha_{TM} = 1.8$ cm^{-1} et $\alpha_{TE} = 0.1$ cm^{-1}). Les pertes différentielles TE/TM diminuent vers une valeur négligeable (Fig. 3.11b) en insérant une couche de 0.2 μm de SiO_2 entre l'électrode et le ruban. La répartition énergétique du mode fondamental polarisé TE_{00} simulé pour cette structure est représentée sur la figure 3.10a. La figure 3.11a correspond à l'évolution de la biréfringence modale (δn) associée lorsque le nombre de fonctions d'approximation augmente. On note une stabilisation assez rapide de δn autour de 10^{-4} .
- En ce qui concerne la seconde hétérostructure (5 couches), les guides optiques sont réalisés en gravant un ruban de 8 μm de large et 1.3 μm d'épaisseur. Le mode fondamental

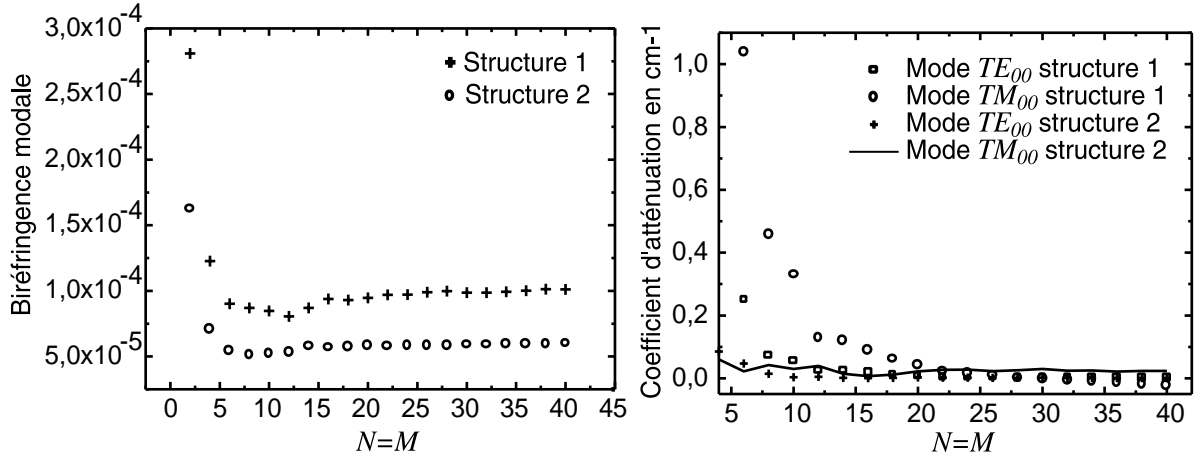
(a) Biréfringence modale δn des deux guides.(b) Atténuation des modes TE_{00} et TM_{00} due à la présence de l'électrode métallique dans les deux structures.

FIG. 3.11: Evolution des paramètres caractéristiques simulés par la méthode de Galerkin.

polarisé TE_{00} se propageant dans la structure est modélisé sur la *figure 3.10b*. On remarque un meilleur confinement horizontal qui est probablement dû à une profondeur de gravure plus élevée. Les pertes du mode TM_{00} sont estimées à $0,1 \text{ dB/cm}$ (Fig. 3.11b) et la biréfringence modale calculée avoisine les $6,10^{-5}$ (Fig. 3.11a). Les objectifs fixés lors du deuxième chapitre sont donc atteints.

La forme et les dimensions des hétérostructures étant définies, nous allons à présent exposer les technologies mises en oeuvre pour fabriquer les guides optiques.

3.3 Fabrication des guides optiques

3.3.1 Epitaxie par jet moléculaire

Parmi les techniques de croissance épitaxiales existantes, on distingue trois grandes classes : la croissance épitaxiale en phase liquide (LPE), en phase vapeur (VPE) et par jet moléculaire (MBE).

Cette dernière technique est en majorité choisie pour les applications opto-électroniques nécessitant un contrôle précis sur l'épaisseur, le dopage et la composition des couches semiconductrices. Le principe de l'épitaxie par jet moléculaire est schématisé *figure 3.12*. Brièvement,

le fonctionnement est basé sur l'interaction de flux atomiques dans une enceinte sous vide et leur condensation sur un substrat monocristallin (dans notre cas GaAs). Les constituants de base (Ga, As, Al...) et éventuellement les éléments dopants (Si, Be) sont émis dans la chambre à vide par des cellules d'évaporation possédant un creuset chauffé. L'excitation thermique permet à ces éléments neutres d'acquérir une énergie cinétique et crée ainsi un flux en sortie de cellule. Une valve placée au bout de chaque cellule contrôle de manière permanente le flux de chaque élément donc la composition et le dopage des couches épitaxiées.

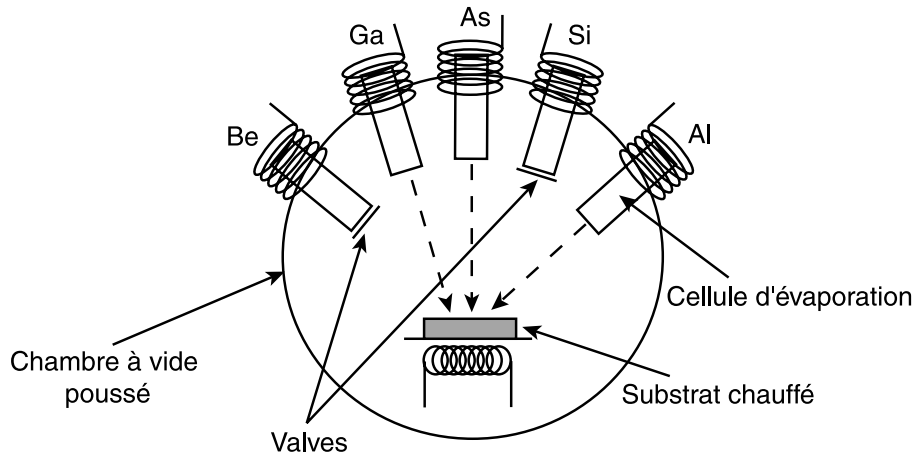


FIG. 3.12: Schéma de fonctionnement d'un bâti d'épitaxie par jet moléculaire.

Le vide très poussé dans la chambre à dépôt (de l'ordre de 10^{-11} Torr) est tel que le libre parcours moyen des atomes émis par les cellules est supérieur à la taille de cette enceinte. Ceci permet d'obtenir des couches cristallines d'une très grande pureté additionnée d'une planéité de surface quasi-parfaite (variation d'épaisseur inférieure à 1 % sur des substrats de 2 pouces [24]). Le contrôle très précis des flux se répercute aussi sur la vitesse de croissance qui peut varier de 0.1 à quelques $\mu\text{m}/\text{h}$. Ainsi, la fabrication de couches de l'ordre de 100 Å d'épaisseur est tout à fait possible. L'utilisation de valves pour obturer les cellules et couper les flux peut également générer des variations très rapides au niveau de la composition ou du dopage entre couches voisines. De plus, le substrat reste à une température assez basse comparée aux autres techniques de dépôt cristallin (entre 600 °C et 700 °C pour les composés de type GaAs/AlGaAs), ce qui limite les phénomènes d'interdiffusion aux niveau des interfaces. Cette méthode est donc très bien adaptée à la réalisation de profils d'indice très abrupts.

La technique de croissance épitaxiale retenue pour notre application est la MBE, mais il faut garder à l'esprit que d'autres techniques comme la MOCVD peuvent répondre aux

exigences demandées et par conséquent être utilisées pour fabriquer les hétérostructures semi-conductrices. Elles nécessitent toutefois des mesures de sécurité supplémentaires à cause des gaz très toxiques utilisés, ce qui la rend moins attractive.

Ne possédant pas de bâti MBE au laboratoire, les structures semiconductrices choisies nous ont été fournies par l'intermédiaire de monsieur *Jean-Pierre Vilcot* de l'*Institut d'Electronique et de Micro-Electronique du Nord (IEMN)* à Lille.

3.3.2 Les technologies de réalisation en optique intégrée

L'étape suivante consiste maintenant à réaliser des rubans de quelques micromètres de largeur et d'épaisseur sur les épitaxies pour réaliser les guides SLW. Les dimensions de travail étant très faibles (de l'ordre du micromètre), les méthodes employées en optique intégrée se basent sur celles de la micro-électronique, à savoir l'utilisation des techniques photolithographiques.

3.3.2.1 La photolithographie

Afin d'éviter tous problèmes relatifs aux poussières environnantes et à la contamination de la surface des échantillons, le processus de fabrication des guides s'effectue en salle blanche sous atmosphère contrôlée. Le principe de fabrication des guides SLW est schématisé sur la *figure 3.13*. Dans un premier temps, la surface est nettoyée puis une couche de résine photosensible positive (Shipley Microposit S1828) est déposée à l'aide d'une tournette (technique du Spin Coating en anglais). Les paramètres utilisés pour l'enduction sont une accélération de 6000 tr/mn/s, une vitesse de 5000 tr/mn et un temps de rotation de 30 s. L'échantillon subit ensuite une pré cuisson à 95 °C pendant 20 minutes afin d'éliminer les solvants présents dans la résine. Il s'ensuit alors un alignement du motif défini par le masque Chrome/Nickel avec le substrat puis une insolation sous une lampe à ultra-violet (UV). La résine insolée se polymérise et peut être éliminée par un bain de développement (Microposit Developer). Il ne reste alors que l'image en résine du motif défini sur le masque. L'échantillon est finalement placé pendant 20 minutes dans l'étuve à 125 °C pour durcir la résine en vue d'attaques chimiques ou ioniques.

3.3.2.2 Les techniques de gravure

Pour cette partie, la caractérisation des rubans et notamment la mesure des hauteurs de gravure a été réalisée à l'aide d'un profilomètre optique mis au point par *Robert Devillers*,

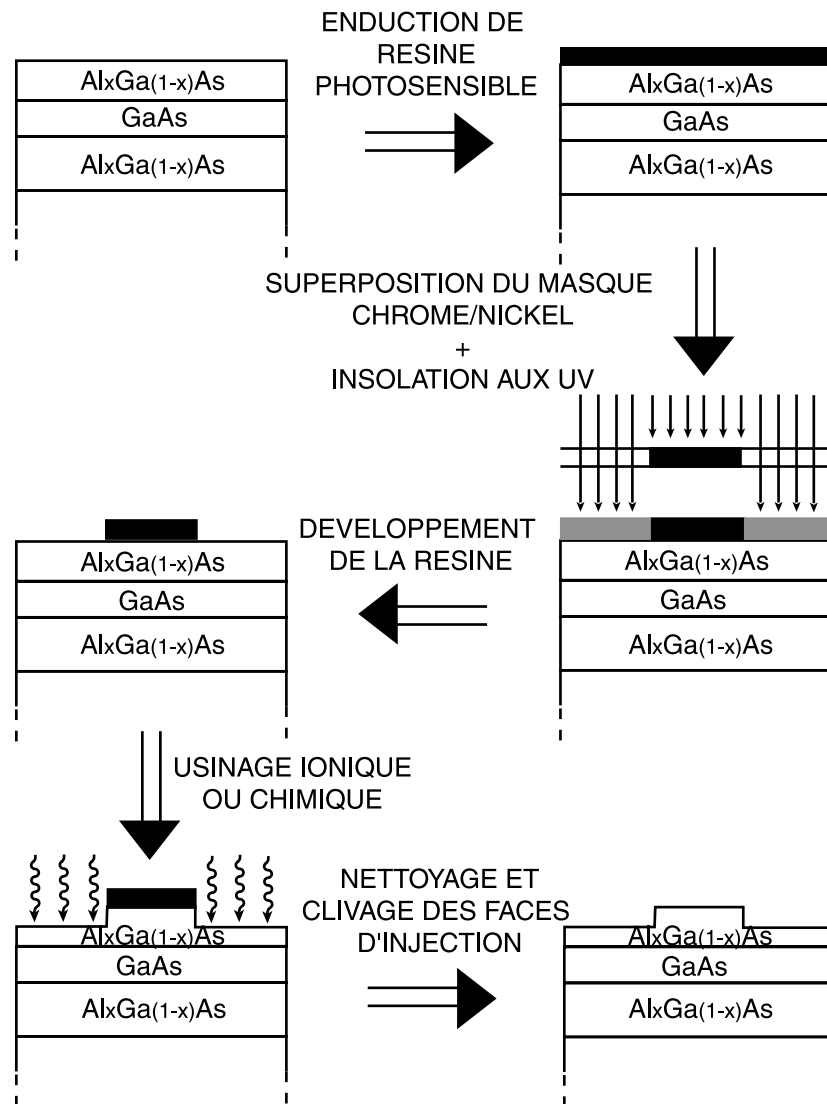


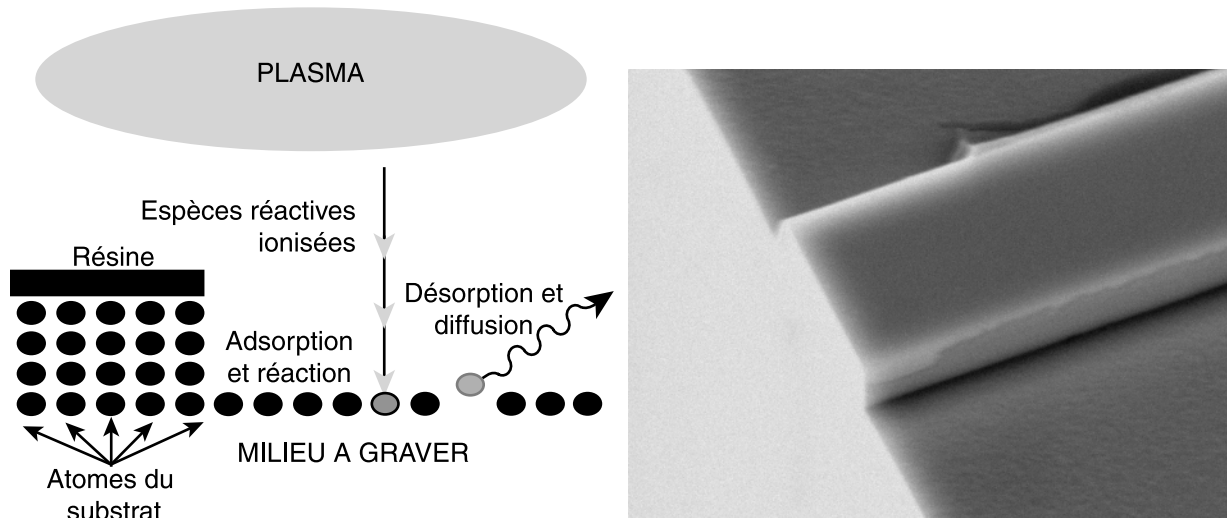
FIG. 3.13: Etapes de fabrication des guides sur semiconducteur par photolithographie.

Bertrand Trolard, Patrick Sandoz et Gilbert Tribillon de l'équipe Nanométrie du laboratoire. Le principe de fonctionnement, basé sur l'interférométrie en lumière blanche, permet une mesure très précise (à quelques dizaines de nanomètres près) des hauteurs de gravure, même dans le cas de flanc abrupts.

La gravure ionique réactive

La gravure ionique réactive (RIE) appartient aux techniques de gravures dites «sèches». Le principe physique de base s'appuie sur le bombardement de la surface à graver par un plasma réactif (Fig. 3.14a).

Le bâti RIE est constitué d'une enceinte placée sous vide par l'intermédiaire de deux



(a) Principe de l'usinage RIE.

(b) Vue MEB d'un ruban gravé par RIE sur la structure $\text{Al}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{As}$.

FIG. 3.14: Gravure ionique réactive (RIE) sur semiconducteur III-V.

pompes (primaire et turbo-moléculaire) et dans laquelle l'échantillon cible est placé. Un ou plusieurs gaz réactifs sont ensuite introduits dans la chambre. Dans le cas des semiconducteur III-V, les gaz réactifs employés sont de type chlorés (SiCl_4 , Cl_2 , BCl_3 , CCl_2F_2). Généralement, un gaz neutre (N_2 , Ar ou He) est introduit en supplément pour évacuer plus facilement les composés non volatils. Une décharge électrique alternative radio-fréquence (RF) ionise le mélange et crée ainsi le plasma. Une différence de potentiel entre une anode et une cathode accélère ensuite les particules ionisées qui viennent alors frapper et réagir avec la surface de l'échantillon. En fonction des paramètres choisis tels que la pression dans l'enceinte, le flux des gaz introduits ou la puissance électrique, deux effets entrent en compétition: un effet physique résultant des collisions des ions accélérés avec la surface (matière arrachée) et un effet chimique résultant de l'interaction des ions avec les atomes de la surface (désorption des atomes). L'anisotropie due au flux directif fait partie des particularités de cette attaque. L'obtention de flancs très abrupts avec une faible rugosité de surface rend cette technique très attrayante et particulièrement bien adaptée pour l'application envisagée. Elle permet de reproduire fidèlement et même dans les très hautes résolutions (submicrométriques) les motifs désirés.

Pour usiner les surfaces semiconductrices de type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, nous avons utilisé un gra-

veur ionique GIR 160 d'Alcatel avec $SiCl_4$ comme gaz réactif et N_2 comme gaz d'évacuation. Les paramètres d'attaque sont les suivants :

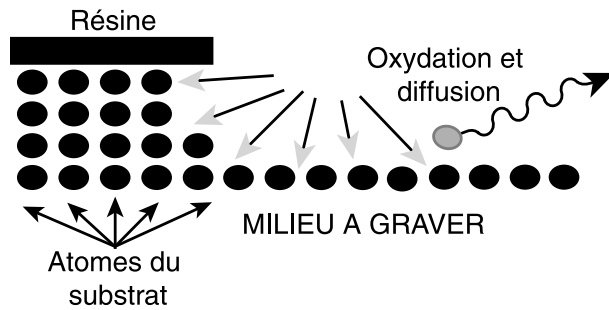
- Puissance RF : 180 W.
- Pression dans l'enceinte : 90 μ Bar.
- Débit de $SiCl_4$: 10 sccm (Standard cubic centimeter per minute).
- Débit de N_2 : 80 sccm.

La *figure 3.14b* représente une vue au microscope électronique à balayage (MEB) d'un ruban de 4 μ m de largeur et de 700 nm de hauteur gravé sur l'hétérostructure à 3 couches de type $Al_{0.03}Ga_{0.97}As/GaAs/Al_{0.03}Ga_{0.97}As$. Le temps de gravure requis avoisine les 120 secondes. Les flancs verticaux obtenus et la faible rugosité de surface observée (quelques nanomètres) confirment la qualité de l'attaque.

La RIE n'a pu être mise à profit pour la réalisation des guides sur la seconde épitaxie (Fig. 3.8b) à cause de problèmes liés à des phénomènes de micro-masquage apparaissant lors de gravure plus profondes ($> 1 \mu$ m). Pour éviter ces inconvénients et en raison de pannes successives survenues sur le bâti RIE, nous avons décidé d'orienter nos recherches vers d'autres techniques comme la gravure par voie humide.

La gravure chimique humide

En comparaison avec l'attaque RIE, la gravure chimique humide ne nécessite pas de matériel lourd. L'échantillon à graver est plongé dans une solution d'attaque composée d'un acide (NH_4OH , HCl ou H_2SO_4) additionné d'un agent oxydant (H_2O_2), le tout dilué dans de l'eau (solvant) [25]. Le schéma de réaction reste toujours identique : le peroxyde d'hydrogène (H_2O_2) oxyde $GaAs$ tandis que l'acide élimine l'oxyde formé. Dans ce type de réaction, la concentration en acide détermine la vitesse de l'attaque. Au niveau morphologique, le rapport entre l'acide et H_2O_2 joue sur la pente des flancs de gravure et sur l'isotropie de l'attaque. En effet, suivant l'orientation du cristal les flancs de gravure diffèrent. Ceci est dû au plan (111) des atomes de Gallium qui a un taux de gravure plus faible que celui des atomes d'Arsenic. En pratique, les flancs obtenus par gravure de $GaAs$ (100) suivant les directions [011] ou $[0\bar{1}1]$ ne sont pas verticaux mais possèdent une certaine pente.



(a) Principe de l'attaque chimique.

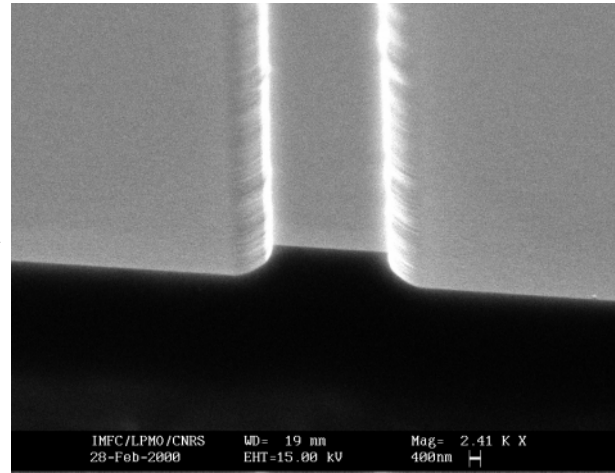
(b) Vue MEB d'un ruban gravé par attaque chimique sur l'hétérostructure $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}/\text{Al}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$.

FIG. 3.15: Gravure chimique sur semiconducteur III-V.

Le mélange $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ dans les rapports volumiques 3/1/100 est la solution d'attaque qui a été retenue. A température ambiante, la vitesse de gravure mesurée sur GaAs est de l'ordre de 65 nm/min. Cette vitesse est relativement lente comparée à d'autres mélanges d'attaque mais elle permet d'une part d'obtenir au final un très bon état de surface (faible rugosité) et d'autre part de contrôler parfaitement la profondeur d'attaque. La figure 3.15b présente un guide optique réalisé sur la seconde épitaxie. La largeur (à la base) du ruban gravé vaut 8 μm et la profondeur de gravure 1300 nm. On peut constater l'effet de dépendance à l'orientation des couches épitaxiées au niveau de l'attaque en observant les flancs du ruban.

Malgré une facilité de mise en oeuvre bien supérieure à l'attaque RIE, la qualité des dosages et le vieillissement des solutions d'attaques rendent la gravure chimique moins reproductible d'un échantillon à l'autre.

3.4 Conclusion-Résumé

Au cours de ce chapitre, nous avons énuméré et pris en compte les paramètres à surmonter pour réaliser les guides optiques sur semiconducteurs III-V. Ceci nous a conduit à orienter nos recherches vers une certaine classe de guides (SLW). En se basant sur la théorie du gui-

dage optique, deux hétérostructures ont été retenues. Les paramètres opto-géométriques ont été étudiés de manière à répondre aux deux conditions principales : une biréfringence modale minimale et des pertes différentielles TE/TM limitées au maximum. D'un point de vue pratique, la fabrication des guides à partir des structures commandées a nécessité l'utilisation de matériel spécifique aux techniques de l'optique intégrée (salle blanche, photolithographie).

Les guides optiques étant complètement définis, il reste maintenant à déposer les électrodes en surface pour finaliser le composant. Ensuite, le modulateur pourra être caractérisé afin de vérifier les prévisions théoriques.

Bibliographie

- [1] E. L. Wooten, K. M. Kissa, A. Yi-Yan, E. J. Murphy, D. A. Lafaw, P. F. Hallemeier, D. Maack, D. V. Attanasio, D. J. Fritz, G. J. McBrien et D. E. Bossi, “A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **6**, no. 1, pp. 69–81 (2000).
- [2] L. Eldada et L. W. Shacklette, “Advances in polymer integrated optics,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **6**, no. 1, pp. 54–68 (2000).
- [3] R. G. Hunsperger, *Integrated optics: theory and technology*, Springer-Verlag (1995).
- [4] H. Mathieu, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, Masson (1998).
- [5] S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices*, Wiley-Interscience (1981).
- [6] H. G. Unger, *Planar optical waveguides and fibres*, Clarendon Press (1977).
- [7] M. S. Stern, P. C. Kendall, R. C. Hewson-Browne et P. N. Robson, “Scattering loss from rough sidewalls in semiconductor rib waveguides,” *Electron. Lett.*, **25**, pp. 1231–1232 (1989).
- [8] J. N. Polky et G. L. Mitchell, “Metal-clad planar dielectric waveguide for integrated optics,” *J. Opt. Soc. Am.*, **64**, pp. 274–279 (1974).
- [9] P. A. Kirkby et P. R. Selway, “Photoelastic waveguides and their effect on stripe-geometry $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ lasers,” *J. Appl. Phys.*, **50**, no. 7, pp. 4567–4579 (1979).
- [10] J. B. D. Soole, C. Caneau, H. P. LeBlanc, N. C. Andreadakis, A. Rajhel, C. Youtsey et I. Adesida, “Suppression of modal birefringence in $InP/InGaAsP$ waveguides through use of compensated tensile strain,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, no. 1, pp. 61–63 (1997).
- [11] W. P. Wong et K. S. Chiang, “Design of optical strip-loaded waveguides with zero modal birefringence,” *J. Lightwave Technol.*, **16**, no. 7, pp. 1240–1248 (1998).
- [12] A. W. Snyder et J. D. Love, *Optical waveguide theory*, Chapman and Hall (1983).

- [13] D. Marcuse, "Solution of the vector wave equation for general dielectric waveguides by the Galerkin method," *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, no. 2, pp. 459–465 (1992).
- [14] C. Ma et J. Cao, "TM mode optical characteristics of five-layer MOS optical waveguides," *Opt. Quantum Electron.*, **26**, pp. 877–884 (1994).
- [15] T. Tamir, *Guided-wave optoelectronics*, Springer-Verlag (1990).
- [16] J. P. Nougier, *Méthodes de calcul numérique*, Masson (1985).
- [17] D. R. Lide, *Handbook of chemistry and physics*, CRC Press (1995-1996).
- [18] K. S. Chiang, "Review of numerical and approximate methods for the modal analysis of general optical dielectric waveguides," *Opt. Quantum Electron.*, **26**, pp. S113–S134 (1994).
- [19] C. Themistos, B. M. A. Rahman et K. T. V. Grattan, "Finite element analysis for lossy TE-TM modes in metal-clad optical waveguides," *Appl. Opt.*, **37**, no. 24, pp. 5747–5754 (1998).
- [20] A. T. Galick, T. Kerhoven et U. Ravaioli, "Iterative solution of the eigenvalue problem for a dielectric waveguide," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **40**, no. 4, pp. 699–705 (1992).
- [21] S. J. Hewlett et F. Ladouceur, "Fourier decomposition method applied to mapped infinite domains: scalar analysis of dielectric waveguide down to modal cutoff," *J. Lightwave Technol.*, **13**, no. 3, pp. 375–383 (1995).
- [22] A. Weissnar, J. Li, R. L. Gallawa et I. C. Goyal, "Vector and quasi-vector solutions for optical waveguides modes using efficient Galerkin's method with Hermite-Gauss basis functions," *J. Lightwave Technol.*, **13**, no. 8, pp. 1795–1800 (1995).
- [23] K. M. Lo et E. H. Li, "Solutions of the quasi-vector wave equation for optical waveguides in a mapped infinite domains by the galerkin's method," *J. Lightwave Technol.*, **16**, no. 5, pp. 937–944 (1998).
- [24] M. Quillec, *Materials for optoelectronics*, Kluwer Academic (1996).
- [25] S. M. Sze, *Semiconductor devices physics and technology*, Wiley (1985).

Conception et évaluation des convertisseurs TE/TM

Après avoir déterminé les conditions de propagation des modes guidés et fabriqué les guides optiques, il reste à développer l'aspect relatif à la réalisation du modulateur électro-optique intégré. Le champ électrique produit sous les électrodes doit être modélisé afin d'optimiser l'interaction champ électrique/champ optique. De plus, la compréhension du comportement du matériau face à l'application d'une différence de potentiel permettra de confirmer ou d'infirmer les interprétations issues de l'expérience, ceci en vue d'améliorer par la suite les performances du composant.

4.1 Comportement des champs électriques ($\mathcal{E}_x, \mathcal{E}_y$) générés par les électrodes

4.1.1 Le contact métal/semiconducteur

Les composés semiconducteurs se différencient des matériaux diélectriques comme le $LiNbO_3$ par un comportement particulier en présence d'une électrode métallique. Lorsque l'on met en contact un métal et un semiconducteur, la différence de leurs travaux de sortie¹($q\phi_{m,sc}$) entraîne l'apparition d'un champ électrique intrinsèque à travers une zone de charge d'espace (également appelée zone de déplétion) [1]. En supposant cette zone totalement vide en porteurs libres majoritaires, on peut exprimer sa largeur w en fonction du potentiel de diffusion $V_d = \phi_m - \phi_{sc}$ et du dopage N du matériau :

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon V_d}{qN}} \quad (4.1)$$

avec $q = 1.6 \cdot 10^{-19}$ C : charge élémentaire.

Suivant la valeur des travaux de sortie et suivant le type de dopage du matériau semiconducteur (type **n** pour les électrons libres majoritaires et **p** pour les trous), la nature du contact électrique peut varier. Comme le montre l'équation (4.1), on constate que la largeur de la zone de déplétion rétrécit lorsque le dopage augmente. Pour de forts dopages (supérieurs à 10^{18} cm^{-3}), cette zone devient très faible et les porteurs peuvent transiter d'un milieu à l'autre par effet tunnel. On distingue ainsi deux types de contacts [2] :

- Le contact ohmique : sa caractéristique courant-tension est linéaire (Fig. 4.1(a)) par

1. Le travail de sortie correspond à l'énergie nécessaire à un électron libre pour transiter de la bande de conduction au niveau du vide.

rapport à l'origine. Ce type de contact, grâce à sa très faible résistance (de l'ordre de $10^{-7} \Omega.\text{cm}^{-2}$ sur *GaAs*), permet un passage du courant entre le circuit externe de commande et le semiconducteur. Il peut être obtenu en dopant fortement la couche de contact superficielle du semiconducteur.

- Le contact redresseur ou *Schottky*: en régime de fonctionnement direct ($V > 0$), le courant transite de manière exponentielle dans le semiconducteur (Fig. 4.1(b)). Par contre, en régime inverse le courant est quasiment bloqué jusqu'à l'apparition d'un effet d'avalanche.

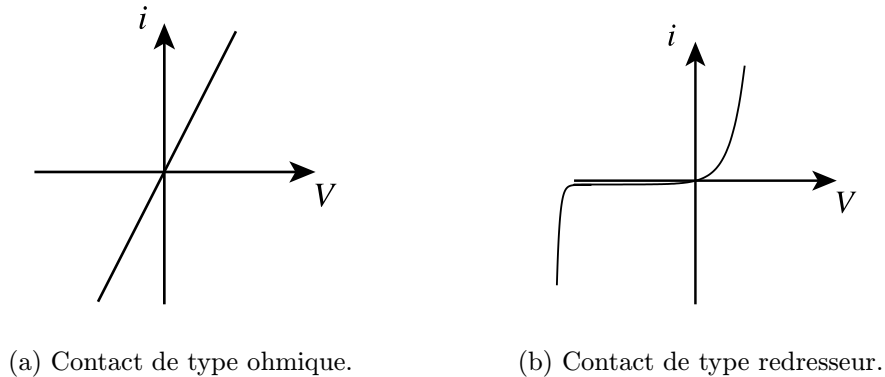


FIG. 4.1: *Caractéristiques courant-tension de contacts métal/semiconducteur.*

D'après le *chapitre III*, la circulation d'un courant sous les électrodes est à proscrire puisque ce dernier provoque l'apparition de phénomènes parasites comme la modification de l'indice et de l'absorption du milieu par injection de porteurs de charges libres. Ces phénomènes, indépendants de la polarisation, masquent l'effet électro-optique dans le semiconducteur. Le contact ohmique ne peut donc pas être utilisé dans cette configuration. Par contre, le contact de type *Schottky* convient parfaitement si la tension appliquée ne dépasse pas le seuil d'injection de courant. Toutefois, la structure d'électrode de notre dispositif s'avère être plus complexe que l'unique contact redresseur puisqu'il faut considérer deux électrodes pour créer la différence de potentiel. Le système à étudier est alors de type métal/semiconducteur/métal (MSM).

4.1.2 Modélisation du champ électrique dans les structures métal / semiconducteur / métal (MSM)

Le calcul du champ électrique dans une telle structure est extrêmement complexe puisqu'il revient à résoudre l'équation de *Poisson* ($\Delta V = -\rho/\epsilon$) tout en sachant que la densité de charges ρ n'est à priori pas connue et évolue elle-même en fonction du potentiel appliqué V . Ainsi, nous allons dans un premier temps restreindre le domaine d'étude à un modèle simple qui permet de comprendre le principe de fonctionnement d'une telle structure : le problème est développé suivant une seule dimension en ne considérant que les semiconducteurs de type **n**. Le comportement des semiconducteurs de type **p** peut en être déduit par la suite.

4.1.2.1 Modèle unidimensionnel

Le fonctionnement théorique du modèle à une dimension a été détaillé par *Sze et al* [3]. Nous allons donc uniquement résumer les principaux résultats qui permettent de comprendre et de prévoir le comportement des structures MSM.

Dans un premier temps, aucune tension n'est appliquée sur la structure MSM ($V = 0$ Volt) (Fig. 4.2(a)). Le système fonctionne comme deux diodes *Schottky* placées dos à dos. Le contact des métaux sur le semiconducteur possédant N_d atomes donneurs fait apparaître deux zones vides en porteurs de charge majoritaires (les électrons libres sont expulsés). La densité de charges des atomes ionisés équivaut alors à qN_d dans les zones de déplétion et 0 ailleurs (Fig. 4.2(b)). En résolvant l'équation de *Poisson*, il est possible de déterminer l'allure du champ électrique intrinsèque \mathcal{E} présent dans la structure (Fig. 4.2(c)) et le diagramme de bandes d'énergies (E_c pour la bande de conduction et E_v pour la bande de valence) associé (Fig. 4.2(d)).

En polarisant la structure MSM par une tension V négative, on observe une extension de la zone de déplétion de l'électrode 1 vers la deuxième zone (Fig. 4.3(b)). La largeur de la zone de charge d'espace évolue maintenant en fonction du potentiel appliqué sur l'électrode :

$$w' = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_d}(V_d - V)} \quad (4.2)$$

Contrairement aux condensateurs à base de diélectriques, la valeur du champ électrique n'est pas constante entre les électrodes (Fig. 4.3(c)). En effet, le champ possède une valeur

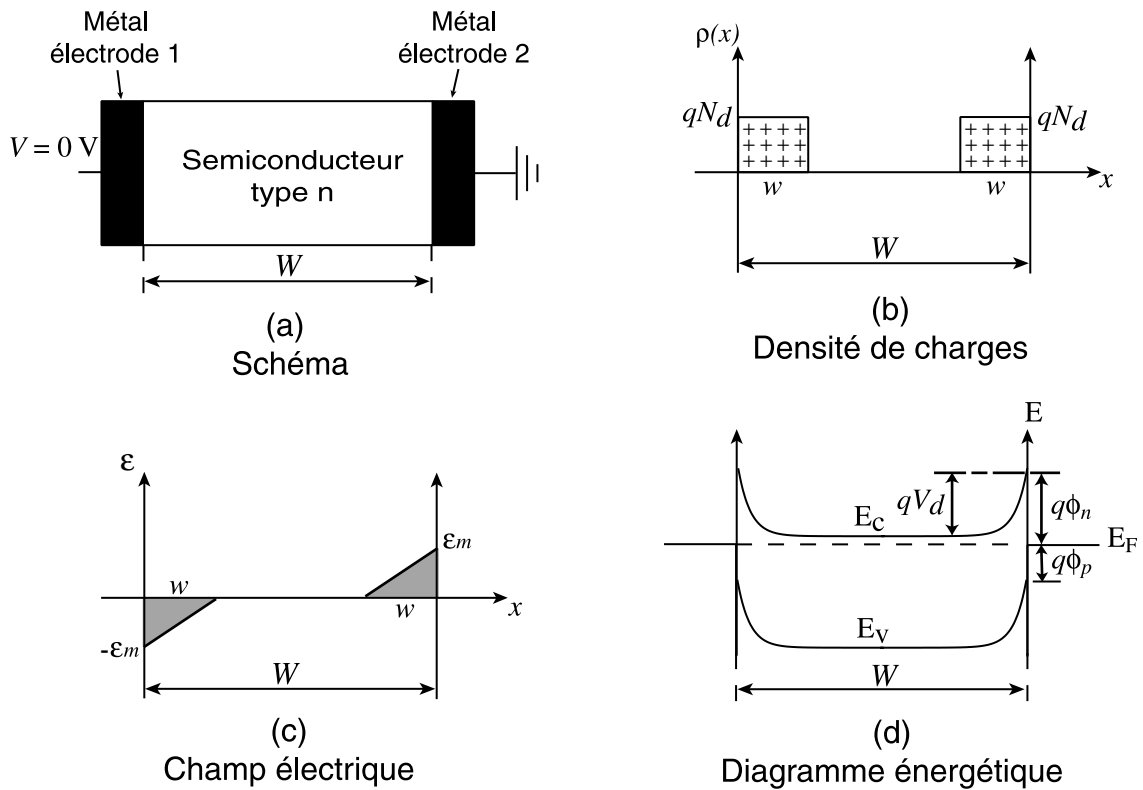


FIG. 4.2: Structure MSM avec $V = 0$ Volt.

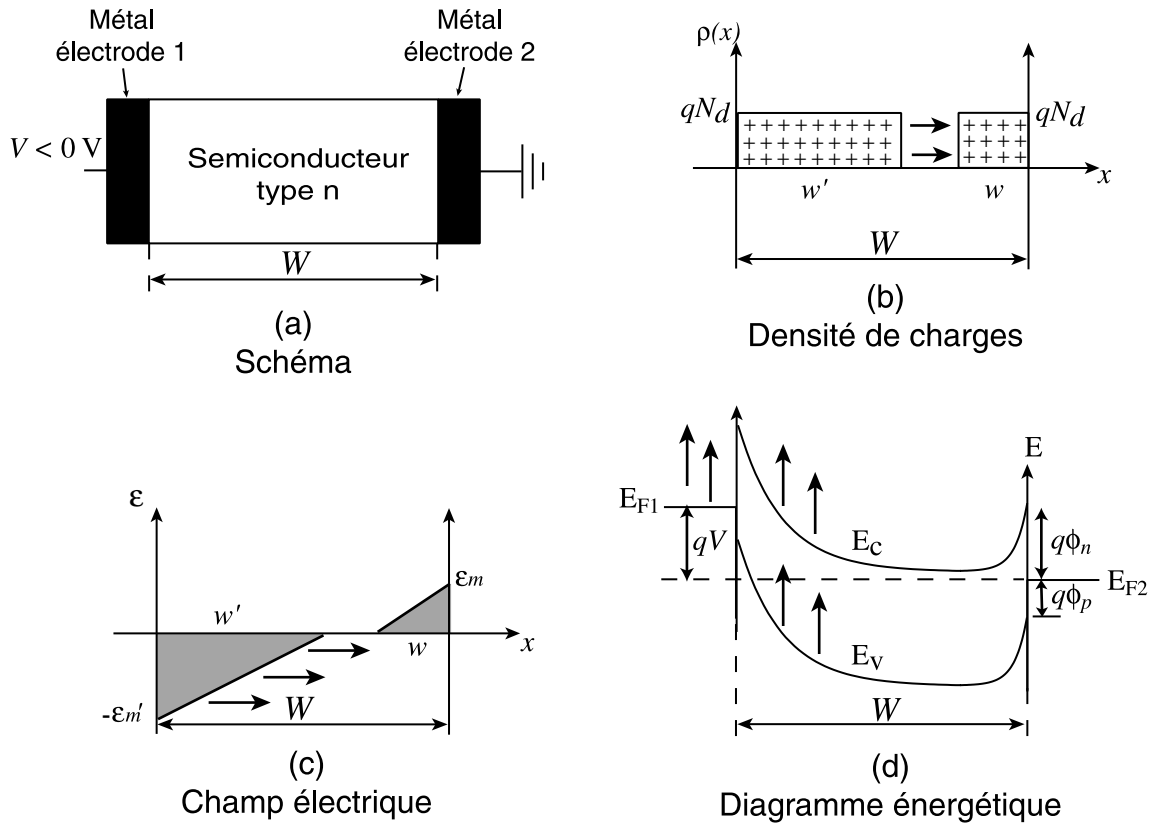
maximale ($\mathcal{E}m'$) au niveau de l'électrode où le potentiel inverse est appliqué puis décroît pour finalement s'annuler à la limite de la zone de charge d'espace en w' . Les bandes d'énergies subissent parallèlement une déformation importante au niveau de l'électrode 1 (Fig. 4.3(d)) par élévation du niveau de Fermi E_{F1} par rapport à E_{F2} .

D'après l'équation (4.2), une augmentation de la tension de polarisation en inverse V provoque une extension progressive de la zone de déplétion dans le semiconducteur. Cette situation évolue jusque au contact des deux zones. Le semiconducteur est alors totalement vide en porteurs de charge. La tension appliquée correspondante, notée V_{RT} pour «Reach-Through-Voltage» en anglais, est donnée par l'équation :

$$V_{RT} = \frac{qN_d W^2}{2\epsilon} - W \sqrt{\frac{2qN_d V_d}{\epsilon}} \quad (4.3)$$

Le courant qui jusqu'à présent ne circulait pratiquement pas entre les contacts va augmenter de manière exponentielle en fonction de V .

Si la tension appliquée augmente encore, la zone de déplétion progresse pour finalement atteindre l'autre bord du semiconducteur (Fig. 4.4).


 FIG. 4.3: Structure MSM avec $V < 0$ Volt.

Les bandes d'énergies correspondantes sont alors complètement tendues et mêmes plates au niveau de l'électrode 2. La tension correspondante a été appelée pour cette raison V_{FB} pour «Flat-Band-Voltage» en anglais. En posant la condition $w' = W$, on peut déterminer l'expression de cette tension caractéristique :

$$V_{FB} = \frac{qN_d W^2}{2\epsilon} \quad (4.4)$$

La valeur de la tension appliquée est ensuite limitée par le champ de claquage \mathcal{E}_b au niveau de l'interface du contact 1 :

$$V_M = \mathcal{E}_b W - V_{FB} \quad (4.5)$$

Dans le cas de *GaAs*, le champ de claquage vaut $4 \cdot 10^5$ V/cm.

Jusqu'à présent, le régime de fonctionnement correspondait à une polarisation en inverse ($V < 0$ Volt) de la structure. Le fonctionnement en régime direct ($V > 0$ Volt) se traite comme précédemment en inversant toutefois la numérotation des contacts métalliques. La caractéristique courant/tension illustrée *figure 4.5* résume les différents régimes de fonction-

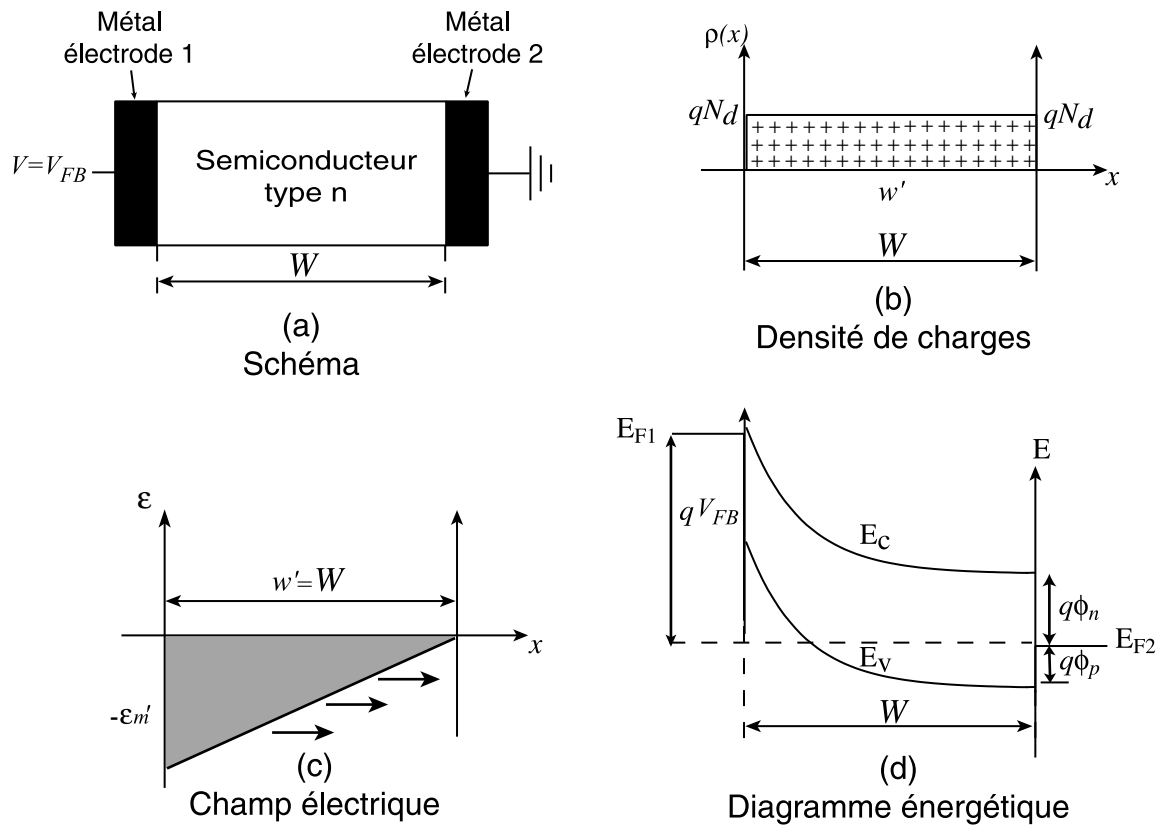


FIG. 4.4: Structure MSM avec $V = V_{FB}$.

nement associés à la structure MSM :

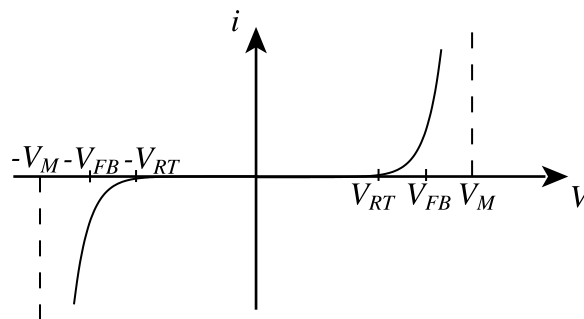


FIG. 4.5: Caractéristique théorique courant/tension d'une structure de type MSM.

Finalement, l'analyse d'un tel comportement permet de formuler plusieurs remarques quant à l'efficacité de l'interaction électro-optique dans le composant :

- Premièrement, si un guide optique est inséré entre les deux électrodes, l'interaction électro-optique n'est pas forcément assurée. La zone de déplétion doit recouvrir le mode guidé pour faire apparaître l'effet électro-optique. A titre d'exemple, un contact *Schottky* sur un semiconducteur de type **n** avec un dopage de $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ possède une largeur

de zone de déplétion de $1.5 \mu\text{m}$ au repos. L'interaction électro-optique ne pourra être efficace que si le mode guidé est suffisamment proche de l'électrode métallique.

- Le dopage du semiconducteur est un paramètre important qui conditionne la largeur de la zone de charge d'espace (Eq. 4.2). Plus le dopage du semiconducteur est faible et plus l'interaction électro-optique est efficace.

Il faut signaler que le raisonnement tenu au cours de cette section se place implicitement dans le cadre du fonctionnement en régime statique (tensions de polarisation appliquées V constantes) puisque l'équilibre thermodynamique est supposé toujours atteint. Le régime de modulation dynamique, qui doit tenir compte du mouvement des charges libres à l'intérieur du semiconducteur (électrons et trous) ne peut donc pas être traité à l'aide de ce modèle.

4.1.2.2 Modèle bidimensionnel

Grâce à son approche simplifiée, le principe de fonctionnement de la structure MSM à une dimension a permis de comprendre le comportement du champ électrique créé par les électrodes. Néanmoins, un modèle plus rigoureux doit tenir compte de la dynamique des porteurs de charges à l'intérieur du matériau semiconducteur. Plusieurs méthodes issues de différents domaines (micro-électronique [4], opto-électronique sur composés III-V [5]) ont été développées pour modéliser ce type de comportement. Ces techniques de résolution peuvent être adaptées à l'étude du composant proposé dans ce travail de thèse. Généralement, le comportement électronique des semiconducteurs est décrit par un modèle physique de type dérive/diffusion [6]. Le modèle est adapté ici à la structure à deux dimensions décrite *figure 4.6a*. La résolution de ce type de problème se base sur un suivi en temps réel du comportement du semiconducteur soumis à l'application d'une différence de potentiel sur les électrodes. Les variables qui doivent être déterminées à chaque instant t dans le système sont les suivantes :

1. Le champ électrique interne $\vec{\mathcal{E}}(x, y, t)$.
2. La densité volumique des porteurs de charge libres : $\begin{cases} n(x, y, t) \text{ pour les electrons.} \\ p(x, y, t) \text{ pour les trous.} \end{cases}$

Comme le champ électrique est lié au gradient du potentiel ($\vec{\mathcal{E}} = -\overrightarrow{grad}(V)$), la détermination de sa cartographie dans le milieu semiconducteur passe par la résolution de l'équation

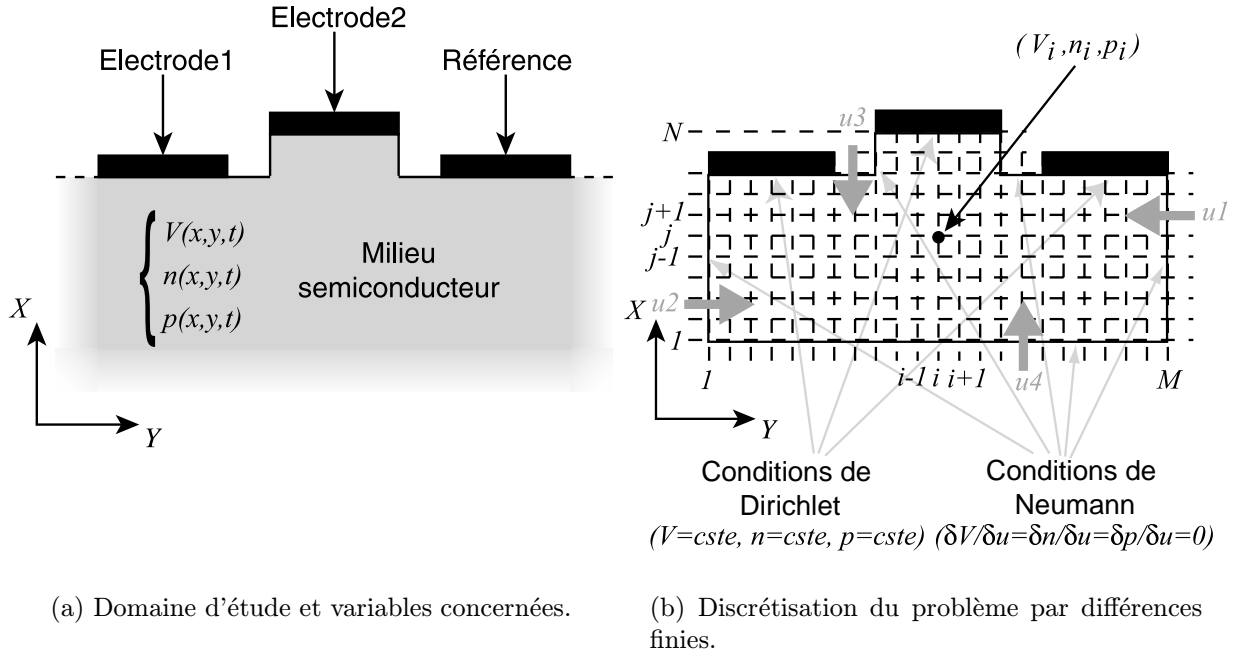


FIG. 4.6: Modélisation du comportement électrique du convertisseur TE/TM sur semiconducteur.

de Poisson :

$$\Delta V = -\frac{\rho(x, y, t)}{\epsilon} \quad (4.6)$$

avec $\rho(x, y, t) = q(p(x, y, t) - n(x, y, t) - N_a + N_d)$: densité de charges dans le semiconducteur.

$N_{d,a}$: atomes donneurs ou accepteurs ionisés du réseau cristallin.

Les deux autres variables sont définies à partir des équations de conservation des porteurs de charge libres dans un volume élémentaire du semiconducteur :

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \text{div}(\vec{J}_n) + G_n - U_n \\ \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \text{div}(\vec{J}_p) + G_p - U_p \end{cases} \quad (4.7)$$

avec $G_{n,p}$: taux de génération des paires électron\trou sous l'effet d'une illumination du matériau.

$U_{n,p}$: taux de recombinaison des paires électron\trou.

$\vec{J}_{n,p}$: courants dus aux mouvements de charges libres à l'intérieur du semiconducteur.

Les courants $\overrightarrow{J}_{n,p}$ sont liés aux mouvements de charges provoqués par le champ électrique interne (termes de dérive) et les gradients de charges (termes de diffusion) :

$$\begin{cases} \overrightarrow{J}_n = q\mu_n n \overrightarrow{\mathcal{E}} + qD_n \overrightarrow{\text{grad}}(n) \\ \overrightarrow{J}_p = q\mu_p p \overrightarrow{\mathcal{E}} - qD_p \overrightarrow{\text{grad}}(p) \end{cases} \quad (4.8)$$

avec $\mu_{n,p}$: mobilités des particules libres sous l'action d'un champ électrique.

$D_{n,p}$: coefficients de diffusion des électrons et des trous respectivement.

Les équations énoncées (4.6, 4.7, 4.8) définissent entièrement le problème qui est à présent résolvable. Naturellement, la complexité du modèle implique qu'aucune solution analytique ne pourrait être obtenue sans approximations excessives. Un tel problème ne peut donc être analysé correctement qu'en ayant recourt à sa résolution numérique. Les méthodes les plus couramment employées se basent sur les différences finies ou les éléments finis [6]. Par exemple, en appliquant un schéma basé sur les différences finies [7], le problème est adapté à une grille de discrétisation puis résolu uniquement sur les points appartenant à cette grille et sur le domaine frontière (voir Fig. 4.6b). Suivant cette méthode, les variables apparaissant dans les dérivées partielles des équations se simplifient par un développement de *Taylor*. Les équations à calculer se transforment alors en système matriciel à gérer en chaque point de coordonnées (i, j) . En posant les conditions limites adéquates au niveau des frontières du domaine d'étude (Fig. 4.6b), le système est alors entièrement défini et la simulation peut débuter. Brièvement, l'algorithme de résolution se déroule comme suit : on injecte dans le milieu semiconducteur une répartition arbitraire de porteurs libres puis on laisse évoluer le système qui va tendre vers une position d'équilibre. Les distributions des charges et du champ sont alors connues lorsque le modulateur est au repos (conditions temporelles initiales t_0). Ensuite, si des tensions dépendantes du temps sont appliquées sur les électrodes, le principe consiste à suivre en temps réel l'évolution du système complet en évaluant systématiquement le triplet de variables $n(x, y, t)$, $p(x, y, t)$ et $V(x, y, t)$ après chaque élément de temps Δt . Pendant cet incrément de temps, le potentiel appliqué au niveau de l'électrode et le champ électrique interne $\overrightarrow{\mathcal{E}}$ sont supposés constants pour pouvoir évaluer les distributions de charges libres à l'instant suivant $t + \Delta t$. Le champ électrique est ensuite recalculé en fonction de cette nouvelle distribution de charges. Cette démarche souligne la difficulté à choisir un compromis entre un pas de discrétisation temporel

Δt suffisamment fin pour être précis et un pas plus large qui allège considérablement les temps de calculs tout en traduisant moins bien le comportement réel.

Finalement, la complexité du dispositif à étudier et les moyens nécessaires à sa résolution numérique non disponibles au laboratoire rendent la simulation du composant difficilement réalisable. En outre, la simulation numérique du système ne peut faire l'objet de cette thèse qui se restreint plus à une étude phénoménologique qu'à une modélisation rigoureuse. Ainsi, le comportement électrique du dispositif n'a pas été complètement caractérisé.

En conclusion au niveau de cette première partie, il faut retenir qu'une différence fondamentale existe entre le comportement électrique des semiconducteurs et celui des matériaux diélectriques comme $LiNbO_3$. Cette divergence de comportement se traduit en termes d'interaction électro-optique par une correction des taux de recouvrements (η_x, η_y) qui deviennent eux mêmes fonctions de la différence de potentiel appliquée au niveau des électrodes [8] :

$$\begin{cases} \eta_x(V_x) = f(V_x) \cdot \frac{\int \int \mathcal{E}_x^N(x, y) |E_{TE}(x, y)|^2 dx dy}{\int \int |E_{TE}(x, y)|^2 dx dy} \\ \eta_y(V_y) = f(V_y) \cdot \frac{\int \int \mathcal{E}_y^N(x, y) E_{TE}^*(x, y) E_{TM}(x, y) dx dy}{\int \int |E_{TE}(x, y)|^2 dx dy} \end{cases} \quad (4.9)$$

avec $f(V_{x,y}) = \frac{d}{V_{x,y}} \mathcal{E}m'_{x,y}$: facteur correctif traduisant l'influence du contact métal / semiconducteur.

Les composantes du champ électrique normalisé $\mathcal{E}_{x,y}^N(x, y)$ possèdent également une forme qui va dépendre de l'extension de la zone de déplétion à travers le semiconducteur.

Après s'être intéressé à l'interaction électro-optique d'un point de vue théorique, il reste maintenant à traiter l'aspect pratique, c'est à dire la réalisation des convertisseurs TE/TM intégrés.

4.2 Fabrication des modulateurs intégrés

Tout comme la fabrication des guides optiques, la réalisation d'électrodes métalliques de très faibles tailles (à l'échelle du micromètre) s'appuie aussi sur l'utilisation des techniques photolithographiques en salle blanche.

4.2.1 Définition des électrodes

La première étape consiste à modéliser les motifs d'électrodes et à les inscrire sur un masque Chrome/ Nickel. Ces motifs sont ensuite reproduits sur les guides semiconducteurs par une succession d'étapes photolithographiques. Le modèle élémentaire à partir duquel sont élaborés tous les suivants est défini *figure 4.7*.

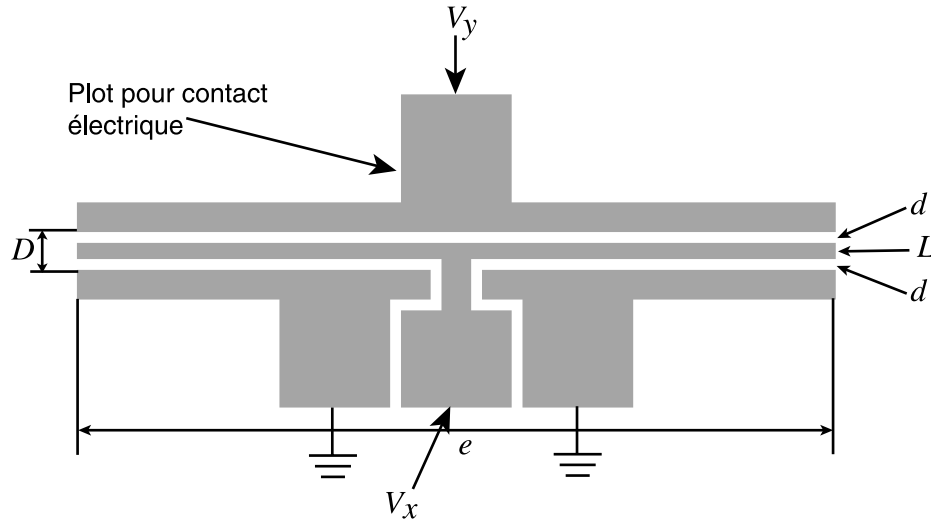


FIG. 4.7: Schéma du jeu d'électrodes retenu.

Ce motif est constitué par quatre électrodes : deux électrodes définissent la masse tandis que les deux autres permettent d'appliquer les tensions V_x et V_y . Ainsi, si le guide est aligné sur l'électrode centrale, deux champs électriques croisés \mathcal{E}_x et \mathcal{E}_y peuvent être appliqués dans la zone guidante. D'un point de vue pratique, les plots vont permettre de relier les électrodes au circuit de commande externe (générateur de tension) par l'intermédiaire de contacts électriques. Ces plots de contacts ont été placés au milieu du motif de manière à pouvoir constamment générer les deux champs électriques, quel que soit la longueur du composant. Parmi les variables affichées sur la *figure 4.7*, seule la largeur de l'électrode centrale L n'a pas encore été définie. Sa valeur est primordiale dans la mesure où l'électrode doit être placée exactement au dessus du ruban définissant le guide optique. Si cette électrode dépasse de part et d'autre, les pertes optiques différentielles TE/TM deviennent très importantes.

4.2.2 Photolithographie et dépôt métallique

Après avoir défini la forme des électrodes, l'étape suivante consiste à reproduire le masque mère sur les guides optiques. Le processus de fabrication des électrodes métalliques est basé sur

une technique couramment employée en micro-électronique : le «*lift-off*». En partant du guide optique, les différentes étapes photolithographiques nécessaires pour aboutir à la création du modulateur sont résumées sur la *figure 4.8*.

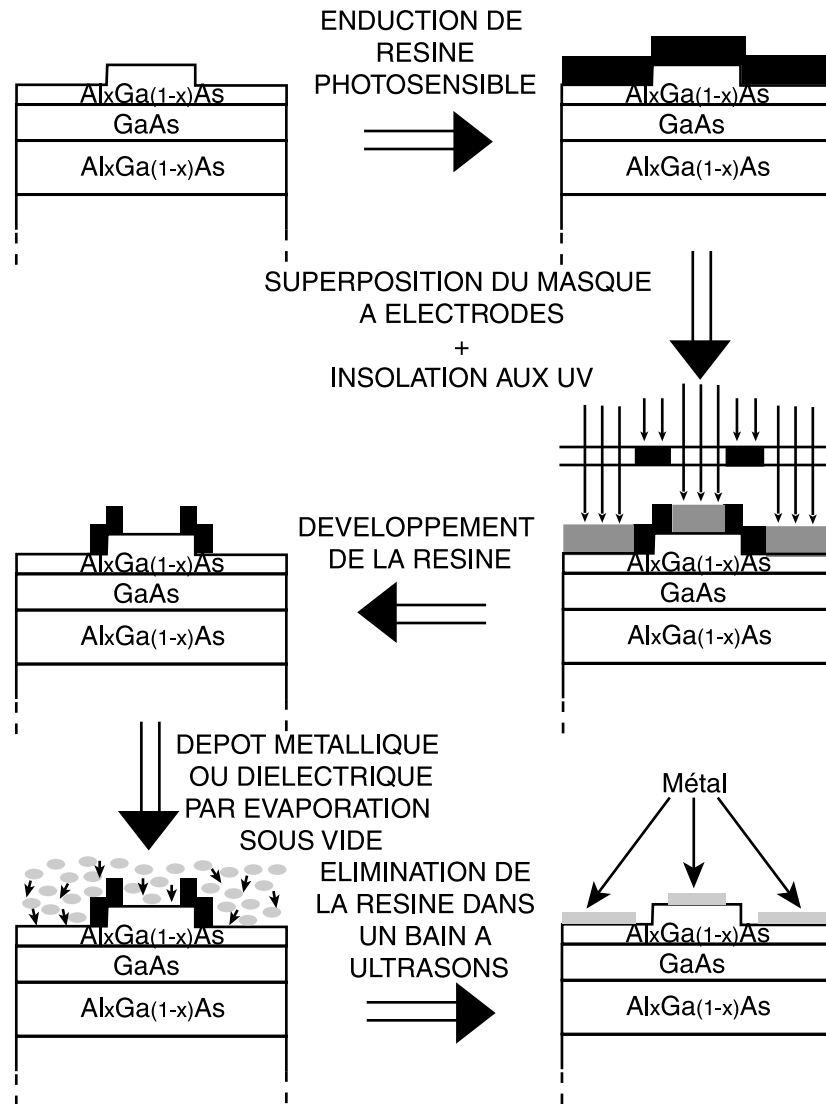
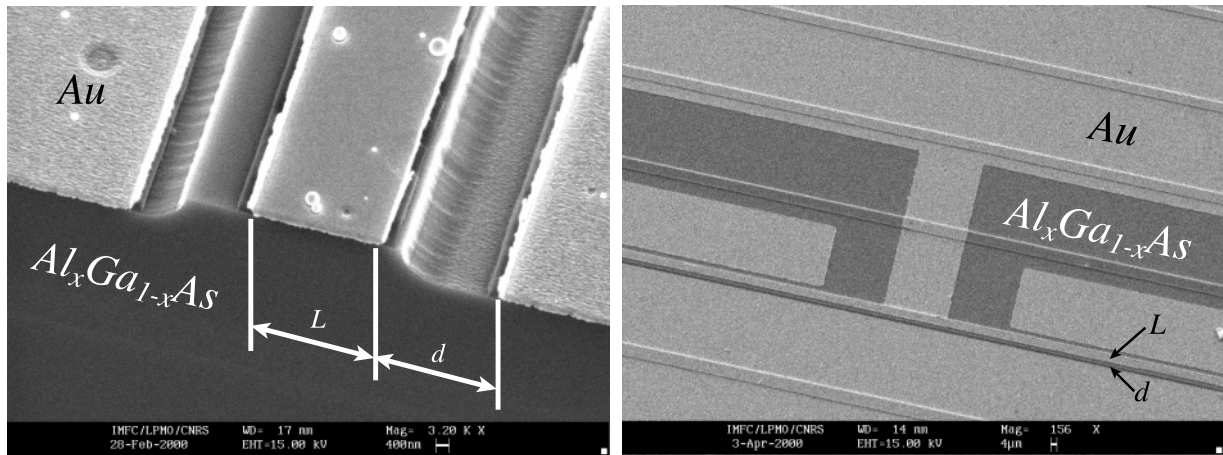


FIG. 4.8: Etapes de fabrication des électrodes métalliques par *lift-off*.

Considérant les guides sur semiconducteur précédemment réalisés, le processus de fabrication débute par une enduction de résine positive photosensible (Shipley Microposit S1828). Les paramètres utilisés pour la tournette sont : une accélération de 1000 tr/mn/s, une vitesse de 3000 tr/mn et une durée de rotation de 30 s. L'échantillon est ensuite placé dans l'étuve pour une pré cuisson de la résine à 95 °C pendant 20 minutes. Puis vient l'étape d'alignement du masque supportant le motif des électrodes sur les guides et l'insolation aux rayons ultra-violet. La résine est ensuite développée, ce qui fait apparaître le motif des électrodes. L'échantillon est

alors plongé dans un bain d'attaque $HCl:H_2O$ (proportions volumiques 1:1) pendant quelques secondes pour désoxyder la surface, ceci juste avant le dépôt métallique. Le métal constituant les électrodes est ensuite déposé par évaporation au canon à électrons («E-Beam evaporation» en anglais) sur les échantillons placés dans une chambre à vide. Les électrodes sont composées d'une couche de 400 Å de titane (Ti) pour augmenter l'accrochage de la couche, puis de 1600 Å d'or (Au). Le bâti d'évaporation utilisé dépose également les couches diélectriques comme la silice (SiO_2) ce qui est particulièrement utile pour la première génération de composants fabriqués à partir de l'hétérostructure à trois couches ($Al_{0.03}Ga_{0.97}As/GaAs/Al_{0.03}Ga_{0.97}As$). Un dépôt supplémentaire de 2000 Å de SiO_2 précède alors celle des métaux pour la réalisation des convertisseurs TE/TM selon cette structure. Les couches étant déposées, la résine qui protège les zones est éliminée en plongeant les échantillons dans une cuve à ultrasons contenant un bain d'attaque de résine (Microposit Remover 1165) chauffé à 50 °C. Au bout de quelques minutes, la résine recouverte de métal disparaît. Enfin, une dernière étape de nettoyage de la surface puis de clivage des faces d'injection termine le processus.



(a) Electrodes déposées sur un guide obtenu par gravure chimique ($L = 5 \mu\text{m}$, $d = 5 \mu\text{m}$).

(b) Zone centrale du motif d'électrodes (cf Fig. 4.7).

FIG. 4.9: Vues MEB d'électrodes en Ti/Au déposées sur guides semiconducteurs.

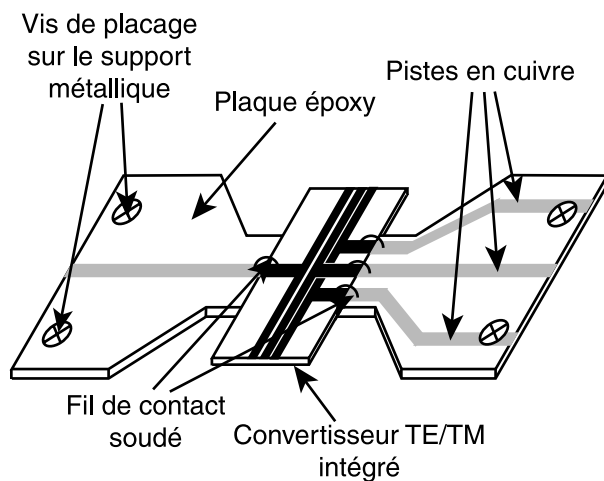
Même s'ils peuvent être améliorés, les résultats obtenus en suivant ce protocole permettent d'atteindre les résolutions visées. Comme le montre la *figure 4.9*, des électrodes très fines (électrode centrale large de $5 \mu\text{m}$ et espacement inter-électrodes de $5 \mu\text{m}$) ont pu être définies sur des guides optiques longs de 2 cm.

La dernière étape pour achever cette étude consiste à vérifier les prédictions théoriques en caractérisant les échantillons.

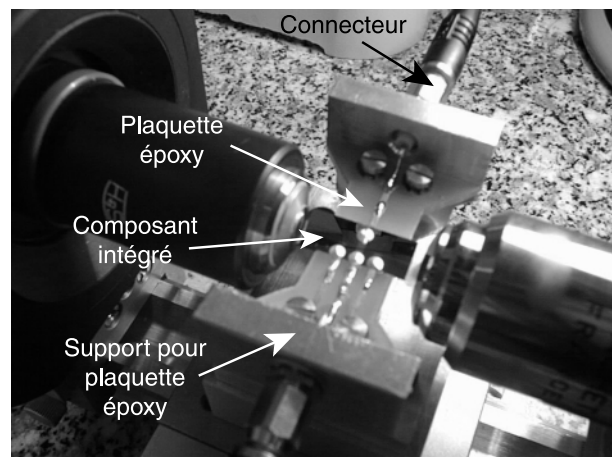
4.3 Caractérisation des composants : validation expérimentale des prévisions théoriques

4.3.1 Montage expérimental

Afin de limiter au maximum le nombre de manipulations des composants intégrés pendant la phase de caractérisation, chaque modulateur est fixé sur une plaquette en résine époxy (Fig. 4.10). Cette plaquette joue le rôle d'embase pour le banc de test. Le composant est d'abord



(a) Schéma du support de montage des composants.



(b) Photographie du convertisseur sur plaquette époxy et inséré sur le support de test.

FIG. 4.10: *Convertisseur en phase finale prêt à être caractérisé.*

inséré dans une fente taillée sur la plaquette. La forme du support est prévue pour pouvoir approcher suffisamment les objectifs focalisant la lumière en entrée de guide, ceci quel que soit la longueur de l'échantillon (Fig. 4.10a). Les quatre pistes en cuivre sont destinées à faire le lien entre les électrodes du modulateur et les connecteurs électriques externes (Fig. 4.10b). La piste est reliée à l'électrode du modulateur par l'intermédiaire d'un petit fil fixé par de la colle conductrice. Ainsi, chaque composant est testé aisément en fixant directement la plaquette sur le support métallique du banc d'essai. A présent, les composants sont prêts à être caractérisés.

Le banc de test utilisé pour la mesure des performances électro-optiques du convertisseur

TE/TM intégré est décrit *figure 4.11*. La source de lumière utilisée est une diode laser fibrée et émettant à la longueur d'onde de $1.3 \mu\text{m}$. La lumière issue de la fibre est collectée par un premier objectif (grossissement $\times 20$) puis envoyée sur le deuxième objectif ($\times 20$) qui focalise le faisceau sur l'entrée du composant. Un polariseur est intercalé entre ces deux objectifs et permet un contrôle permanent sur l'orientation de l'état rectiligne de la lumière incidente. Ensuite, la lumière modulée par le composant est récupérée par un troisième objectif ($\times 20$) puis focalisée sur un photodétecteur. Un deuxième polariseur (analyseur) à orientation modulable est placé entre l'objectif et le photodétecteur. Son rôle consiste à analyser la réponse électro-optique du modulateur. Les tensions électriques V_x et V_y sont appliquées par l'intermédiaire de deux générateurs basse fréquence (BF). Enfin, l'oscilloscope numérique relié au photodétecteur collecte les données expérimentales.

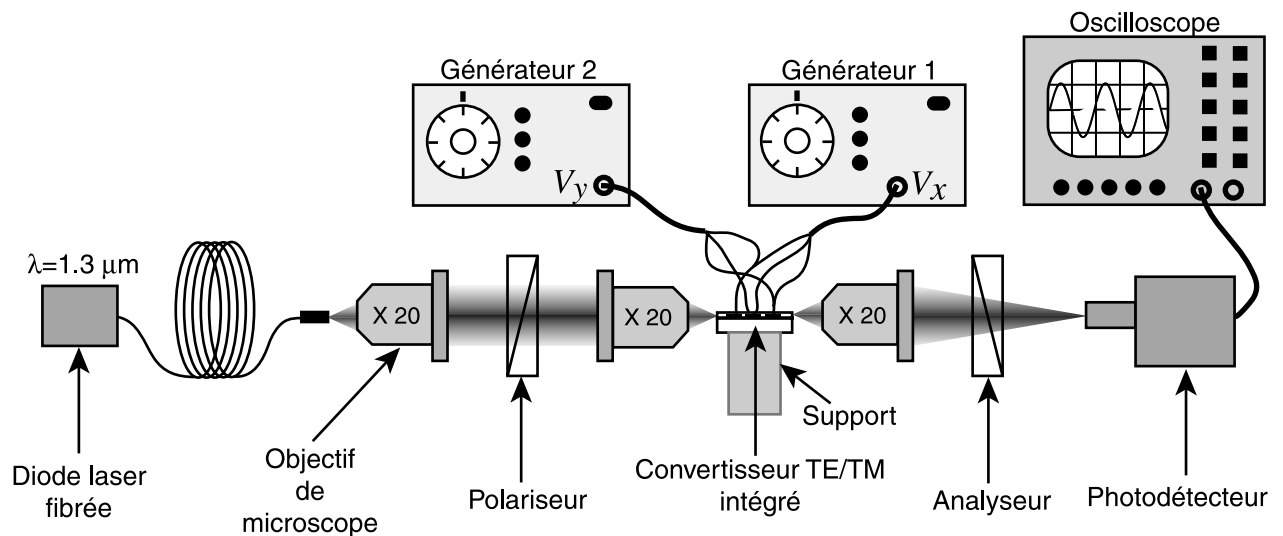


FIG. 4.11: Banc de caractérisation des modulateurs réalisés.

Dans un premier temps, le fonctionnement des guides en régime monomode a été vérifié. La lumière émergeant en sortie du composant a été simplement imagée sur une camera infrarouge. Le résultat présenté *figure 4.12* correspond aux guides réalisés sur l'hétérostructure à 3 couches. La tâche centrale unique observée confirme le comportement monomode des guides réalisés.



FIG. 4.12: Photographie du mode fondamental en sortie de guide pour l'hétérostructure de type $Al_{0.03}Ga_{0.97}As/GaAs/Al_{0.03}Ga_{0.97}As$ avec $\lambda_0 = 1.3 \mu m$.

4.3.2 Mesure des pertes optiques en propagation : sensibilité à la polarisation

Pour la mesure des pertes optiques en propagation, la technique utilisée repose sur le clivage successif du composant et sur la détermination de l'intensité lumineuse transmise pour différentes longueurs [9]. Il faut toutefois remarquer que les mesures ne sont valables que si les pertes sont moyennement élevées (≥ 2 dB/cm). La qualité du clivage successif des faces et l'existence d'une cavité Fabry-Perot parasite rendent la méthode moins fiable pour les mesures de très faibles pertes (< 0.5 dB/cm). Une autre méthode permet une mesure plus fine des pertes optiques en propagation [10]. Elle se base sur les résonances produites par élévation de température de la cavité Fabry-Perot formée par le composant. Toutefois, l'absence au laboratoire de laser suffisamment cohérent à la longueur d'onde $\lambda_0 = 1.3 \mu m$ a empêché la mesure des pertes par cette technique.

Les pertes optiques ont donc été déterminées en utilisant la première méthode. Le principe se base sur la décroissance exponentielle de l'atténuation énergétique en fonction de la distance :

$$I_2^{TE,TM} = I_1^{TE,TM} e^{-\alpha_{TE,TM} \Delta e} \quad (4.10)$$

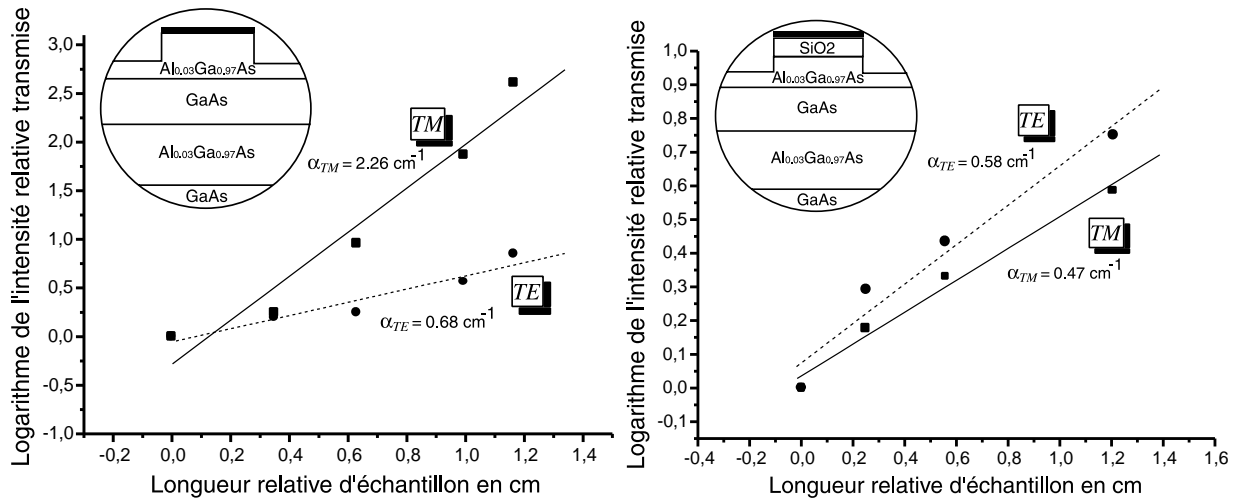
avec $\Delta e = e_2 - e_1$: distance entre deux clivages successifs.

$I_{1,2}^{TE,TM}$: intensité reçue au bout d'une longueur e_2 et e_1 des modes polarisés TE et TM.

$\alpha_{TE,TM}$: coefficient d'atténuation énergétique des modes TE et TM.

Si les points de donnée sont exprimés comme le logarithme du rapport entre intensités en fonction de la longueur d'échantillon, le coefficient d'atténuation $\alpha_{TE,TM}$ est obtenu par dé-

termination de la pente de la droite expérimentale ainsi formée.



(a) Hétérostructure à 3 couches.

(b) Hétérostructure à 3 couches avec couche tampon en silice.

FIG. 4.13: Mesure des pertes TE/TM en propagation dans le composant.

Les premières mesures de pertes ont été réalisées sur le guide optique fabriqué à partir de l'hétérostructure à 3 couches. Les paramètres géométriques résultant des étapes de fabrication sont : $l = 6 \mu\text{m}$, $h = 700 \text{ nm}$, $d = 8 \mu\text{m}$, $L = 4 \mu\text{m}$ et $D = 20 \mu\text{m}$. Les résultats obtenus sur la figure 4.13(a) montrent que dans le cas d'un guide sans couche tampon, les pertes du mode polarisé TM sont très supérieures (9.8 dB/cm) à celles du mode TE (3 dB/cm). Si une couche tampon en silice (SiO_2) de $0.2 \mu\text{m}$ est insérée entre la gaine supérieure et le métal, les pertes en propagation du mode TM chutent à 2 dB/cm et celles du mode TE passent à 2.5 dB/cm (Fig 4.13(b)). Malgré les imprécisions liées à la méthode utilisée (points relativement dispersés), les données expérimentales confirment le comportement prévu par la théorie, à savoir une baisse des pertes optiques du mode polarisé TM en présence de l'électrode métallique centrale par action d'une couche tampon. La sensibilité du composant à la polarisation est dans ce cas faible. Néanmoins, les pertes résultantes, qui sont à présent insensibles à la polarisation, demeurent assez élevées (autour de 2 dB/cm) et très loin des 0.3 dB/cm rencontrés dans la littérature [11]. Dans un premier temps, les erreurs propres à la méthode de mesure peuvent être en partie responsables de cet écart. On peut citer entre autres les défauts d'alignement successifs à l'injection ou la qualité des faces clivées. Mais il faut également tenir compte d'autres causes

de pertes comme le vieillissement au contact de l'air des structures non protégées, les défauts cristallins produits lors de la croissance épitaxiale et enfin les pertes optiques par fuite dans le substrat. Finalement, l'accumulation de ces différents facteurs peut justifier l'importance des pertes obtenues.

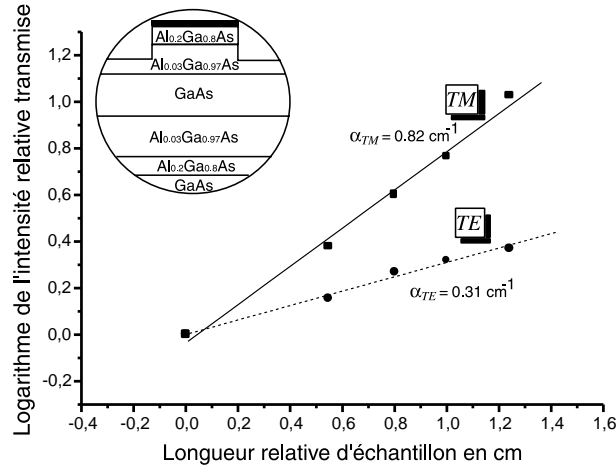


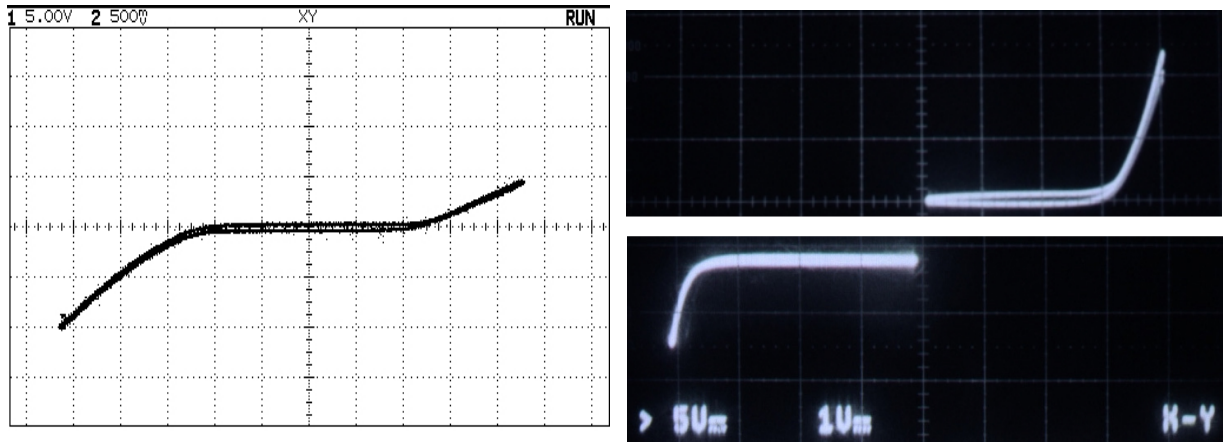
FIG. 4.14: Mesure des pertes TE/TM dans le cas de l'hétérostructure à 5 couches.

En ce qui concerne les composants fabriqués à partir de la seconde hétérostructure ($l = 8 \mu\text{m}$, $h = 1300 \text{ nm}$, $d = 5 \mu\text{m}$, $L = 5 \mu\text{m}$ et $D = 15 \mu\text{m}$), les points expérimentaux obtenus forment quasiment une droite ce qui souligne la qualité des mesures effectuées (Fig. 4.14). Par contre, les pertes optiques sont à nouveau sensibles à la polarisation puisque l'on trouve un coefficient d'atténuation de 3.5 dB/cm pour le mode TM et 1.3 dB/cm pour le mode TE. Cette différence s'explique d'abord par le décalage observé entre les motifs d'électrodes et le guide optique (Fig. 4.9a). Ainsi, l'électrode latérale, très proche du coeur à cause de la gravure, se retrouve légèrement au dessus du guide. L'atténuation du mode TM est alors assez élevée.

4.3.3 Caractérisation des contacts électriques

Après l'étude optique, le composant doit être caractérisé d'un point de vue électrique. Les figures 4.15a,b correspondent aux caractéristiques quasi-statiques courant/tension d'un jeu d'électrodes de type Au/Ti sur la première hétérostructure (3 couches épitaxiées) puis la seconde hétérostructure (5 couches épitaxiées). On retrouve le comportement de deux diodes Schottky têtes bèches décrit dans le paragraphe 4.1.2.1. Sur la première figure, le courant de redressement apparaît pour des tensions de seuil égales à $\pm 10 \text{ V}$. Si les tensions appliquées sur les électrodes dépassent ces seuils, un courant va transiter d'une électrode à l'autre. Il

en résulte un passage des porteurs de charge à travers la zone guidante qui produit un effet d'absorption parasite. L'effet électro-optique recherché est alors masqué. De plus, si le passage de courant est trop important (plusieurs mA), le composant risque de s'échauffer provoquant ainsi des effets thermiques indésirables voir même claquer lorsque le champ électrique est trop intense (Fig. 4.16).



(a) Caractéristique quasi-statique $I = f(V)$ pour le premier modulateur ; échelle horizontale 1 div \rightarrow 5 V, échelle verticale 1 div \rightarrow 200 μ A.

(b) Caractéristique quasi-statique $I = f(V)$ pour le second modulateur ; échelle horizontale 1 div \rightarrow 17 V, échelle verticale 1 div \rightarrow 400 μ A.

FIG. 4.15: *Caractérisation des électrodes métalliques.*

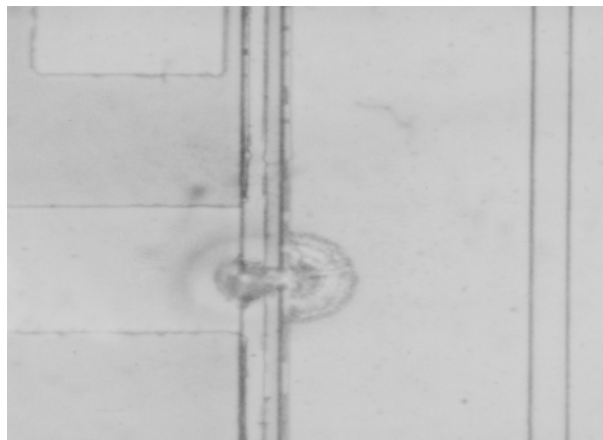


FIG. 4.16: *Phénomène de claquage observé au microscope.*

En ce qui concerne les contacts réalisés sur la première hétérostructure, les seuils observés sont assez bas (une dizaine de volts). Un tel comportement peut s'expliquer par une mauvaise définition des électrodes lors des étapes photolithographiques. A certains endroits, une

irrégularité peut créer un effet de pointe qui détériore les caractéristiques électriques et qui augmente la sensibilité au claquage du composant.

Les composants fabriqués à partir de la seconde hétérostructure possèdent de bien meilleures caractéristiques électriques avec des tensions de seuils supérieures à ± 50 V (Fig. 4.15b). Ils sont par conséquent très bien adaptés à la modulation électro-optique sur semiconducteur.

La caractérisation dynamique des électrodes a été effectuée à l'aide d'un analyseur scalaire micro-onde associé à un photodétecteur rapide. L'ensemble du montage autorise une mesure de bande passante allant jusqu'à 20 GHz. Un signal électrique balayant toutes les fréquences est envoyé sur l'électrode V_x et la réponse en modulation est affichée sur l'analyseur scalaire. La figure 4.17 montre la réponse expérimentale obtenue sur un des modulateurs. La bande passante à -3 dB est estimée approximativement à 600 MHz. Cette faible valeur s'explique par un circuit d'excitation non optimisé mais également par la forme très simple des électrodes dites «capacitives». La bande passante électrique du composant sera donc limitée par la constante de temps $\tau = RC$ de ses électrodes. Ce choix d'électrodes non optimisées en termes de bande passante est justifié car, dans un premier temps, l'étude du composant est focalisée sur l'action simultanée des deux champs électriques afin d'améliorer les tensions de commandes. Toutefois, il serait envisageable d'utiliser ultérieurement des électrodes à ondes progressives pour améliorer la bande passante des modulateurs [12].

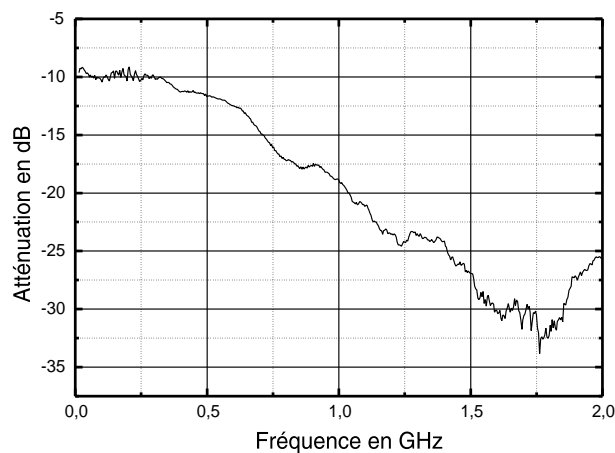


FIG. 4.17: Bande passante en modulation de phase (V_x) du modulateur chargé sur 50Ω .

4.3.4 Fonctionnement du champ d'accord de phase \mathcal{E}_x : modulation de phase

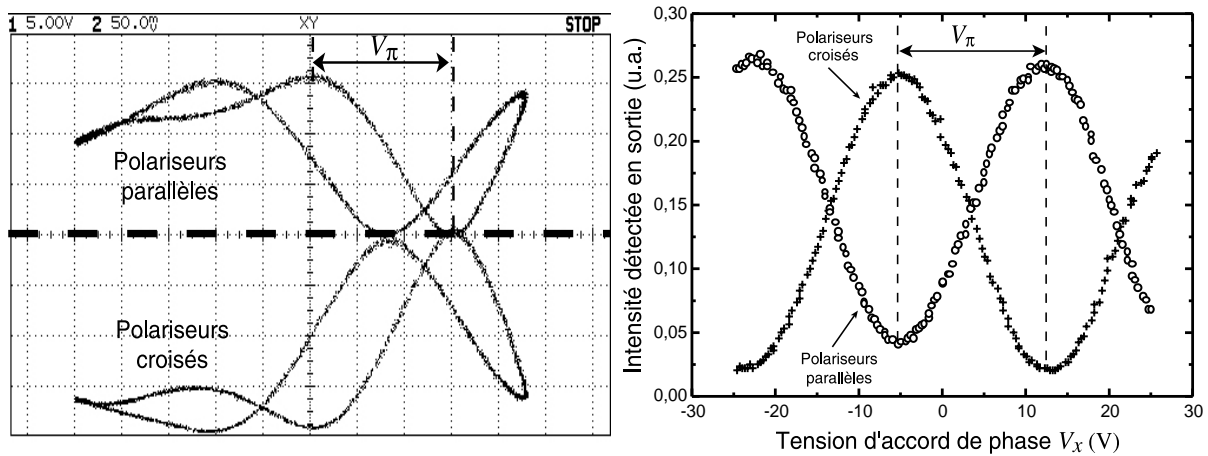
Après s'être intéressé à l'aspect optique puis électrique, il reste maintenant à caractériser l'effet électro-optique en lui-même. Le fonctionnement du champ électrique vertical doit être vérifié. Pour cela, la méthode utilisée consiste à moduler la phase de l'onde guidée et à observer le comportement électro-optique par l'intermédiaire d'un système interférentiel. Le signal optique incident passe à travers le premier polariseur orienté à 45° des axes X (TM) et Y (TE) du composant. Une tension alternative $V_x(t)$ de fréquence f est appliquée sur l'électrode centrale. L'onde optique modulée traverse ensuite l'analyseur qui est en position parallèle ou croisée par rapport au polariseur en entrée. La réponse optique résultante est récupérée par le photodétecteur puis observée sur l'oscilloscope. En se référant au chapitre II.3, la fonction de transfert théorique possède la forme suivante :

$$I_{crois}^{para} = \frac{I_0}{2} \left[1 \pm \cos \left(\pi \left(\frac{2\delta n e}{\lambda_0} - \frac{V_x}{V_\pi} \right) \right) \right] \quad (4.11)$$

où I_0 désigne l'intensité incidente.

La réponse électro-optique en modulation de phase se traduit donc par une courbe sinusoïdale de périodicité $2V_\pi$. Les renseignements acquis à partir de cette réponse expérimentale permettent de déduire directement certains paramètres comme la tension demi-onde V_π puis indirectement le taux de recouvrement η_x . Les figures 4.18a,b correspondent aux courbes obtenues expérimentalement.

La symétrie des réponses suivant les deux configurations de polariseurs confirme la présence de l'effet électro-optique. En ce qui concerne les modulateurs dont les contacts sont de type $Au/Ti/SiO_2$ (Fig. 4.18a), on observe une déformation de la courbe de réponse pour les tensions négatives. On peut toutefois noter une tension demi-onde V_π de 15 volts qui laisse supposer que le taux de recouvrement champ électrique/champ optique avoisine les 0,6. D'autre part, on constate une hystérésis qui persiste même quand la fréquence de modulation évolue. Celle-ci peut traduire un mouvement de charges à l'intérieur du semiconducteur et sous les électrodes. La remarque la plus importante concerne la modulation en régime statique ($f = 0$ Hz). En effet, nous avons observé systématiquement un effondrement complet de la réponse électro-optique dès que la fréquence de modulation descendait en dessous de quelques Hertz. Il semble que dans cette configuration d'électrodes le champ électrique vertical \mathcal{E}_x soit



(a) Modulateur avec couche en SiO_2 . $f = 260$ kHz, $d = 8 \mu\text{m}$, $e = 2$ cm.

(b) Modulateur basé sur l'hétérostructure à 5 couches. $f = 5$ kHz, $d = 5 \mu\text{m}$, $e = 1.55$ cm.

FIG. 4.18: Fonctionnement des composants en modulation de phase.

complètement inopérant en régime statique. Le même phénomène a été récemment observé par *Bek et Al* [13] sur des coupleurs électro-optique en $Al_xGa_{1-x}As$ possédant une couche oxydée en surface. L'annihilation du champ par la présence de charges au niveau de l'interface semiconducteur/silice pourrait être une explication. Néanmoins, à notre connaissance ce comportement n'a pas encore été clairement expliqué.

A l'aide de ces premières remarques, il est possible d'établir un premier bilan. Comme le principe de fonctionnement du convertisseur TE/TM se base sur l'effet statique du champ \mathcal{E}_x pour contrôler la désadaptation de phase entre les modes polarisés TE et TM (voir chapitre II), les modulateurs préparés à partir de la première hétérostructure sont à proscrire.

En comparaison, les courbes de réponse des modulateurs fabriqués à partir de la seconde hétérostructure sont de bien meilleure qualité (Fig 4.18b). On mesure un V_π de 17 volts ce qui nous permet d'en déduire un taux de recouvrement η_x de 0,45. A première vue un constat s'impose déjà : la modélisation développée au début chapitre ne permettait pas de prévoir un comportement parfaitement sinusoidal à cause d'un coefficient de recouvrement η_x dépendant de V_x . Toutefois, en faisant varier la fréquence du modulation, le comportement prévu se manifeste. En effet, on observe systématiquement une dégradation puis une disparition complète de la réponse électro-optique pour des tensions $V_x(t)$ négatives lorsque la fréquence diminue

en dessous de quelques Hertz (Fig. 4.19a,b,c,d). Une telle évolution du comportement en fonc-

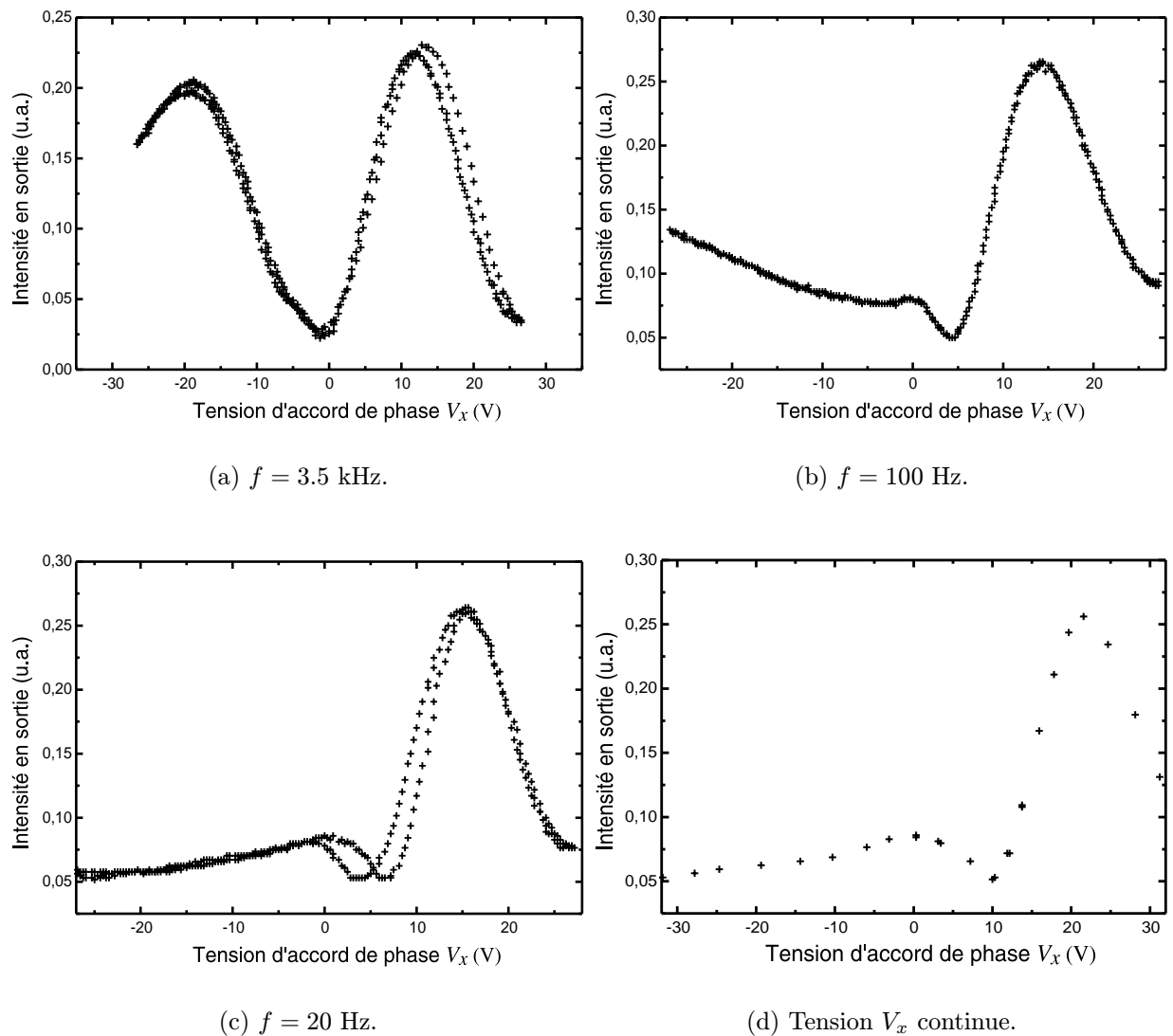


FIG. 4.19: Evolution de la réponse électro-optique en modulation de phase lorsque les polariseurs sont en configuration croisée pour un modulateur réalisé sur l'hétérostructure à 5 couches.

tion de la fréquence ne peut s'expliquer que par une modification des propriétés électriques internes au semiconducteur. L'existence d'un temps de relaxation ou d'inertie assez élevé (de l'ordre de la milliseconde) pour l'ensemble des charges libres semble en être la raison [14]. En effet, en régime quasi-statique l'extension de la zone de déplétion à travers le guide optique dépend de la différence de potentiel appliquée entre les électrodes. On peut considérer que si la tension varie alternativement, les charges sont très rapidement repoussées de part et d'autre des électrodes. Toutefois, lorsque la période de modulation $T = 1/f$ augmente devant cette

constante de temps, il s'ensuit une création de paires électron-trou au niveau de la zone de déplétion par génération thermique. Le taux de génération $G_{n,p}$ étant supérieur au taux de recombinaison $U_{n,p}$ à l'intérieur de cette zone, les charges créées migrent de part et d'autre de la zone par l'intermédiaire du champ électrique quasi-statique présent. Il y a alors diminution progressive de l'extension des zones vides en porteurs de charge libre sous les électrodes et à travers le guide optique. Au contraire, si la période de modulation diminue devant T , ce phénomène ne peut avoir lieu à cause de son temps d'inertie élevé. Le semiconducteur soumis à l'action du champ électrique alternatif fonctionne dans ce cas de manière comparable à un matériau diélectrique. On retrouve un V_π constant et une courbe de modulation sinusoidale (Fig. 4.18b) comme dans le cas d'une modulation sur matériau diélectrique ($LiNbO_3$).

Finalement, les remarques faites au cours de ce paragraphe nous conduisent à penser qu'il existe deux régimes de fonctionnement :

- Un régime quasi-statique ($f <$ quelques Hz) où le temps de relaxation des porteurs de charge libres est tel qu'une situation d'équilibre peut s'établir. Le système correspond alors au cas étudié en première partie de chapitre. L'extension de la zone de déplétion, donc des lignes de champ électrique, est liée à la différence de potentiel appliquée entre les deux électrodes. Les calculs électro-optiques traités dans le deuxième chapitre restent applicables. L'unique différence se situe au niveau des taux de recouvrement champ optique/champ électrique (η_x, η_y) traduisant l'inhomogénéité du champ électrique. Ces derniers deviennent dépendant des tensions appliquées sur les électrodes (V_x, V_y). On peut parler alors de taux de recouvrement statiques (η_x^s, η_y^s).
- Un régime dynamique ($f >$ quelques Hz) où les charges sont constamment repoussées par les zones de déplétion hors de la zone guidante. Cette dernière apparaît alors sans charges libres et possède un comportement sensiblement équivalent à celui d'un diélectrique. Dans ce cas, les taux de recouvrement η_x, η_y sont indépendants des tensions V_x, V_y . On parle de taux de recouvrement dynamiques (η_x^d, η_y^d).

4.3.5 Fonctionnement des deux composantes $\mathcal{E}_y, \mathcal{E}_x$: conversion TE/TM et contrôle de phase

Après avoir testé l'efficacité du champ \mathcal{E}_x en modulation de phase, l'action simultanée des deux champs croisés ($\mathcal{E}_y, \mathcal{E}_x$) doit être testée afin de vérifier les prévisions théoriques. Pour cela,

le polariseur en entrée est orienté parallèlement à l'axe X (resp. Y) du cristal pour injecter une onde polarisée TM (resp. TE). En sortie, on oriente l'analyseur suivant l'axe Y (resp. X) de manière à recevoir le taux de conversion TE/TM sur le photodétecteur.

Seuls les composants basés sur la seconde hétérostructure ont pu être caractérisés en raison des problèmes rencontrés avec la couche en SiO_2 . Les dimensions d'électrodes mesurées sur le démonstrateur sont les suivantes : une largeur entre électrodes latérales $D = 14 \mu\text{m}$, une distance électrode centrale/latérale $d = 5 \mu\text{m}$ et une longueur d'électrodes $e = 1.9 \text{ cm}$. Le test en modulation de phase nous a permis de lever l'indétermination sur un premier paramètre caractéristique du convertisseur TE/TM : la tension demi-onde. Sachant que $V_\pi = 15 \text{ V}$, le taux de recouvrement vertical dynamique vaut : $\eta_x^d = \frac{-\lambda_0 d}{n_{TE}^3 r_{41} e V_\pi} \simeq 0.4$ avec $\lambda_0 = 1.3 \mu\text{m}$, $n_0 = 3.41$, $r_{41} = -1.4 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$.

4.3.5.1 Conversion TE/TM sans accord de phase ($V_x = 0 \text{ V}$)

Dans un premier temps, on applique une tension de conversion $V_y(t)$ alternative sinusoïdale d'amplitude $\pm 50 \text{ V}$ et de fréquence environ 1 kHz . La tension d'accord de phase V_x reste bloquée à 0 Volts . La réponse expérimentale en conversion TM/TE est représentée *figure 4.20*. La courbe en traits pleins se base sur le modèle théorique développé dans le *chapitre II*. Les

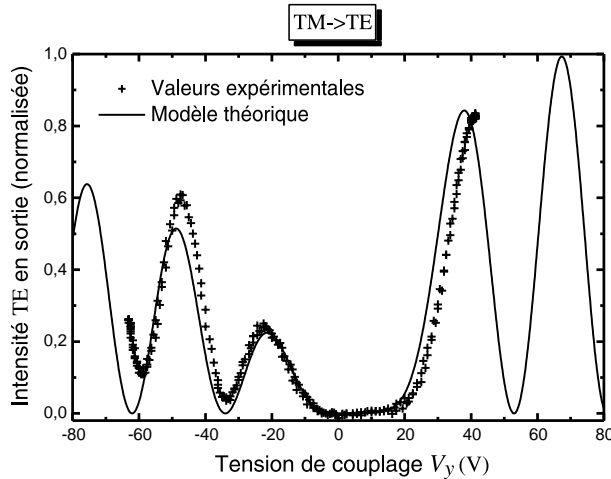


FIG. 4.20: Conversion TM/TE avec $V_x = 0 \text{ V}$. $f \simeq 1 \text{ kHz}$.

paramètres caractéristiques utilisés dans ce modèle ont été optimisés de manière à correspondre

le mieux possible aux résultats expérimentaux :

$$\begin{cases} V_{\pi} = 15V \\ V_{PM} = -33V \\ V_{MC} = 13.5V \\ \zeta = 0.4 \end{cases} \quad (4.12)$$

Ceci permet de retrouver les 2 paramètres opto-géométriques manquants :

$$\eta_y^d = \frac{-\lambda_0 D}{2n_0^3 r_{41} L V_{MC}} \simeq 0.64 \text{ et } \delta n = \frac{n_0^3 r_{41} \eta_x^d V_{PM}}{2d} \simeq 7.3 \cdot 10^{-5}.$$

D'après le *graphe 4.20*, l'allure globale de la réponse en conversion TE/TM vérifie les prévisions basées sur la théorie des modes couplés. La cohérence des paramètres déduits à partir de la simulation renforcent ce constat. En effet, la biréfringence modale du convertisseur intégré est estimée à $7.3 \cdot 10^{-5}$ alors que les simulations basées sur la méthode de *Galerkin* nous indiquent une valeur proche de $6 \cdot 10^{-5}$. De plus, le coefficient de couplage ζ entre les tensions V_x et V_y est estimé à 0.4. Cette valeur relativement élevée ne peut provenir que d'un décalage des électrodes par rapport au guide. L'interaction est alors prépondérante dans cette configuration (Fig. 4.21). Cette situation a effectivement été constatée sur le modulateur (voir Fig. 4.9b) que nous avons utilisé.

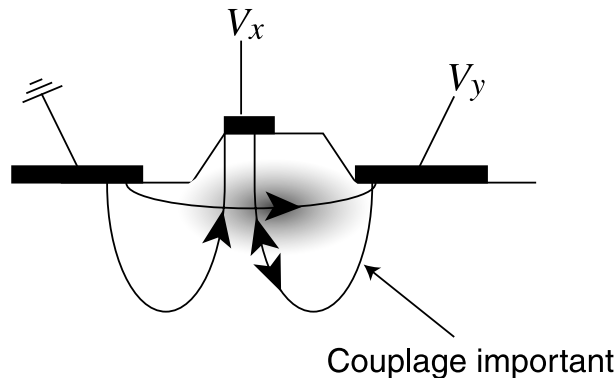


FIG. 4.21: Schéma de forte interaction entre les électrodes.

En termes de performances, les résultats sont acceptables puisque l'on peut obtenir un taux de conversion TE/TM supérieur à 80 % en appliquant une tension de conversion comprise entre 20 V et 40 V.

La suite de la caractérisation du composant va consister à vérifier maintenant si le taux de

couplage TE/TM réagit en fonction de la tension d'accord de phase V_x appliquée.

4.3.5.2 Conversion TE/TM avec désaccord de phase ($V_x > 0$ V)

En appliquant une tension V_x positive, on observe une dégradation progressive de la réponse en conversion TE/TM. Les figures 4.22a, 4.22b correspondent aux courbes de conversion TE/TM lorsque $V_x = 10$ V et 15 V respectivement. Encore un fois, le modèle théorique et le comportement réel du composant concordent. En effet, la tension de «désaccord» de phase V_x

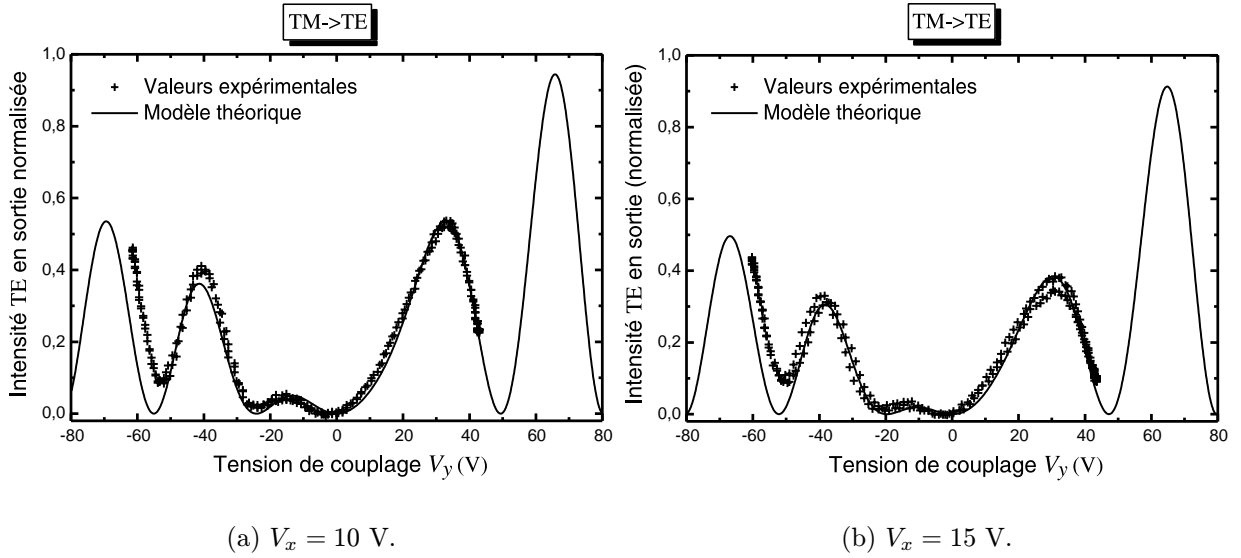


FIG. 4.22: Conversion TM/TE avec $V_x > 0$ V, $f \simeq 1$ kHz.

accentue le décalage entre les constantes de propagation β'_{TE} et β'_{TM} ce qui limite d'autant plus le couplage entre les modes guidés TE/TM.

4.3.5.3 Conversion TE/TM avec accord de phase ($V_x < 0$ V)

En suivant le raisonnement basé sur la théorie des modes couplés, le taux de conversion TE/TM sera amélioré si la tension d'accord de phase V_x appliquée est négative. En réalité, le comportement observé ne répond pas entièrement à nos espérances. D'après les courbes 4.23a et 4.23b, les données expérimentales et le modèle théorique semblent ne pas coïncider complètement. Le lobe qui devait apparaître autour de $V_y = 10$ V ne semble pas ou peu se manifester même lorsque la tension d'accord de phase V_x passe de -10 V à -15 V. De ce fait, la condition d'accord de phase parfaite $V_x = V_{PM} + \zeta V_{MC} = -27.6$ V n'a pas été testée pour

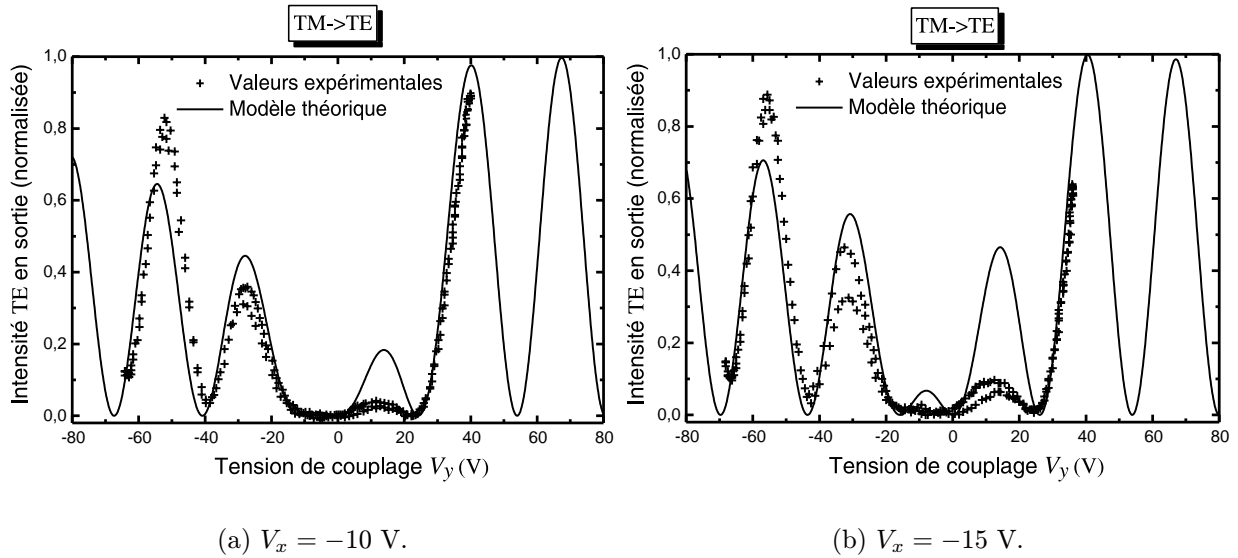


FIG. 4.23: Conversion TM/TE avec $V_x < 0$ V, $f \simeq 1$ kHz.

éviter de détériorer inutilement le composant. On en déduit finalement une quasi-inefficacité du champ d'accord de phase \mathcal{E}_x . D'après les remarques faites au cours du paragraphe 4.3.4, un tel phénomène était à prévoir. En effet, avec cette configuration d'électrodes, l'efficacité de l'interaction électro-optique décroît en fonction de la fréquence pour finalement s'annihiler lorsque $f = 0$ Hz (Fig. 4.19d). Le taux de couplage ne peut donc pas être amélioré lorsque de faibles tensions de conversion V_y sont appliquées (typiquement 10 V).

Par contre, si on poursuit le raisonnement tenu précédemment en appliquant une tension d'accord de phase alternative, l'efficacité électro-optique pour des tensions négatives doit réapparaître pour des fréquences de modulation supérieures à quelques dizaines de Hertz. Dans ce cas, l'accord de phase peut être partiellement réalisé (uniquement pendant le laps de temps où V_x est négative). L'expérience a été réalisée en remplaçant la tension continue V_x par une tension alternative de plusieurs Hertz. La figure 4.24 présente le résultat obtenu en prenant un instantané de la courbe de conversion TE/TM lorsque V_x est négative.

On observe maintenant l'apparition du lobe sur la courbe de conversion TE/TM. Il y a donc bien une amélioration du taux de couplage même pour de faibles tensions de conversion appliquées (50 % de conversion avec $V_y = 10$ V). Les suppositions avancées dans le paragraphe 4.3.4 semblent donc être vérifiées. Il faut noter que cette remarque est encourageante en ce qui concerne le fonctionnement du composant en brouilleur de polarisation puisque les tensions

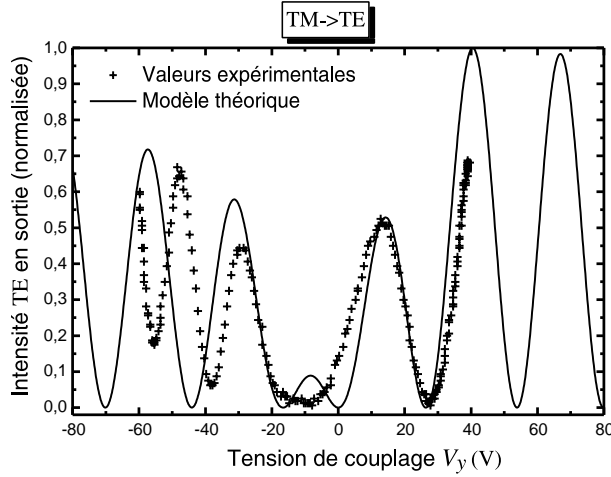


FIG. 4.24: Tension d'accord de phase V_x alternative (quelques Hertz), $f \simeq 1$ kHz. Dans ce cas, $V_x = -16$ V.

appliquées V_x , V_y seront alternatives et de fréquences supérieures au kiloHertz.

Finalement, cette configuration d'électrodes, adaptée pour la conversion TE/TM sur les matériaux diélectriques comme $LiNbO_3$, devra être revue et modifiée pour être complètement efficace sur semi-conducteur III-V. Néanmoins, les résultats obtenus sont encourageants puisqu'il est quand même possible d'obtenir 90 % de conversion TM/TE en faisant varier la tension de conversion V_y entre 20 V et 40 V, et en maintenant V_x à -10 V (Fig. 4.23a).

4.3.6 Tests en brouillage de polarisation

En modifiant les tensions de commande, le composant intégré peut jouer le rôle d'un brouilleur de polarisation. D'après les prédictions théoriques du *chapitre II*, le dispositif doit être capable de fonctionner comme une lame demi-onde en rotation. Pour observer l'apparition d'une rotation de polarisation, on injecte en entrée de composant une onde polarisée rectiligne et orientée d'un angle α par rapport à l'axe Y . Les tensions dynamiques appliquées sur les électrodes sont du type :

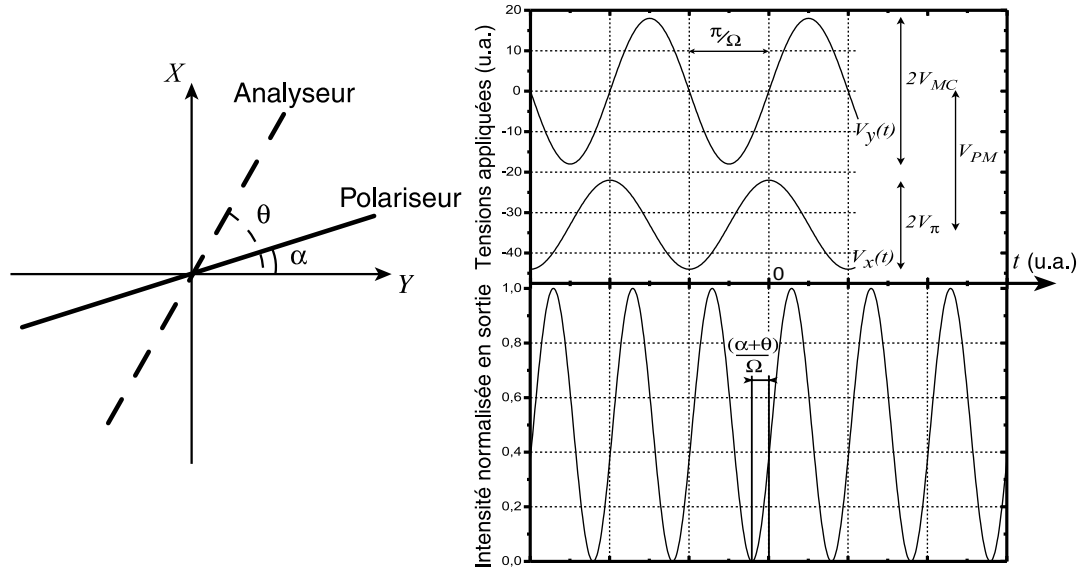
$$\begin{cases} V_x(t) = V_\pi \cos(\Omega t) + V_{PM} \\ V_y(t) = V_{MC} \sin(\Omega t) \end{cases} \quad (4.13)$$

Un analyseur orienté d'un angle θ par rapport à l'axe Y permet de vérifier si effectivement il se produit une rotation dynamique du plan de polarisation (Fig. 4.25a). A l'aide de la matrice de *Jones* de la lame demi-onde en rotation (Eq. 2.31) et en tenant compte de l'orientation des

polariseurs, l'intensité détectée possède la forme suivante :

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(2\Omega t - 2(\alpha + \theta))] \quad (4.14)$$

Le signal optique reçu correspond à une sinusoïde dont la fréquence est doublée par rapport au signal excitateur. L'orientation des polariseurs introduit juste un décalage de la courbe (Fig. 4.25b).



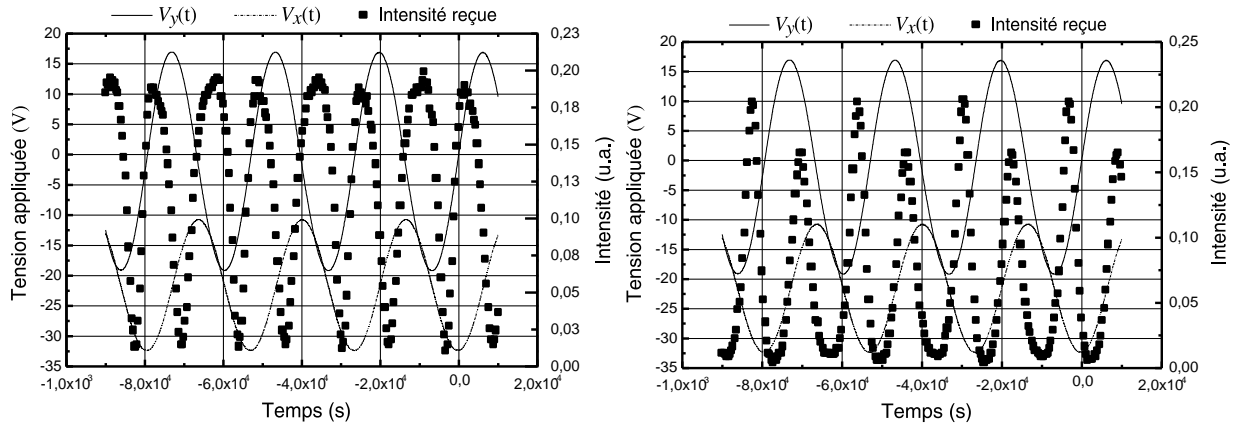
(a) Schéma de configuration des polariseurs.

(b) Evolution de l'intensité détectée derrière l'analyseur en fonction des tensions appliquées.

FIG. 4.25: Fonctionnement du composant en brouillage de polarisation.

Le composant utilisé pour cette manipulation ne correspond pas à celui étudié précédemment. Les paramètres caractéristiques mesurés pour ce nouveau modulateur sont les suivants : $V_\pi = 10.5$ V, $V_{PM} = -33$ V, $V_{MC} = 18$ V, $\zeta = 0.15$. On remarque que le taux de couplage entre les champs électriques est plus faible que sur le modulateur précédent ce qui est plus intéressant pour effectuer la fonction de brouillage en polarisation (voir *chapitre II*).

En comparant les données expérimentales au modèle théorique (Eq. 4.14), on constate que la rotation n'est pas complète mais le composant réagit toutefois de manière favorable aux tensions appliquées. En effet, les *graphes 4.26a,b* présentent les résultats obtenus en brouillage



(a) Tensions appliquées et intensité détectée en configuration de polariseurs parallèles. $\alpha = \pi/4$ rad, $\theta = \pi/4$ rad.

(b) Tensions appliquées et intensité détectée en configuration de polariseurs croisés. $\alpha = \pi/4$ rad, $\theta = 3\pi/4$ rads.

FIG. 4.26: *Brouillage en polarisation*. $f \simeq 1.3$ kHz.

de polarisation lorsque les tensions appliquées sont de la forme :

$$\begin{cases} V_x(t) = 10.5 \cos(8168t) - 22 \\ V_y(t) = 18 \sin(8168t) \end{cases} \quad (4.15)$$

L'intensité détectée en sortie d'analyseur possède effectivement une forme quasi-sinusoïdale dont la fréquence est doublée par rapport aux tensions de commande $V_x(t)$ et $V_y(t)$. En configuration d'analyseur parallèle ($\alpha = \theta = \pi/4$ rad) ou croisée ($\alpha = \pi/4$ rad, $\theta = 3\pi/4$ rads) par rapport au polariseur, les signaux optiques détectés sont bien en opposition de phase (Fig. 4.26a,b). En conclusion, il faut signaler que nous n'avons pas réalisé l'accord de phase complet ($V_{PM} = -22$ V au lieu de -33 V) au cours des mesures afin d'éviter la détérioration (claquage) du dernier composant. En utilisant les tensions adéquates, la rotation pourrait probablement être complète.

4.4 Conclusion

Ce dernier chapitre nous a permis de développer l'aspect relatif au comportement électronique du semiconducteur face à l'application d'une différence de potentiel. Afin de vérifier les prédictions théoriques, nous avons complété l'étude par la réalisation des convertisseurs TE/TM intégrés. En partant des guides optiques réalisés au préalable, nous avons fabriqué

puis caractérisé les modulateurs intégrés. Les résultats expérimentaux obtenus mettent en évidence un comportement électro-optique particulier qui se différencie des matériaux diélectriques ($LiNbO_3$, polymères). Ainsi, les modulateurs possédant une couche de protection en silice se révèlent être incapables de fonctionner correctement en régime statique, ce qui démontre l'inefficacité de la configuration choisie. Par contre, les modulateurs fabriqués à partir de l'hétérostructure à 5 couches réagissent de manière plus encourageante aux divers tests. La plupart des résultats issus de la caractérisation concordent avec les simulations numériques (biréfringence modale de $7 \cdot 10^{-5}$ au lieu de $6 \cdot 10^{-5}$) mis à part l'inefficacité de l'interaction électro-optique lorsque des tensions statiques négatives V_x sont appliquées sur le composant. Ce comportement électrique particulier en régime statique semble donc poser problème en diminuant l'efficacité du système d'électrodes proposé. Toutefois, les performances mesurées en conversion TE/TM ou en brouillage de polarisation sur ces premiers prototypes sont très acceptables (taux de conversion TE/TM égal à 90% pour une tension appliquée V_y de 40 V) même si les capacités en modulation ne sont pas entièrement exploitées.

Bibliographie

- [1] H. Mathieu, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, Masson (1998).
- [2] P. N. Favennec, *Technologies pour les composants à semiconducteurs*, Masson (1996).
- [3] S. M. Sze, D. J. Coleman et A. Loya, “Current transport in metal-semiconductor-metal (MSM) structures,” *Solid-St. Electron.*, **14**, pp. 1209–1218 (1971).
- [4] M. Kurata, *Numerical analysis for semiconductor devices*, Lexington Books (1982).
- [5] E. Sano, “A device model for metal-semiconductor-metal photodetectors and its applications to optoelectronic integrated circuit simulation,” *IEEE Trans. Electron Devices*, **37**, no. 9, pp. 1964–1968 (1990).
- [6] S. Selberherr, *Analysis and simulation of semiconductor devices*, Springer Verlag (1984).
- [7] R. L. Peterson, “Numerical study of currents and fields in a photoconductive detector,” *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, no. 7, pp. 1185–1192 (1987).
- [8] S. Y. Yang et S. H. Lin, “High speed III-V electrooptic waveguide modulators at $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$,” *J. Lightwave Technol.*, **6**, no. 6, pp. 758–770 (1988).
- [9] T. Tamir, *Guided-wave optoelectronics*, Springer-Verlag (1990).
- [10] R. G. Walker, H. E. Shepard et R. R. Bradley, “Simple and accurate loss measurement technique for semiconductor optical waveguide,” *Electron. Lett.*, **21**, no. 13, pp. 581–583 (1985).
- [11] K. H. Park, M. W. Kim, Y. T. Byun, D. Woo, S. H. Kim et S. S. Choi, “Nondestructive propagation loss and facet reflectance measurements of GaAs/AlGaAs strip-loaded waveguides,” *J. Appl. Phys.*, **78**, no. 10, pp. 6318–6320 (1995).
- [12] R. Spickermann et N. Dagli, “Experimental analysis of millimeter wave coplanar waveguide slow wave structures on GaAs,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **42**, no. 10, pp. 1918–1924 (1994).

- [13] A. Bek, A. Aydinli, R. Naone et N. Dagi, "A study of wet oxidized $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ for integrated optics," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, no. 4, pp. 436–438 (1999).
- [14] R. S. Sakamoto et N. Dagi, "Substrate removed GaAs-AlGaAs electrooptic modulators," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, no. 10, pp. 1244–1246 (1999).

Conclusion générale :

bilan et perspectives

Les travaux présentés dans ce mémoire de thèse ont porté sur l'étude théorique et expérimentale de convertisseurs TE/TM intégrés sur semiconducteurs III-V.

Après avoir fait état des différents problèmes liés au phénomène de polarisation du signal optique véhiculé dans les lignes de transmission actuelles et à venir, un inventaire des solutions basées sur le contrôle en polarisation a été réalisé. A partir de ce bilan, une solution intégrée sur hétérostructure semiconductrice a pu être proposée. Cette solution présente de multiples avantages comme l'intégration à plus long terme des fonctions électroniques et photoniques sur une même puce, ce qui en fait un candidat sérieux pour les prochaines générations de composants optiques intégrés.

Le principe de fonctionnement du dispositif étudié s'appuie sur l'effet électro-optique linéaire pour moduler l'état de polarisation de l'onde optique. En se basant sur la théorie des modes couplés, nous avons montré que l'application de deux champs électriques croisés au niveau de la zone guidante pouvait améliorer de manière significative le taux de conversion TE/TM en limitant le désaccord de phase des modes polarisés quasi-TE et quasi-TM. Trois paramètres appelés tensions caractéristiques (V_{PM} , V_{MC} et V_{π}) ont pu être mis en évidence au cours de cette analyse. Ces tensions, qui réunissent toutes les variables intervenant au niveau de l'interaction électro-optique, définissent directement l'efficacité du composant. Les performances théoriques envisagées (produit tension.longueur: $V_{MC}.e = 20$ V.cm, $V_{\pi}.e = 19$ V.cm) sont tout à fait compatibles avec ce qui a déjà été obtenu sur niobate de lithium [1]. Enfin, en appliquant des tensions particulières sur les électrodes, nous avons également montré que le dispositif pouvait fonctionner en tant que brouilleur de polarisation pour limiter les effets de

PDL et PDG sur les liaisons très longues distances.

En tenant compte des critères à respecter établis en début de troisième chapitre, nous nous sommes ensuite attachés à définir les meilleures conditions possibles pour guider la lumière à travers le composant. Pour cela, deux modèles dédiés au calcul des modes guidés ont été développés. Le premier se base sur l'approximation plane pour déterminer les pertes optiques du mode TM et la biréfringence modale. Le second modèle, bidimensionnel, s'appuie sur la décomposition des modes guidés sur une base de fonctions trigonométriques pour modéliser plus fidèlement les guides optiques. Cette étude s'est concrétisée par le choix de deux hétérostructures dont les paramètres répondent au cahier des charges. La première, assez classique, utilise un substrat (100) semi-isolant en *GaAs* sur lequel sont déposées par MBE trois couches en $Al_xGa_{1-x}As$ non dopées intentionnellement de compositions et épaisseurs différentes. La seconde solution, plus originale, est basée sur cinq couches épitaxiées et permet d'obtenir une très faible biréfringence modale (δn) de $6 \cdot 10^{-5}$. Les guides optiques ont pu être enfin réalisés grâce aux structures fournies par l'*IEMN* et sur lesquelles nous avons gravé des rubans en utilisant les technologies courantes de micro-photolithographie en salle blanche.

Afin de comprendre plus précisément la nature des contacts électriques et de prévoir le comportement électrique du matériau face à l'application d'une différence de potentiel en surface, une étude basée sur la détermination du champ électrique sous les électrodes a été menée. Il en ressort que l'interaction électro-optique associée à ce type de matériau se révèle être différente de celle des matériaux diélectriques comme le niobate de lithium. La raison principale étant due à la présence des charges libres et à l'extension des zones de déplétion à travers les couches épitaxiées. Ainsi, les taux de recouvrement champ électrique / champ optique (η_x, η_y) sont directement liés à la différence de potentiel appliquée entre les électrodes. Ensuite, après avoir modélisé le fonctionnement du composant intégré, nous nous sommes penchés sur leur réalisation puis leur caractérisation. Les modulateurs ont été fabriqués à partir des guides optiques en déposant au préalable une couche tampon en silice pour les structures à trois couches puis les électrodes métalliques en surface pour tous les guides. En testant les capacités de modulation électro-optique, plusieurs phénomènes ont été observés. D'une part, l'effet électro-optique en régime de fonctionnement statique n'apparaît absolument pas sur les structures possédant une couche tampon en silice. L'existence de charges bloquées à l'interface semiconducteur / silice pourraient en être la cause. D'autre part, les tests en modulation

qui ont été menés sur la seconde hétérostructure ont permis de distinguer deux régimes de fonctionnement particuliers. Un régime de modulation quasi-statique où l'efficacité semble effectivement limitée par l'extension des zones de déplétion. Puis, un régime de modulation dynamique (supérieur à quelques centaines de Hertz) où le matériau se comporte de manière similaire aux diélectriques. Ainsi, l'architecture d'électrodes proposée et plus précisément la présence de l'électrode d'accord de phase au dessus du ruban semble ne pas convenir puisque l'annulation de la biréfringence modale ($\delta n = 0$) par voie électro-optique n'a pu être réalisée entièrement. En termes de performances, malgré une efficacité limitée, les meilleurs composants fabriqués ont pu fournir 90% de conversion TE/TM pour des tensions de couplage avoisinant les 40 V. Compte tenu des avantages liés à l'utilisation de tels matériaux, ces résultats en font des candidats intéressants pour des applications en contrôle de polarisation. Par ailleurs, un test en brouillage de polarisation a également révélé un comportement très encourageant, même si une caractérisation plus poussée reste à mener dans ce domaine.

Finalement, un des objectifs qui consistait à réaliser l'accord de phase complet entre les modes quasi-TE et quasi-TM ($n_{TE} = n_{TM}$) pour obtenir des performances en conversion TE/TM optimales, n'a pu être que partiellement réalisé. Par conséquent, plusieurs éventualités pourraient être envisagées pour corriger ce problème et valider entièrement le concept :

- Soit on modifie le principe de fonctionnement du dispositif en utilisant un moyen annexe différent de l'effet électro-optique pour contrôler la biréfringence modale. Les effets photo-élastiques peuvent représenter une alternative [2]. Par exemple, en créant un champ de contraintes à l'intérieur du matériau à l'aide d'une couche piezo-électrique de type *oxyde de zinc* (ZnO) déposée en surface, il est possible de modifier les conditions de propagation des modes guidés polarisés quasi-TE et quasi-TM.
- Soit on conserve le même schéma d'électrodes en éliminant les effets de charge parasites par réduction du dopage résiduel des couches. Les récents progrès réalisés dans la fabrication d'hétérostructures épitaxiées semi-isolantes peuvent représenter un moyen intéressant et efficace pour s'affranchir des problèmes rencontrés en régime statique [3].
- Enfin, soit on conserve encore une fois le même schéma d'électrodes tout en opérant une

rotation complète du système d'étude de 90^0 autour de l'axe X . En effet, il est possible de montrer qu'en faisant propager la lumière suivant la direction $[011]$ et en plaçant les électrodes parallèlement à cette direction, la tension d'accord de phase V_{PM} nécessaire pour l'annulation de la biréfringence modale n'est non pas négative mais positive.

En résumé, nous pouvons raisonnablement penser que les bonnes performances électro-optiques obtenues au cours de cette thèse peuvent être encore améliorées. En effet, en optimisant les procédés de fabrication technologiques, les paramètres géométriques tels que les distances inter-électrodes et la largeur de ruban pourraient être réduits d'un facteur deux ($D = 7 \mu\text{m}$, $d = 2.5 \mu\text{m}$, $L = 2 \mu\text{m}$ et $l = 4 \mu\text{m}$). Dans ce cas, les tensions caractéristiques du composant intégré devraient être encore plus basses: $V_{PM} = -16.7 \text{ V}$, $V_{MC} = 6.8 \text{ V}$, $V_{\pi} = 7.8 \text{ V}$. Ceci nous conduit finalement à penser que la fabrication de modulateurs électro-optiques intégrés possédant des tensions de conversions TE/TM inférieures à 10 V est tout à fait envisageable sur structures semiconductrices III-V.

Bibliographie

- [1] F. Heismann, “Analysis of a reset free polarization controller for fast automatic polarization stabilization in fiber optic transmission systems,” *J. Lightwave Technol.*, **12**, no. 4, pp. 690–699 (1994).
- [2] P. A. Kirkby et P. R. Selway, “Photoelastic waveguides and their effect on stripe-geometry $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ lasers,” *J. Appl. Phys.*, **50**, no. 7, pp. 4567–4579 (1979).
- [3] D. D. Nolte, “Semi-insulating semiconductor heterostructures: Optoelectronic properties and applications,” *J. Appl. Phys.*, **85**, no. 9, pp. 6259–6289 (1999).