



HAL
open science

Dérive dans les modulateurs électro-optiques Mach-Zehnder : analyse physique et résolution

Rachid Radouani

► **To cite this version:**

Rachid Radouani. Dérive dans les modulateurs électro-optiques Mach-Zehnder : analyse physique et résolution. Autre [cond-mat.other]. Université Paul Verlaine - Metz, 2006. Français. NNT : 2006METZ022S . tel-01752461

HAL Id: tel-01752461

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01752461>

Submitted on 29 Mar 2018

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.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



Laboratoire Matériaux Optiques,

Photonique et Systèmes

Unité de recherche commune à l'Université Paul Verlaine - Metz

et Supélec

CNRS UMR-7132



THESE

Dérive dans les modulateurs électro-optiques

Mach-Zehnder. Analyse physique et résolution.

présentée dans le cadre de l'école doctorale EMMA pour l'obtention

du grade de Docteur de l'Université Paul Verlaine - Metz

Spécialité : Optoélectronique

Rachid RADOUANI

Soutenance prévue le 22 Juin 2006

devant le jury composé de

M. Richard FERRIERE, DR, Université de Franche Comté Rapporteur

M. M Elhoussein ABARKAN, PR, Faculté des Sciences et Techniques de Fès Rapporteur

M. A. Hadi KASSIBA, PR, Université du Maine Examineur

M. Marc FONTANA, PR, Université Paul Verlaine-Metz Co-encadrant

M. Jean Paul SALVESTRINI, MCF HDR, Université Paul Verlaine - Metz Co-encadrant

M. Farid ABDI, PR, Faculté des Sciences et Techniques de Fès Co-encadrant

Table des matières

Table des figures	v
Liste des tableaux	xi
Remerciements	xiii
Introduction	1

Chapitre 1

Phénomène de dérive dans les modulateurs MZ fabriqués sur LN

1.1	Le modulateur de Mach-Zehnder : fonctionnement et technologie . . .	6
1.1.1	Généralités	6
1.1.2	Les différentes technologies	9
1.1.3	Le substrat LN et les guides d'ondes sur LN	11
1.1.4	Les électrodes	12
1.1.5	Fabrication	15
1.2	Problème de dérive du point de fonctionnement	17
1.2.1	Le phénomène	17
1.2.2	Méthodes de mesure du phénomène de dérive	17
1.2.3	Dérives observées dans les modulateurs MZ commerciaux . . .	20
1.3	Origines du phénomène de dérive et solutions possibles	24
1.3.1	Origines extrinsèques	27
1.3.2	Origines intrinsèques	33
1.3.3	Solution commercialisée	39

Chapitre 2

Caractérisation, modélisation et interprétation du phénomène de dérive intrinsèque

2.1	Banc de mesure et méthode de caractérisation	44
-----	--	----

2.1.1	Présentation du banc de mesure mis au point au laboratoire	44
2.1.2	Stabilité des différents éléments du banc de mesure	45
2.1.3	Le modulateur étudié	48
2.1.4	Phénomènes de fatigue observés	48
2.2	Résultats et interprétations	50
2.2.1	Mesure de la dérive thermo-induite	50
2.2.2	Mesure de la dérive intrinsèque	51
2.3	Modélisation électrique des dérives intrinsèques	53
2.3.1	Effet de l'anisotropie	53
2.3.2	Effet de la silice	56
2.3.3	Interprétation des résultats de la littérature	56
2.3.4	Prise en compte des hétérogénéités électriques de surface	58
2.4	Solution proposée	64

Chapitre 3

Mise en oeuvre d'une solution au problème de dérive intrinsèque

3.1	Condition de stabilité électrique	66
3.2	Résolution numérique de l'équation	67
3.3	Exemple de carte de conductivité idéale calculée	70
3.4	Détermination des paramètres de l'équation	70
3.4.1	Méthodes utilisées pour mesurer τ_x et τ_z	71
3.4.2	Interféromètre de Mach-Zehnder mis en oeuvre	72
3.4.3	Méthode de correction	78
3.4.4	Échantillons réalisés	79
3.4.5	Mesure du temps caractéristique de la silice τ_{sil}	82
3.4.6	Mesure du temps caractéristique τ_z	82
3.5	Optimisation de l'interféromètre de Mach-Zehnder	84
3.6	Conclusion	86

Conclusion

Annexe A

Modélisation de la dérive par circuit équivalent RC

A.1	Modèle électrique du modulateur MZ	i
A.1.1	Circuit RC équivalent du modulateur	i
A.1.2	Calcul de la tension effective suivant z dans le substrat	iii

Annexe B

Champ électrique induit par des électrodes coplanaires

- B.1 Calcul du champ électrique par la méthode de transformation conforme vii
- B.2 Calcul du champ électrique par la méthode des éléments finis xi

Annexe C

Effet électrooptique et paramètres physiques du LN et SiO₂

- C.1 L'effet électrooptique xv
 - C.1.1 Généralités xv
 - C.1.2 Cas de LiNbO₃ xvi
- C.2 Paramètres physique du LN et SiO₂ xviii

Annexe D

Programme matlab pour le calcul de carte de conductivité idéale

Annexe E

Description et validation du banc interférométrique

- E.1 Validation du banc de mesure xxvii
- E.2 Automatisation du banc de mesure xxix

Bibliographie

xxxiii



Table des figures

1.1	Principe de fonctionnement du modulateur Mach-Zehnder intégré . . .	7
1.2	Inscription d'un signal électrique sur une porteuse optique par utilisation d'un modulateur électro-optique MZ	7
1.3	Fonction de transfert d'un modulateur MZ	8
1.4	Modulation de phase électro-optique en optique guidée	9
1.5	Schéma du modulateur MZ fabriqué à l'institut Femto-ST, Département LOPMD	13
1.6	Configurations des électrodes les plus utilisées	14
1.7	Description des différentes étapes de fabrication par photo-lithographie d'un modulateur MZ	16
1.8	Phénomène de dérive et son impact en terme de distorsion du signal : la fonction de transfert d'un modulateur MZ évoluée avec le temps . .	19
1.9	Méthodes de mesure de la dérive dans un modulateur MZ	20
1.10	Phénomène de dérive mesuré par MPC :évolution temporelle de la tension de polarisation dans un modulateur MZ sur LN en coupe z avec des guides d'ondes diffusés titanés	21
1.11	Phénomène de dérive mesuré par MPC à une température de $T=85^{\circ}\text{C}$: évolution temporelle du rapport de la tension de polarisation sur la tension de polarisation initiale pour des modulateurs MZ sur LN en coupe x avec des guides d'ondes diffusé Ti	22

1.12	Phénomène de dérive mesuré par MTC (polarisation nulle) : évolution temporelle de la variation de déphasage pour des modulateurs MZ sur LN en coupe x avec des guides d'ondes APE à T=85°C	22
1.13	Phénomène de dérive mesuré par MPC : évolution temporelle du rapport de la tension de polarisation	23
1.14	Phénomène de dérive mesuré par MPC en fonction des deux techniques de dépôt de la couche de silice : par pulvérisation et par évaporation sous vide	24
1.15	(a) recuit du substrat sous oxygène humide/ recuit de couche de silice sous oxygène humide (b) recuit du substrat sous oxygène humide/ recuit de couche de silice sous oxygène sec	25
1.16	(a) recuit du substrat sous oxygène sec/ recuit de couche de silice sous oxygène sec (b) recuit du substrat sous oxygène sec/ recuit de couche de silice sous oxygène humide	25
1.17	Origines du phénomène de dérive	26
1.18	Dérive mesurée par MPC : évolution temporelle de la tension de polarisation sur la tension de polarisation initiale	28
1.19	Évolution temporelle de la tension de polarisation dans des modulateurs MZ qui sont recuits deux fois pendant 7h à 500°C sous oxygène humide	30
1.20	Composantes du champ électrique dans une structure en coupe z	33
1.21	Confrontation des résultats expérimentaux de M. Seino et al et théoriques de K. Korotky et J. Veselka	35
1.22	Influence de l'indice de réfraction de la couche tampon sur l'amplitude des dérives	37
1.23	Phénomène de dérive mesuré à 130°C pour quatre modulateurs réalisés par échange protonique : substrat non réduit (ligne continu) et réduit (pointillé)	38
1.24	Composantes du champ électrique dans une structure en coupe x	39
1.25	Les différents points de fonctionnement	41

1.26	Schéma du modulateur MZ avec le système de contrôle du point de fonctionnement	41
1.27	Schéma d'un modulateur MZ fonctionnant à 10Gb/s équipé d'un système de contrôle du point de fonctionnement	42
2.1	Schéma du banc de mesure	45
2.2	Photographie de l'étuve utilisée pour contrôler la température.	45
2.3	Montage utilisé pour évaluer les dérives du système diode laser et système de détection	46
2.4	Évolution temporelle de la tension à la sortie du système de détection et de la température de l'enceinte	47
2.5	Relation entre tension de sortie du système de détection et variation de température	47
2.6	Évolution temporelle de la tension délivrée par la source de tension DC et de la température	47
2.7	Photographie du modulateur étudié et fabriqué au FEMTO-ST, département LOPMD	48
2.8	Fonction de transfert du modulateur MZ en fonction du nombres de cycles de mesure de dérive effectuées	49
2.9	Phénomène de fatigue	50
2.10	Dérive thermoinduite dans un modulateur MZ	51
2.11	Enregistrement du phénomène de dérive dans un modulateur. Le paramètre mesuré est la variation d'intensité (traduit en tension) par rapport à la tension initiale. Conditions de mesures : $T=36,3\pm 0,3^{\circ}\text{C}$, échelon de tension appliqué de 3V	52

2.12 (a) Modulateur Mach-Zehnder en coupe z (b)- Schéma électrique équivalent du modulateur MZ en coupe z, (c)- Schéma électrique simplifié. R_{sil} , R_z^s , R_x^s , R_z , R_x sont respectivement les résistances associées à la silice, aux hétérogénéités de surface suivant les directions z et x, au substrat de LN suivant les directions z et x. C_{sil} , C_z^s , C_x^s , C_z , C_x sont respectivement les capacités associées à la silice, aux hétérogénéités de surface suivant les directions z et x, au substrat de LN suivant les directions z et x	54
2.13 Effet de l'anisotropie sur la dérive du point de fonctionnement du modulateur MZ	55
2.14 Variations des deux temps de réponse en fonction de $\frac{\tau_x}{\tau_z}$ pour n varie de 1 à 100 et pour $\frac{\tau_x}{\tau_z} > 1$	56
2.15 Effet de la silice sur les temps de réponse du modulateur MZ	57
2.16 Résultat expérimental de la dérive et ajustement obtenu en utilisant un modèle qui prend en compte la couche de silice et l'anisotropie du substrat. Un modèle qui prend en compte la couche de silice et les hétérogénéités de surface. Un modèle qui prend en compte la couche de silice, l'anisotropie du substrat et les hétérogénéités de surface	59
2.17 Spectre d'absorption du polaron et du bipolaron	62
2.18 Mécanisme physique de la photoluminescence polaron	62
2.19 Gradients de conductivité suivant les directions z et x	62
2.20 Dérive électrique dans un modulateur MZ enregistré durant la période où la fatigue du composant est irréversible. Température de mesure $T=36,3\pm 0,3^\circ\text{C}$	63
2.21 Solution envisagée par notre équipe	64
3.1 Structure d'un modulateur MZ en coupe z	67
3.2 Maillage du domaine D représentant la moitié du modulateur. Γ est la frontière sur laquelle les conditions initiales (profil de conductivité initiale) sont définies)	68

3.3	Profil de conductivité initiale	70
3.4	Carte de conductivité idéale	70
3.5	Interféromètre de Mach-Zehnder mis au point au laboratoire	71
3.6	Étapes de mesure de l'évolution temporelle du champ électrique local dans la structure	72
3.7	Géométrie des échantillons utilisé pour mesurer les temps caractéris- tiques τ_x et τ_z	73
3.8	Montage interférométrie de Mach-Zehnder	75
3.9	Une seule enceinte (plexiglas) pour stabiliser la température	76
3.10	Double enceinte pour stabiliser la température	76
3.11	Stabilité de la température banc de mesure protégé par une seule enceinte (plexiglas)	77
3.12	Stabilité du banc de mesure protégé par la double enceinte	77
3.13	Sensibilité de l'interféromètre en température : $T_\pi=0,15K$	78
3.14	Fonction de correction de résultat de l'effet de la température	79
3.15	Structure d'échantillon réalisé. Les diamètres des guides d'ondes sont de 6, 7 et 8 μm . Les électrodes, d'une épaisseur de 100nm, sont en aluminium	80
3.16	Photographie de l'un des échantillons $LiNbO_3 :Ti$ étudiés	80
3.17	Photographie de quelques guides d'ondes en mauvais état et en état moyen	81
3.18	Photographie d'un seul guide d'onde en bon état	81
3.19	Fonction de transfert de Mach-Zehnder	83
3.20	Évolution temporelle de l'intensité moyenne à la sortie de l'interféro- mètre de Mach-Zehnder et de la température de l'interféromètre	83
3.21	Évolution temporelle de l'intensité moyenne à la sortie de l'interféro- mètre de Mach-Zehnder après correction des effets dû à la température	84
3.22	Évolution temporelle de l'intensité moyenne à la sortie de l'interféro- mètre de Mach-Zehnder	85

3.23	Évolution temporelle de l'intensité moyenne à la sortie de l'interféromètre de Mach-Zehnder après correction des effets dû à la température	85
3.24	Principe de méthode d'asservissement	86
1	Polarisation tout optique du composant	92
A.1	(a)-Modulateur MZ en coupe z (b)- Schéma électrique équivalent du modulateur MZ en coupe z, (c)- Schéma électrique simplifié	ii
B.1	Configuration idéalisée des électrodes	viii
B.2	Composante du champ E_x	x
B.3	Composante du champ E_z	x
B.4	Structure du modulateur MZ en coupe z	xi
B.5	Cartographie du champ électrique suivant l'axe z dans la structure de la figure B.4, résolu par éléments finis sous Femlab	xiii
E.1	Interféromètre MZ	xxvi
E.2	Montage interférométrie de Mach-Zehnder	xxvi
E.3	Photos des différentes franges obtenues avec le montage de l'interféromètre de Mach-Zehnder	xxvii
E.4	Fonction de transfert de l'interféromètre de Mach-Zehnder en fonction du déplacement du système photodiode et trou (trait pointillé) et en fonction de la tension DC appliquée sur le modulateur (trait continu)	xxviii
E.5	Profil d'intensité des franges d'interférences et signaux de modulation	xxviii
E.6	Exemple d'un organigramme réalisé durant l'automatisation du banc de mesure	xxxix

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des modulateurs MZ sur LN proposés par différents fournisseurs. Ces caractéristiques sont comparées à celles des modulateurs MZ sur substrats semi-conducteurs	18
1.2	Estimation des dérives induites dans un modulateur MZ sur LN par les effets thermo-optique , pyroélectrique, photovoltaïque et piézo-optique en terme de différence de déphasage entre les deux bras de l'interféromètre. L est la longueur moyenne des bras et d le déséquilibre entres ces bras.	32
3.1	État des guides dans les échantillons réalisés. Chaque colonne donne le nombre de guides dans l'état correspondant. Il y a au total 24 guides par échantillon	81
C.1	Effet électro-optique dans le niobate de lithium	xix
C.2	Paramètres physiques de LN et SiO ₂ . $\sigma_{LN,sil} = \frac{1}{\rho_{LN,sil}}$ est la conductivité, ϵ est la constante diélectrique du matériau, n est l'indice de réfraction, β_{33} est le coefficient photovoltaïque de LN selon l'axe z, $\frac{\partial P_s}{\partial T}$ est le coefficient pyroélectrique, $\frac{\partial n_e}{\partial T}$ est le coefficient thermo-optique, r_{33} est le coefficient EO de LN selon l'axe z. ¹ BF=basse fréquence xx	

Remerciements

Ce travail de thèse a été mené au sein du Laboratoire Matériaux Optiques, Photoniques et Systèmes (LMOPS) dirigé par Monsieur le Professeur Marc FONTANA. Le LMOPS relève de la double tutelle de L'Université Paul Verlaine-Metz et de l'école d'ingénieurs Supélec (Metz).

Cette thèse a fait l'objet d'une co-tutelle entre l'Université Paul Verlaine-Metz et la Faculté des Sciences et Techniques de Fès (Maroc).

Naturellement, ma gratitude va d'abord à mes directeurs de thèse, Monsieur Jean-Paul SALVESTRINI, maître de conférence (HDR) au LMOPS, Monsieur le professeur Marc FONTANA et Monsieur Farid ABDI, Professeur à la Faculté des Sciences et Techniques de Fès.

Je tiens à remercier Monsieur Richard FERRIERE, Directeur de recherche CNRS à l'Université de Franche Comté et Monsieur Elhoussein ABARKAN, Professeur à la Faculté des Sciences et Techniques de Fès, d'avoir accepté de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

Je tiens également à remercier Monsieur Abdelhadi KASSIBA, Professeur à l'Université du Maine, d'avoir présidé le jury et d'avoir jugé ce travail.

Plus que des remerciements, je tiens à exprimer ici toute ma gratitude et ma profonde reconnaissance à mon encadrant de terrain Jean Paul SALVESTRINI pour son rôle dans mon apprentissage d'expérimentateur et pour ses qualités humaines.

Mes remerciements vont également aux collègues du laboratoire Signaux Systèmes et Composants du FST de Fès pour leur soutien, ainsi que le comité d'action intégrée Franco-Marocaine.

Je n'oublierais pas mes collègues et amis de travail (je vous souhaite à tous

Remerciements

bonne chance pour la suite), le personnel technique et le secrétariat, pour la bonne ambiance et pour la contribution directe ou indirecte qu'ils ont pu m'apporter à la réalisation de ce travail.

Pour conclure, je souhaite adresser plus particulièrement des remerciements à mes parents, mes soeurs, mon frère, de m'avoir donné les moyens de faire ces belles études, et de leur soutien précieux. Un grand merci également à ma femme Fouzia qui m'accorde sa confiance et son soutien, ainsi qu'à ma belle famille.

Introduction

L'optique intégrée apparaît comme une des technologies les plus prometteuses des prochaines années dans le contexte du développement de l'optoélectronique. Cela correspond à l'arrivée à maturité de tous les composants indispensables à la réalisation d'une chaîne optoélectronique complète.

Les avantages traditionnels des circuits optiques sont bien connus :

- l'insensibilité aux bruits électromagnétiques,
- la sécurité, la fiabilité d'acquisition et le transport des informations en environnement sévère,
- la possibilité de traiter l'information en temps réel,
- l'accroissement du nombre d'informations acheminées grâce au multiplexage en longueurs d'ondes (Wavelength Division Multiplexing WDM),

La mise en oeuvre des techniques d'intégration apporte à l'optique intégrée des avantages tel que :

- la miniaturisation des circuits optiques,
- la suppression des problèmes traditionnels d'alignement entre composants.

Évidemment, tous ces avantages ne peuvent devenir une réalité que si nous disposons de sources de lumière miniaturisées et de moyen adéquat de transport d'information lumineuse.

Le développement de source lumineuse en particulier des diodes laser semi-conducteurs et des moyens de transport comme des fibres optiques sont évidemment des éléments fondamentaux qui font qu'aujourd'hui l'optique intégrée n'est plus un rêve mais une réalité qui s'implante dans le monde industriel.

Une des familles importantes des composants de l'optique intégrée est celle, qui

fait appel aux propriétés électrooptiques du niobate de lithium LiNbO_3 (LN). C'est sur ce matériau que l'on réalise aujourd'hui les modulateurs les plus performants.

Ces modulateurs sont des interféromètres de Mach-Zehnder (MZ) qui fonctionnent à des débits de 40 Gbits/s et au delà. Ils sont couramment utilisés dans les systèmes installés aujourd'hui. Ces modulateurs souffrent généralement, dans leur partie DC, d'un phénomène de dérive, dont les causes ne sont pas totalement élucidées, et qui se traduit par une variation au cours du temps de leur point de fonctionnement. Des solutions techniques basées sur l'asservissement du point à l'aide d'une contre réaction sont mises en oeuvre pour remédier à ce problème, mais elles sont coûteuses et alourdissent les systèmes et leur fonctionnement.

Il est donc intéressant de bien identifier et de comprendre les différents mécanismes qui génèrent ces instabilités afin de proposer des solutions fiables permettant de fabriquer des modulateurs sans dérive ou à dérives identiques.

Ma thèse porte donc sur l'étude du problème de la dérive des modulateurs MZ : identifications de ses origines et mise en oeuvre de solution. Mon travail s'inscrit dans le cadre plus particulier du projet "Optique pour les télécoms haut débit" du Contrat de Plan État-Région Lorraine 2001-2006. Ce projet comportait deux volets. Le premier développé par le laboratoire GTL-CNRS concernait le développement de système de sécurisation de l'information utilisant le cryptage du signal optique par chaos d'intensité obtenu à l'aide de modulateur MZ. Le second volet, porté par le laboratoire LMOPS, concernait l'amélioration de la stabilité des modulateurs LN.

Ce mémoire se présente sous forme de trois chapitres :

Le premier chapitre est consacré dans un premier temps aux généralités concernant le modulateur MZ : son principe de fonctionnement et les différentes technologies de fabrication. Le substrat, les électrodes et les guides d'ondes sont ainsi présentés. Dans un deuxième temps, ce chapitre traite du problème de dérive du point de fonctionnement dont ce type de composant souffre et de l'état de l'art des différentes travaux menés jusqu'alors ainsi que des solutions existantes ou proposées pour palier ce problème.

Dans le deuxième chapitre, nous nous attacherons à l'étude du phénomène de dé-

rive intrinsèque (lié à la relaxation des charges dans la structure) dans un modulateur MZ fabriqué sur LN. Dans un premier temps nous présenterons le montage expérimental mis en place pour caractériser et quantifier la dérive, les résultats de dérive obtenus et leur analyse. Ensuite nous détaillerons la modélisation du modulateur par des circuits RC où l'originalité réside dans la mise en compte des hétérogénéités électriques de surface. Enfin nous présenterons la confrontation des résultats expérimentaux et théorique. Ceci permet de valider les différentes origines données au comportement de dérive observé.

Dans le dernier chapitre, nous décrivons la mise en oeuvre d'une solution nouvelle à ce problème de dérive. Afin de mettre en oeuvre cette solution nous avons développé un modèle physique basé sur les équations de Maxwell qui permet de calculer la carte de conductivité idéale permettant de supprimer la dérive à long terme. Ce calcul nécessite la connaissance des temps de réponse caractéristiques du substrat de LiNbO_3 . C'est pourquoi nous avons mis en place une technique de mesure électrooptique de ces paramètres qui est basée sur un interféromètre de MZ et qui permet de mesurer l'évolution temporelle du champ électrique induit dans le substrat lors de l'application d'un échelon de tension. Nous analysons également les résultats obtenus dans la fin de ce chapitre.

Nous concluons ce mémoire avec un résumé des résultats obtenus et en évoquant les suites possibles de ce travail.

Il est à noter qu'afin de faciliter la lecture du manuscrit, un certain nombre de détails sont traités dans les six annexes placées en fin de document.

Chapitre 1

Phénomène de dérive dans les modulateurs MZ fabriqués sur LN

Sommaire

1.1 Le modulateur de Mach-Zehnder : fonctionnement et technologie	6
1.1.1 Généralités	6
1.1.2 Les différentes technologies	9
1.1.3 Le substrat LN et les guides d'ondes sur LN	11
1.1.4 Les électrodes	12
1.1.5 Fabrication	15
1.2 Problème de dérive du point de fonctionnement	17
1.2.1 Le phénomène	17
1.2.2 Méthodes de mesure du phénomène de dérive	17
1.2.3 Dérives observées dans les modulateurs MZ commerciaux	20
1.3 Origines du phénomène de dérive et solutions possibles	24
1.3.1 Origines extrinsèques	27
1.3.2 Origines intrinsèques	33
1.3.3 Solution commercialisée	39

Ce premier chapitre est consacré à la présentation du phénomène de dérive dans les modulateurs Mach-Zehnder (MZ) intégrés sur niobate de lithium LiNbO_3 (LN). Nous commençons par présenter un rappel sur le principe de fonctionnement et sur la technologie de fabrication d'un modulateur MZ. Ensuite nous présentons les problèmes de dérive observés dans ces modulateurs. Enfin nous discutons des origines des dérives et des solutions existantes.

1.1 Le modulateur de Mach-Zehnder : fonctionnement et technologie

1.1.1 Généralités

Le modulateur MZ est, dans sa version la plus simple, un interféromètre constitué généralement d'un bras de référence et d'un bras dans lequel une variation de phase est induite par effet électrooptique (EO) (figure 1.1). Ces deux bras sont deux guides optiques parallèles et de longueurs égales.

Si aucune tension n'est appliquée aux guides d'ondes, la lumière incidente est divisée de manière égale entre les deux bras de l'interféromètre. La recombinaison des ondes provenant des bras conduit à une figure d'interférence. Si une tension est appliquée à l'un des bras de sorte que la différence de phase entre les deux faisceaux de sortie est un multiple impair de π , l'interférence est destructive : l'interféromètre a une transmission nulle. L'interféromètre de MZ constitue donc un modulateur d'amplitude.

En utilisant ce type de composant, il est possible de réaliser un émetteur optique par modulation d'amplitude. On peut de cette manière inscrire sur le faisceau lumineux l'équivalent optique de 0 et 1 électrique comme montre la figure 1.2.

L'intensité à la sortie peut être de façon générale, représentée par :

$$I_{out} = \frac{I_{in}}{2} \cos^2\left(\frac{\pi V}{2V_{\pi}}\right) \quad (1.1)$$

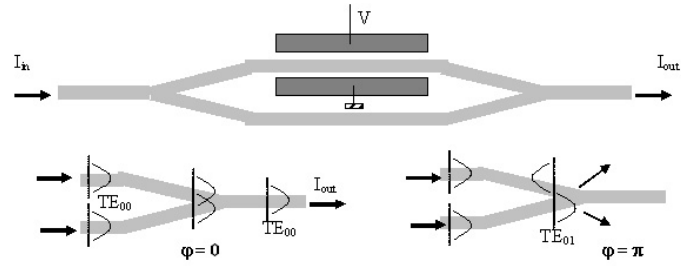


FIG. 1.1 – Principe de fonctionnement du modulateur Mach-Zehnder intégré

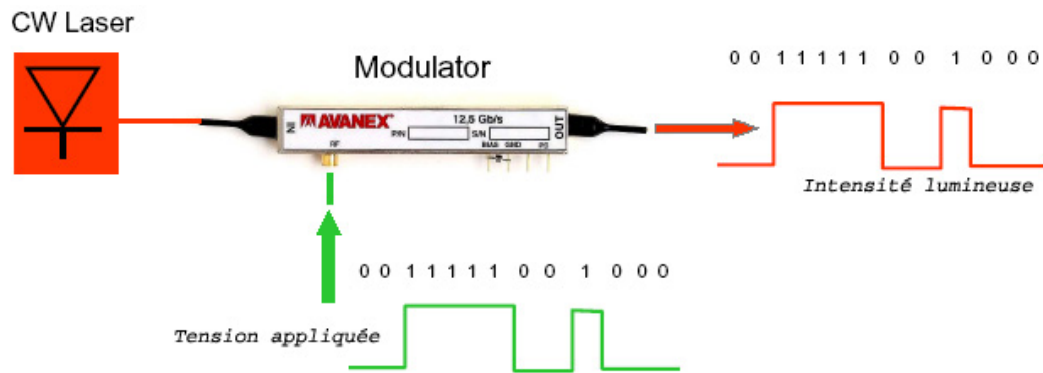


FIG. 1.2 – Inscription d'un signal électrique sur une porteuse optique par utilisation d'un modulateur électro-optique MZ

La relation 1.1 est représenté sur la figure 1.3. Cette figure constitue la fonction de transfert d'un modulateur MZ : c'est une fonction périodique. En ordonnée est représentée le rapport de l'intensité transmise I_{out} sur l'intensité incidente I_{in} . En abscisse, est représentée la tension DC appliquée (tension de polarisation) qui définit le point de fonctionnement du modulateur. Le signal électrique modulant est la tension AC appliquée.

Les signaux électriques AC et DC sont convertis en signaux optiques par le biais de l'effet EO : Les champs électriques créés par l'application des signaux AC et DC induisent une variation de l'indice de réfraction du matériau conduisant à la création d'un déphasage de l'onde optique s'y propageant. Dans la figure 1.3, le point de fonctionnement M, obtenu pour une tension de polarisation de $V_{\pi/2}$, est situé au milieu de la zone linéaire. Ce point, appelé point de quadrature, correspond à 50% de transmission. C'est en ce point que l'amplitude de modulation est la plus importante.

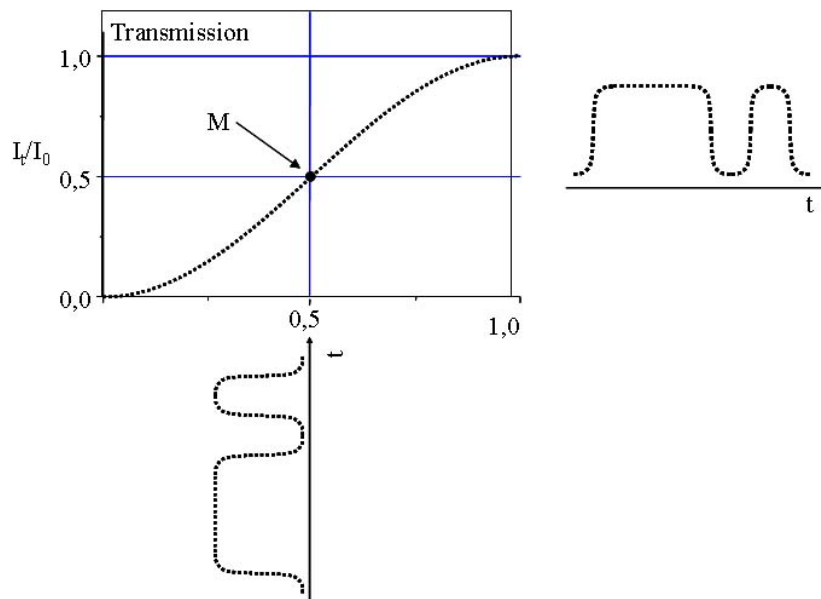


FIG. 1.3 – Fonction de transfert d'un modulateur MZ

La tension demi-onde V_{π} est un paramètre important pour le modulateur MZ. C'est la tension qui correspond à l'introduction d'une différence de phase de π entre

les deux bras de l'interféromètre. Elle est donnée par [1] :

$$V_{\pi} = \frac{\lambda}{n^3 r_{ij}} \frac{d}{\gamma L} \quad (1.2)$$

λ est la longueur d'onde d'utilisation, L est la longueur d'interaction EO, d est la distance interélectrode (Fig. 1.4), r_{ij} est le coefficient EO, n est l'indice de réfraction du milieu. Le terme $\gamma (< 1)$ est un paramètre permettant de tenir compte, d'une part, du fait que le champ électrique est inhomogène car les électrodes coplanaires ont une largeur finie conduisant à des effets de bord et, d'autre part, que l'onde optique est guidée dans un mode de propagation unique ce qui conduit à une répartition transverse du champ lumineux. Ce paramètre est décrit par l'intégrale de recouvrement suivante [2] :

$$\gamma = \frac{d \int \int E |e|^2 dx dy}{V \int \int |e|^2 dx dy} \quad (1.3)$$

E et e sont respectivement le champ électrique appliqué via les électrodes et le champ électromagnétique de l'onde lumineuse.

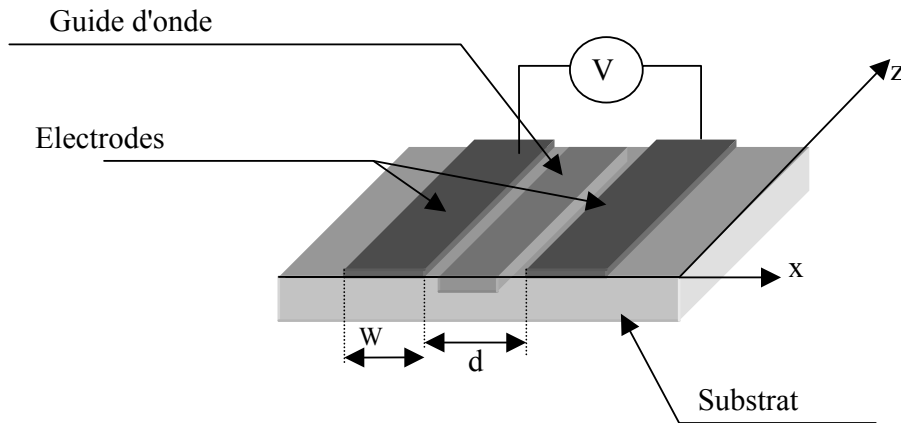


FIG. 1.4 – Modulation de phase électro-optique en optique guidée

1.1.2 Les différentes technologies

La technologie de fabrication d'un modulateur MZ doit permettre de réaliser des composants obéissant à un certain nombre de contraintes. Ces composants doivent

posséder une tension de commande la plus faible possible (1 à 2V, compatible avec la technologie CMOS) et une bande passante importante (de l'ordre de 40 Gb/s et dans un proche avenir 160 Gb/s). Il doivent également présenter de faibles pertes d'insertion ($< 3\text{dB}$) et un chirp faible ($< 0,1$) ou ajustable. Le chirp est défini par le fait que, la modulation d'intensité réalisée par les modulateurs MZ est associée à une dérive de fréquence qui conduit à un élargissement spectrale de l'onde optique. Leur coût de fabrication doit également être le plus faible possible et ils doivent avoir de bonnes qualités mécaniques (stabilité et robusté).

Pour répondre à ces exigences, il y a deux grandes familles de matériaux utilisables : les semi-conducteurs, et les isolants (organiques ou inorganiques).

Les matériaux semi-conducteurs III-V (phosphure d'indium InP, arséniure de gallium AsGa) ont comme point fort la possibilité d'intégration monolithique avec des composants d'émission ou de détection. Leur principal inconvénient concerne les pertes d'insertion relativement élevées (autour de 10dB). Les matériaux isolants inorganiques (LN, LT) permettent la fabrication de modulateurs présentant de faibles pertes d'insertions. De plus leur fonctionnement est indépendant de la longueur d'onde dans les bandes télécoms C[1535-1560nm] et L[1580-1610nm]. Leur inconvénient majeur provient du problème de dérive du point de fonctionnement.

Les matériaux fabriqués à base de matériaux isolants organiques permettent l'obtention d'une bande passante importante (110GHz [3]) grâce à leur faibles constantes diélectriques (la bande passante est inversement proportionnelle à la constante diélectrique). Ils présentent l'avantage d'une faible tension de commande (coefficients EO élevés $\approx 80\text{pm/V}$), et un faible coût de fabrication. Ils présentent également la possibilité d'intégration avec différents composants électroniques et optoélectroniques [4]. Les problèmes principaux avec les dispositifs EO à base de polymère sont liés à leur stabilité. Il existe en effet une relaxation de l'orientation des chromophores avec le temps, ce qui tend à diminuer l'efficacité du composant. D'autre part, ces modulateurs présentent des pertes par absorption qui sont importantes et présentent des seuils de dommages optiques faibles. Enfin, la mise en forme des matériaux organiques (polissage, clivage) est très délicate [5].

A ce jour les modulateurs MZ sur LN sont les plus utilisés pour la modulation d'intensité à haut-débit malgré le problème de dérive qu'ils présentent. Dans la suite nous abordons la technologie de fabrication de ce type de composant intégré sur LN.

1.1.3 Le substrat LN et les guides d'ondes sur LN

Avec 70 tonnes produites par an dans le monde, on retrouve le LN dans plusieurs domaines de pointe ainsi que dans de nombreux travaux de recherche en optique intégrée et en optique non linéaire. Il intervient également dans la fabrication d'autres dispositifs tels que les filtres à ondes acoustiques de surface.

L'intérêt de LN comme substrat optique réside principalement dans les propriétés EO relativement élevées et dans son large domaine de transparence optique aux longueurs d'ondes du proche infrarouge. Sa température de Curie élevée (950-1100°C) [6] convient bien à la fabrication des guides d'ondes optiques par diffusion de métaux comme le titane. LN est également thermiquement, chimiquement, et mécaniquement stable et est compatible avec les technologies conventionnelles de la microélectronique.

Des substrats de LN en coupe z ou en coupe x avec des diamètres allant jusqu'à 100 millimètres sont disponibles dans le commerce. LN est un matériau ferroélectrique obtenu par la technique de croissance de Czochralski [7]. Durant le procédé de croissance, des précautions doivent être prises pour s'assurer que la présence d'ions Fe soit minimale, afin de réduire le dommage optique photoréfractif. LN existe en différentes compositions, allant de la composition pauvre en Li ($X_c=46\%$) à la composition stoechiométrique ($X_c=50\%$) en passant par la composition dite congruente [8] pour laquelle $X_c=X_m=48,5\%-48,6\%$ ($(R_c=R_m=0,942)$ (m et c pour le bain et le cristal respectivement) avec $R=\frac{[Li]}{[Nb]}$ et $X=\frac{[Li]}{[Li]+[Nb]}$).

Les guides d'ondes sont traditionnellement fabriqués par diffusion de titane à des températures proches de 1000°C [9, 10, 11] durant une dizaine d'heures. Des précautions doivent être prises pour limiter l'exo-diffusion des ions lithium. La présence du titane dans le cristal augmente les indices de réfraction ordinaires et extraordi-

naires. Avec cette technique on obtient des variations de l'indice de réfraction de l'ordre de 10^{-2} . Par conséquent, pour des concentrations appropriées, les modes TE et TM peuvent se propager dans les guides diffusés titane. Le procédé de fabrication des guides d'ondes sur des substrats en coupe z exigent des procédures spéciales à cause des propriétés pyroélectriques du cristal qui conduisent à une accumulation des charges électriques sur les faces +Z et -Z, pouvant, par effet piézoélectrique, briser le substrat.

Une méthode alternative pour fabriquer les guides d'ondes dans LN est l'échange protonique. L'échange d'ions est un procédé qui se passe à basse température (120°C - 250°C) par lequel des ions Li du substrat de LN sont échangés avec des protons d'un bain d'acide [12]. L'échange de proton peut être appliqué aux lames x et z. Les couches échangées montrent une augmentation de l'indice extraordinaire et une diminution de l'indice ordinaire [12]. Korkishko et al [13] ont montré que l'indice extraordinaire est augmenté de 0,12 avec cette dernière technique.

Une amélioration de cette technique est l'échange protonique doux SPE (Soft Proton Exchange) qui a été mis au point par l'équipe de De Micheli [14]. La particularité du procédé SPE est de limiter le taux de substitution à moins de 20% en contrôlant l'acidité du bain, ce qui évite d'induire dans le cristal des changements de phase qui sont responsables de la réduction des propriétés optique non linéaires et électro-optiques.

1.1.4 Les électrodes

La figure 1.5 représente schématiquement un exemple de structure de MZ réalisée sur substrat LN. Cette structure s'appuie sur deux types d'électrodes, une électrode DC pour le choix du point de fonctionnement et une électrode AC pour le signal radiofréquence.

Ces électrodes sont fabriquées directement sur la surface du substrat de LN ou sur une couche tampon de silice [9, 10, 11]. Cette couche tampon a deux fonctions. La première est de préserver le confinement de l'onde optique dans le guide lorsque

l'électrode est située au dessus du guide (cas des modulateurs en coupe z fonctionnant en polarisation TM). Une épaisseur de couche tampon de l'ordre de 300Å suffit en général à annuler les pertes liées au couplage par plasmon.

La seconde fonction de la couche de silice est liée à l'accord des vitesses des ondes électriques et optiques qui devient un problème crucial pour des fréquences de signal supérieures à 1 GHz. A ces fréquences, pour la réalisation de l'accord des vitesses, les électrodes de signal doivent avoir une épaisseur de plusieurs dizaines de micromètres. Des processus lithographiques spéciaux sont nécessaires pour atteindre de telles épaisseurs. L'or est généralement employé comme électrode. Le procédé de dépôt, la pureté du métal, la taille de grain, le taux de déformation sont des éléments clés à maîtriser afin d'obtenir des électrodes de qualité. Il existe différentes structures

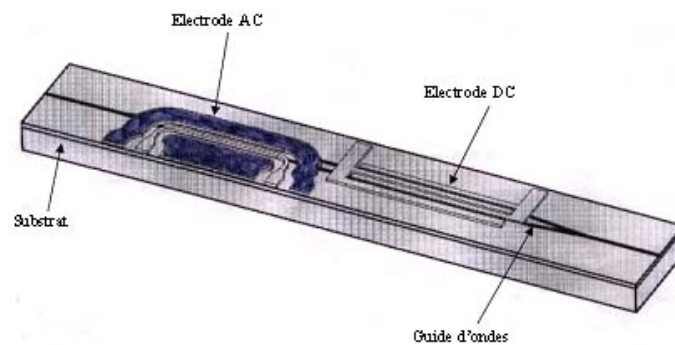


FIG. 1.5 – Schéma du modulateur MZ fabriqué à l'institut Femto-ST, Département LOPMD

d'électrodes, chacune ayant des caractéristiques différentes. Sur la figure 1.6, nous présentons les quatre structures les plus utilisées dans la fabrication des modulateurs MZ [15]. Les deux premières sont adaptées aux substrats en coupe x alors que les deux autres sont prévues pour les substrats en coupe z. Pour les substrats en coupe x les électrodes doivent se situer de part et d'autre des guides d'ondes alors qu'elles sont placées au dessus dans le cas des substrats en coupe z.

Les modulateurs en coupe x présentent un chirp nul et une tension de commande élevée, alors que les modulateurs en coupe z ont un chirp non nul, ainsi qu'une tension

de commande faible (bon recouvrement entre les ondes électriques et optiques).

La dernière structure, dite double commande, est basée sur deux électrodes chaudes ce qui permet d'ajuster le chirp. Typiquement, pour un modulateur MZ

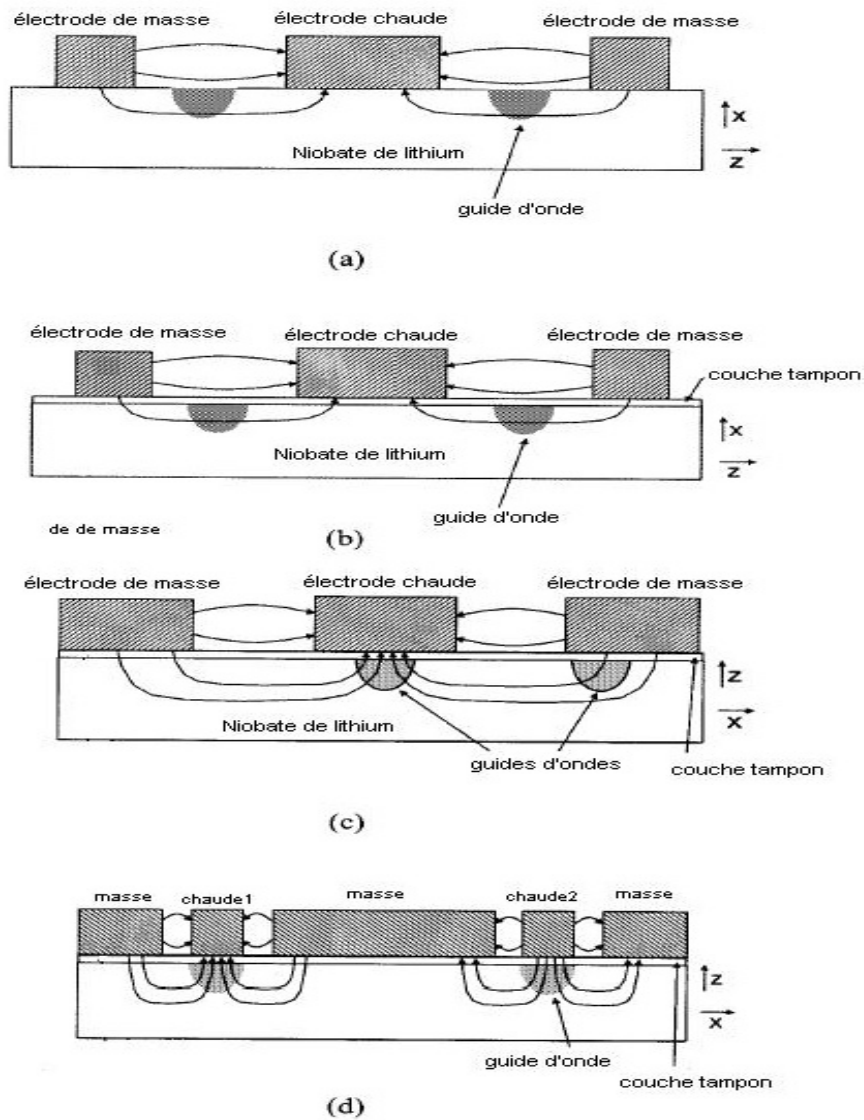


FIG. 1.6 – Configurations des électrodes les plus utilisées pour les modulateurs MZ : (a) coupe x sans couche tampon (b) coupe x avec couche tampon (c) coupe z simple commande avec couche tampon (d) coupe z double commande avec couche tampon [15]

sur LN, la longueur des guides d'ondes est d'environ 5cm, la largeur des guides de $10\mu\text{m}$, la longueur des électrodes de 4cm, la largeur des électrodes de $15\mu\text{m}$. Ces électrodes sont espacées de $15\mu\text{m}$ [16].

1.1.5 Fabrication

La fabrication d'un composant d'optique intégrée comme le modulateur MZ nécessite des équipements importants (salle blanche, photo-lithographie, techniques de dépôt sous vide, four à diffusion, étuve, masqueur optique, etc).

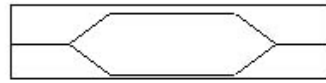
La fabrication des guides d'ondes est obtenue par diffusion d'un ruban de titane métallique déposé à la surface d'un substrat de LN, lors d'un recuit à haute température.

Le dépôt s'effectue selon un procédé classique de photolithographie, à l'aide d'un masque reproduisant l'image des motifs à réaliser (voir Fig 1.7). Une couche de titane métallique de faible épaisseur est déposée sur toute la surface par évaporation sous vide, puis recouverte d'une résine photosensible, que l'on insole sous lumière UV via le masque. Après développement, les zones correspondant aux motifs restent protégées par la résine. Le titane non protégé par la résine est ensuite enlevé par attaque chimique. Enfin, la résine restant sur les rubans Ti est également dissoute.

La diffusion du titane dans le substrat s'effectue à une température supérieure à 1000°C , généralement dans une atmosphère d'argon plus ou moins humide [17]. La diffusion doit nécessairement commencer sous atmosphère neutre ou réductrice, pour éviter la formation de dioxyde de titane (TiO_2), ce qui bloquerait la diffusion. Plus la température est élevée, plus la diffusion est rapide. La température maximale autorisée pour le recuit est la température de transition ferroélectrique du matériau, qui est très élevée pour le LN (1100°C pour la composition congruente).

Plusieurs sociétés commercialisent actuellement ce type de composant. Le tableau 1.1 présente à titre d'exemple quelques caractéristiques de modulateurs d'intensité proposés par différents fournisseurs. Ce tableau montre que les pertes d'insertion sont importantes pour les modulateurs fabriqués sur semi-conducteurs (autour

1^{ère} étape: réalisation d'un masque contenant l'image du guide d'onde optique à réaliser.



2^{ème} étape: reproduction par photolithographie du motif au moyen d'une résine photosensible déposée sur le substrat.



3^{ème} étape: après insolation et développement la zone correspondant au motif reste protégée par la résine



4^{ème} étape: le titane non protégé par la résine est enlevé par gravure chimique. Enfin dissolution de la résine sur le titane restant.



5^{ème} étape: diffusion du titane dans le substrat par un recuit (> 1000 °C) pendant environ 10 heures



6^{ème} étape: dépôt d'une couche de SiO₂ sur le substrat



7^{ème} étape: dépôt des électrodes, même procédure que pour la réalisation du guide



Structure finale



FIG. 1.7 – Description des différentes étapes de fabrication par photo-lithographie d'un modulateur MZ

de 10dB). On peut constater que la tension de commande est relativement élevée pour les modulateurs LN en coupe x alors que des tensions relativement basse ($<2,5V$) peuvent être obtenues avec des modulateurs en coupe z. Il montre également que le chirp est non nul pour des modulateurs sur LN en coupe z alors qu'il est nul pour les modulateurs en coupe x.

1.2 Problème de dérive du point de fonctionnement

1.2.1 Le phénomène

Les modulateurs MZ sur LN souffrent dans leur partie DC d'un phénomène de dérive du point de fonctionnement ce qui influence leur stabilité à long terme. Ce problème de dérive est apparu relativement tôt puisqu'il est déjà mentionné en 1981 par S. Yamada et al [19]. Il se traduit par le fait que le point de fonctionnement (situé par exemple au milieu de la zone linéaire de la fonction de transfert (figure 1.3)) n'est pas stable au cours du temps. Autrement dit, cela signifie que la fonction de transfert se déplace dans le temps, dans la direction de l'axe des abscisses comme le montre la figure 1.8. Ceci induit une distorsion du signal qui augmente le taux d'erreur de transmission. Les dispositifs d'asservissement du point de fonctionnement disponibles actuellement permettent d'ajuster la dérive à mieux que $1,1\%V_\pi$ pour les point de fonctionnement en quadrature et à mieux que $0,11\%V_\pi$ pour les points de fonctionnement situés aux maxima et minima de la fonction de transfert. Ils ont des temps de réponse inférieurs à 50 ms et nécessitent des sources de tensions très stables [20].

1.2.2 Méthodes de mesure du phénomène de dérive

Deux méthodes sont généralement employées [21] pour caractériser les dérives des modulateurs MZ. Celles-ci sont illustrées sur la figure 1.2.2. Dans la première

Sociétés	Substrat	BP ⁽¹⁾ (Gb/s)	λ (μm)	V_{π} (V)	α ⁽²⁾	PI ⁽³⁾	GO ⁽⁴⁾
Sumitomo	LN en coupe z	10	1,55	$\leq 5,5$	0,6-0,8	$\leq 5\text{dB}$	-
Sumitomo	LN en coupe x	10	1,55	$\leq 5,5$	-0,2-0,2	$\leq 6\text{dB}$	-
Sumitomo	LN en coupe x	40	1,55	$\leq 5,5$	-0,2-0,2	$\leq 5\text{dB}$	-
Photline	LN en coupe x	10 et 20	1,48-1,6	6,5	-0,1-0,1	$\leq 5,5\text{dB}$	diffusé Ti
Photline	LN en coupe z	40	1,55	7	-	$< 3,5\text{dB}$	diffusé Ti
Covega	LN en coupe x	9,953-12,5	1,525-1,605	8	0	4dB	diffusé Ti
Fujitsu	LN en coupe z	10	1,53-1,61	$\leq 2,6$	-	$\leq 7\text{dB}$	diffusé Ti
Fujitsu	LN en coupe z	40	1,53-1,61	$\leq 3,5$	-	$\leq 10\text{dB}$	diffusé Ti
Nanowave Technologies	LN en coupe x	10	1,55	≤ 5	-	$\leq 6\text{dB}$	diffusé Ti
Avanex	LN en coupe z	10-12,5	1,535-1,61	4	0-0,7	3,5dB	diffusé Ti
Avanex	LN en coupe x	2,5	1,535-1,61	4	-	3,5dB	diffusé Ti
Avanex	LN en coupe z	20	1,535-1,61	4,5	$\pm 0,1$	3,2dB	diffusé Ti
Avanex	LN en coupe x	40	1,535-1,61	4,5	$\pm 0,1$	3,2dB	diffusé Ti
JDS Uniphase	LN en coupe x	2,5	1,535-1,565	4,5	$\pm 0,1$	5dB	APE ⁽⁵⁾
JDS Uniphase	LN en coupe x	10	1,53-1,605	$\leq 5,8$	$\pm 0,1$	$\leq 7\text{dB}$	diffusé Ti
Agere systems	LN en coupe z	10	1,525-1,62	$\leq 5,5$	-	$\leq 5,5\text{dB}$	diffusé Ti
Eospace	LN en coupe z	40	1,55	$\leq 4,5$	-0,7 \pm 0,1	$\leq 3\text{dB}$	diffusé Ti
Eospace	LN en coupe x	40	1,55	≤ 5	0,0 \pm 0,1	$\leq 3\text{dB}$	diffusé Ti
Eospace	LN en coupe z	20	1,55	$\leq 4,5$	-0,7 \pm 0,1	$\leq 3\text{dB}$	diffusé Ti
Aeroflex Trilink	LN en coupe z	20	1,52-1,58	≤ 6	-	$\leq 4,5\text{dB}$	diffusé Ti
Codeon corp	LN en coupe z	10	1,525-1,605	≤ 6	-	$\leq 5\text{dB}$	diffusé Ti
Cyooptics	InP	40	1,53-1,563	≤ 3	0,5	10dB	-
Avanex	InGaAsP	10	1,529-1,569	≤ 2	-	$\leq 10\text{dB}$	-

TAB. 1.1 – Caractéristiques des modulateurs MZ sur LN proposés par différents fournisseurs. Ces caractéristiques sont comparées à celles des modulateurs MZ sur substrats semi-conducteurs. Le chirp est défini [18] par $\alpha = \frac{\gamma_m + \gamma_c}{\gamma_c - \gamma_m}$ ($|\alpha| < 1$) où γ_m et γ_c sont les intégrales de recouvrement entre ondes électrique et optique pour les guides placés sous l'électrodes de masse et sous l'électrode chaude respectivement, ⁽¹⁾BP= Bande passante. ⁽²⁾ α =Chirp (Min-Max). ⁽³⁾PI= pertes d'insertions. ⁽⁴⁾GO= guides d'ondes. ⁽⁵⁾APE=Anealed proton Exchange

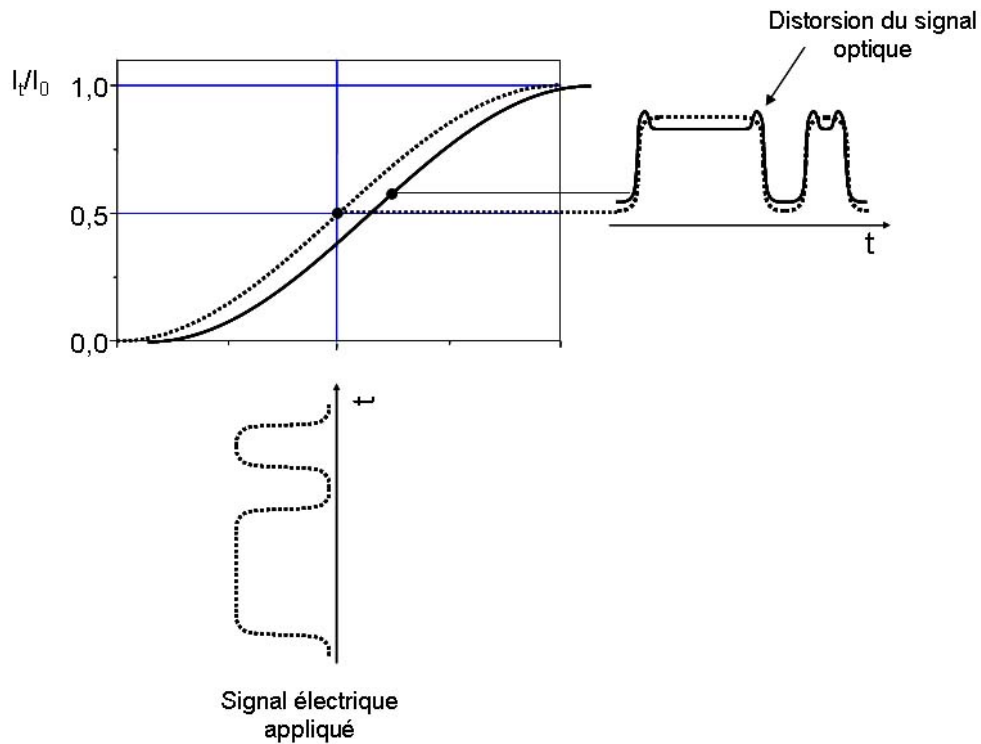


FIG. 1.8 – Phénomène de dérive et son impact en terme de distorsion du signal : la fonction de transfert d'un modulateur MZ évoluée avec le temps

méthode, figure 1.2.2-(a), un échelon de tension est appliqué (tension de polarisation V_{bias}) pour placer le dispositif à un point de fonctionnement donné, qui est caractérisé par une certaine valeur de déphasage optique. Après ceci la tension est ajustée (V_{bias}) en permanence pour maintenir ce point de fonctionnement. La mesure de dérive avec cette méthode repose sur l'enregistrement de l'évolution de (V_{bias}) en fonction du temps. Cette méthode est appelée mesure à phase constante (MPC).

Dans la deuxième méthode, figure 1.2.2-(b), la tension de polarisation appliquée au modulateur est constante. La mesure de dérive se fait par l'enregistrement de l'évolution de l'intensité lumineuse à la sortie du modulateur. Cette méthode est appelée mesure à tension de polarisation constante (MTC).

La MPC apparaît comme la plus utilisée dans la littérature. Néanmoins l'inconvénient majeur de cette technique réside dans le fait qu'elle est inutilisable pour l'étude de l'effet de la polarisation du modulateur MZ (celle-ci étant ajustée en per-

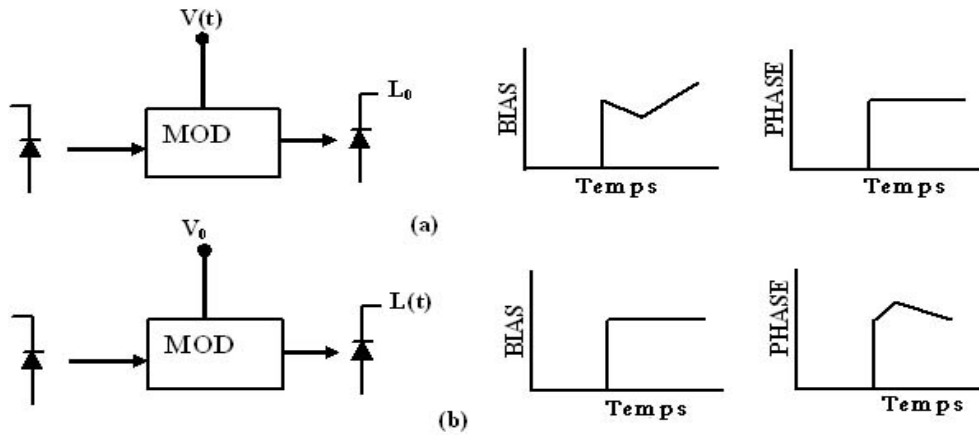


FIG. 1.9 – Méthodes de mesure de la dérive dans un modulateur MZ : (a) méthode de mesure à phase constante (MPC) (b) méthode de mesure à tension constante (MTC)

manence) sur le phénomène de dérive. L'effet de polarisation est important (comme nous le verrons par la suite) puisque la conductivité non nulle de la structure permet de façon non négligeable la création et le déplacement de charges dans le composant. C'est d'ailleurs une des origines principale des dérives. C'est pour cette raison que nous avons choisi pour ce qui nous concerne d'utiliser la MTC.

1.2.3 Dérives observées dans les modulateurs MZ commerciaux

Plusieurs équipes ont travaillé sur le problème de dérive des modulateurs MZ. Elles sont majoritairement d'origine japonaise (H. Nagata et al. de Sumitomo, T. Nozawa et al. de NTT), et américaine (Korotky et al. de Bell Labs, Ed L. Wooten et al. de JDS Uniphase). Les études menées par ces équipes montrent que le phénomène de dérive est très complexe, comme en témoigne la figure 1.10 qui représente la dérive enregistrée en terme de tension de polarisation (MPC) sur des composants fabriqués par la société ATT Microelectronics [22] sur des substrats de LN en coupe z avec des guides d'ondes diffusés titane. Cette figure présente la dérive sur une durée de plusieurs milliers d'heures. On peut constater qu'il existe plusieurs échelles de temps dans l'évolution de la dérive et que les amplitudes de dérive sont importantes (plus

de 60%).

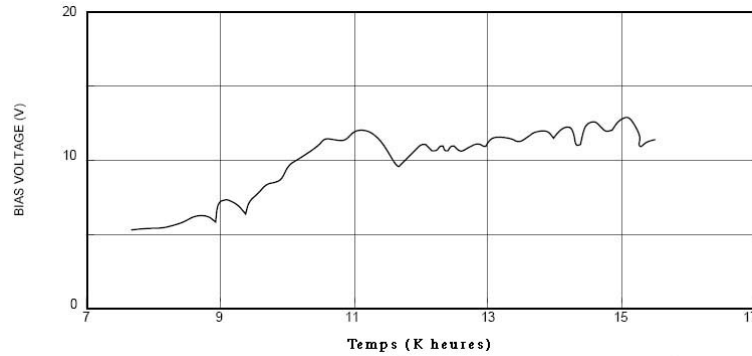


FIG. 1.10 – Phénomène de dérive mesuré par MPC : évolution temporelle de la tension de polarisation dans un modulateur MZ sur LN en coupe z avec des guides d'ondes diffusés titane [22]

Le phénomène de dérive est observé quelque soit le type de substrat utilisé, que ce soit en coupe x ou en coupe z. Le phénomène est présent, que les guides d'ondes soient fabriqués par diffusion de titane ou par échange protonique avec recuit (APE), et que les composants soient polarisés ou non. Ainsi, un exemple de dérive enregistrée (MPC) pour des modulateurs commerciaux MZ en coupe x, est présenté sur la figure 1.11. Ces mesures montrent que la dérive touche tous les composants d'une même série. Elles montrent aussi que le comportement est différent d'un composant à l'autre. Les dérives observées ont des amplitudes qui varie entre 50% et 90%. Ces résultats ont été obtenus par D. Maack [23].

Un autre résultat de D. Maack [23] est présenté sur la figure 1.12. Cette figure représente la dérive à 85°C, pour des modulateurs commerciaux en coupe x, fonctionnant à 2,5 Gb/s et avec des guides d'ondes fabriqués par APE. Cette dérive a été mesurée (MTC) sur des modulateurs non polarisés et sur une durée de 5000 heures. On constate à nouveau que tous les composants testés présentent des dérives plus ou moins différentes (les amplitudes sont néanmoins plus faibles (moins de 5%).

La température joue un rôle important, comme le montre la figure 1.13 qui

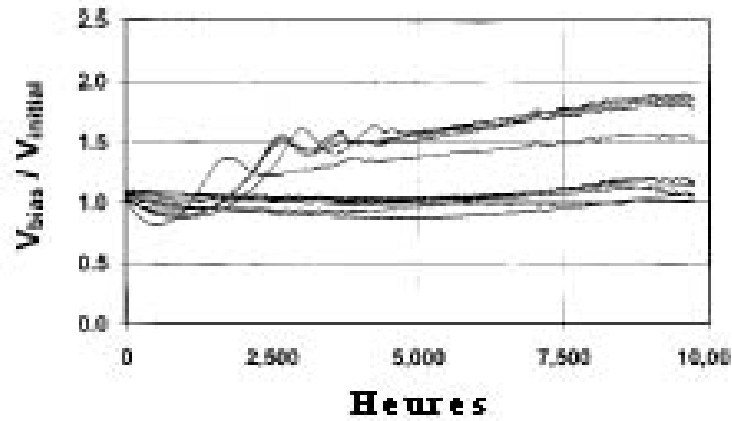


FIG. 1.11 – Phénomène de dérive mesuré par MPC à une température de $T=85^{\circ}\text{C}$ [23] : évolution temporelle du rapport de la tension de polarisation sur la tension de polarisation initiale pour des modulateurs MZ sur LN en coupe x avec des guides d'ondes diffusé Ti

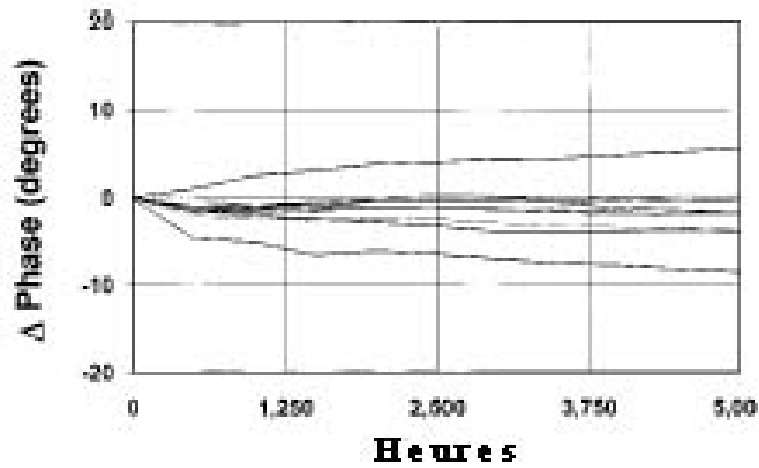


FIG. 1.12 – Phénomène de dérive mesuré par MTC (polarisation nulle) : évolution temporelle de la variation de déphasage pour des modulateurs MZ sur LN en coupe x avec des guides d'ondes APE à $T=85^{\circ}\text{C}$ [23]

reporte l'évolution temporelle en fonction de la température du phénomène de dérive mesuré (MPC) par W. Minford [24] sur un modulateur MZ en coupe z. L'amplitude des dérives est importante ($\approx 50\%$). On peut constater sur cette figure que plus la température du composant est élevée, plus il y a raccourcissement des différents temps caractéristiques du transitoire de dérive.

Enfin, les conditions de préparation de la couche tampon et du substrat influent fortement sur les dérives des composants. Ainsi, H. Nagata et al [25], ont montré que l'amplitude des dérives du modulateur MZ dépendait de la technique de dépôt de la couche de silice (Fig. 1.14). La technique de pulvérisation pour le dépôt de la couche de silice semble conduire à des dérives beaucoup plus importantes que la technique de dépôt par évaporation sous vide.

D'autre part Nagata et al [26] ont montré que l'amplitude de dérive dépendait de l'atmosphère de recuit du substrat. Une illustration est présentée sur les figures 1.15 et 1.16. Ces figures montrent que l'amplitude de dérive est très faible dans le cas de recuits du substrat sous oxygène sec.

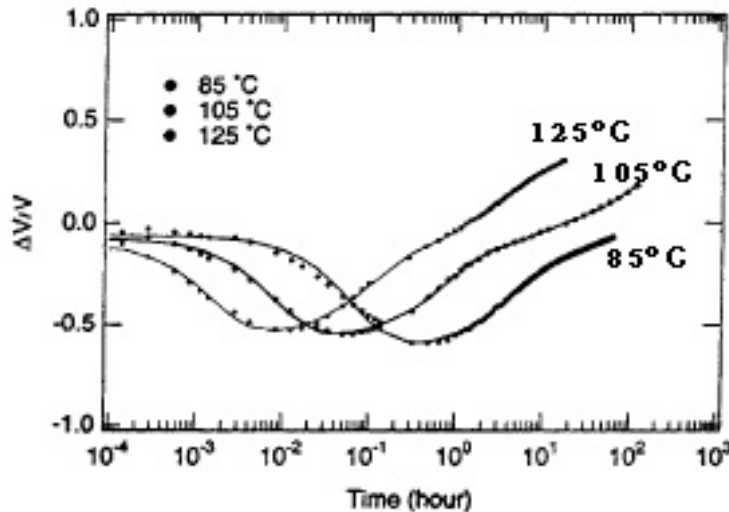


FIG. 1.13 – Phénomène de dérive mesuré par MPC : évolution temporelle du rapport de la tension de polarisation sur la tension de polarisation initiale pour un modulateur en coupe z à différentes températures [24]

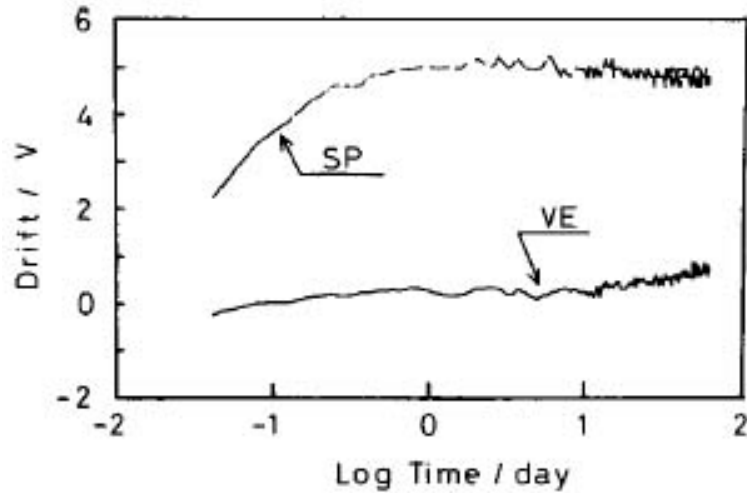


FIG. 1.14 – Phénomène de dérive mesuré par MPC en fonction des deux techniques de dépôt de la couche de silice : par pulvérisation et par évaporation sous vide [25]

1.3 Origines du phénomène de dérive et solutions possibles

L'examen de la littérature sur le phénomène de dérive que nous avons évoqué plus haut montre qu'il n'y a pas de vision claire sur les différentes origines de ce phénomène. Nous nous attachons dans la suite à classer et décrire les différentes origines du phénomène de dérive avec notre éclairage personnel.

Le LMOPS travaille sur ces problèmes de dérive depuis la fin de l'année 2001 et les études menées (thèse de S. Gille) [27] ont conduit à distinguer deux types d'origine aux problèmes de dérive des modulateurs MZ intégrés sur LN : les dérives extrinsèques et les dérives intrinsèques. La figure 1.17 résume et classe les différents effets possiblement à l'origine des dérives. Les origines intrinsèques englobent les phénomènes de dérive liés aux hétérogénéités des propriétés électriques des matériaux utilisés pour la fabrication du modulateur d'une part, et ceux liés à l'anisotropie électrique du substrat de LN d'autre part.

Les hétérogénéités électriques sont de deux types. Le premier concerne les hétérogénéités de structure liées aux différentes permittivités et conductivités électriques de

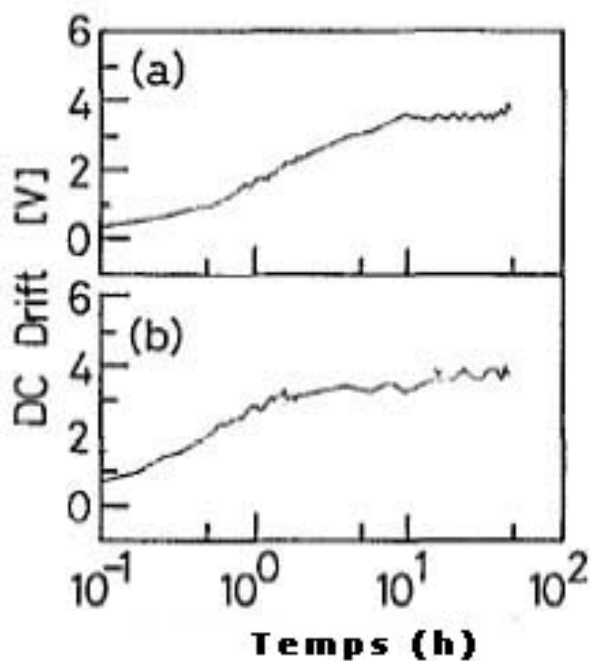


FIG. 1.15 – (a) recuit du substrat sous oxygène humide/ recuit de couche de silice sous oxygène humide (b) recuit du substrat sous oxygène humide/ recuit de couche de silice sous oxygène sec [26]

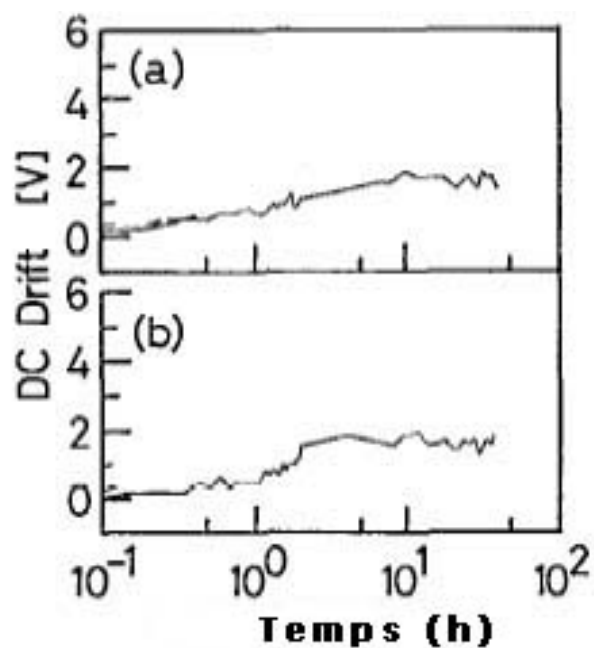


FIG. 1.16 – (a) recuit du substrat sous oxygène sec/ recuit de couche de silice sous oxygène sec (b) recuit du substrat sous oxygène sec/ recuit de couche de silice sous oxygène humide [26]

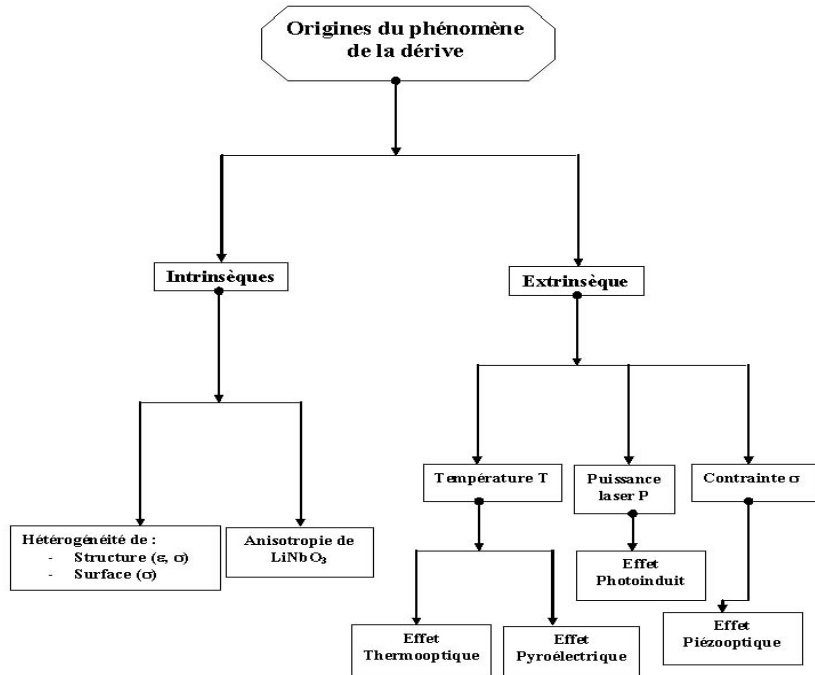


FIG. 1.17 – Origines du phénomène de dérive

chacune des couches formant le modulateur. Le second type concerne les hétérogénéités de conductivité électrique qui apparaissent en surface du substrat lors de la fabrication du substrat. L'originalité de notre travail repose sur la prise en compte de ce dernier point. Ces hétérogénéités de structure et de surface ainsi que l'anisotropie de LN induisent une redistribution des charges dans le composant après application d'une tension DC, qui conduit à la création d'un champ électrique dépolarisant et donc à la modification du champ électrique interne qui évolue avec le temps.

Les origines extrinsèques, étudiées en détail par S. Gille [27], sont liées à la température (effet pyroélectrique et thermo-optique), à la puissance de l'onde optique se propageant dans les guides (effet photoinduit), et à la relaxation des contraintes aux interfaces silice-LN. Les variations d'indice de réfraction induites par ces effets dans les bras du modulateur MZ engendrent des dérives dès lors que la température, le flux lumineux ou l'état de déformation évolue dans le composant.

Dans la suite nous décrivons en détail, que ce soit pour les origines extrinsèques ou intrinsèques, les différents effets et leurs mécanismes ainsi que, le cas échéant, les

solutions envisagées pour remédier au problème.

1.3.1 Origines extrinsèques

Ces origines ont été présentées et étudiées dans la thèse de S. Gille [27] soutenue au LMOPS fin 2004. Je les reprends brièvement ici en y ajoutant les différentes solutions proposées par différentes équipes qui ont travaillé sur ces aspects.

Origines thermo-induites

Effet thermooptique L'effet thermooptique se traduit par une variation de l'indice de réfraction provoquée par des variations de température du milieu. Ces variations d'indice ($\Delta n = \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T$ où $\frac{\partial n}{\partial T}$ est le coefficient thermooptique du milieu) engendrent un déphasage qui se superpose à celui créé par l'application du champ électrique pour fixer le point de fonctionnement. Ceci modifie le point de fonctionnement et entraîne une dérive si la température fluctue.

Effet pyroélectrique Le LN est un cristal pyroélectrique, caractérisé par un moment dipolaire qui varie avec la température. Cette variation de moment dipolaire entraîne la création d'un champ électrique ($E_{pyro} = \frac{\partial P_s}{\partial T} \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{33}} \Delta T$ où $\frac{\partial P_s}{\partial T}$ est le coefficient pyroélectrique, ϵ_0 est la constante diélectrique du vide, ϵ_{33} est la constante diélectrique relative) qui va se superposer au champ électrique local et induire des dérives du point de fonctionnement.

Une illustration des dérives thermo-induites est présentée sur la figure 1.18. C'est un résultat typique de H. Nagata [17] enregistré avec la technique MPC. L'évolution de la dérive mesurée est relativement complexe. Ceci est attendu puisque l'effet pyroélectrique ne contribue que de façon transitoire aux modifications du champ électrique local alors que l'effet thermooptique y contribue de façon constante. D'autre part, la technique de mesure utilisée (polarisation non constante) contribue certainement à la complexité de l'évolution en produisant d'autres dérives (intrinsèques) comme on l'a discuté précédemment.

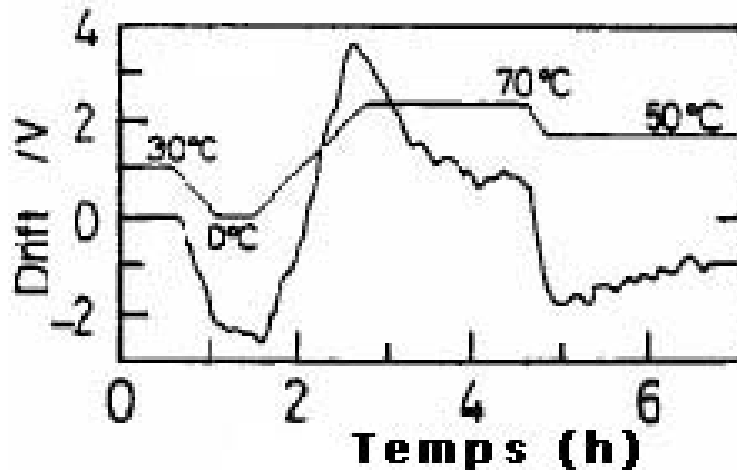


FIG. 1.18 – Dérive mesurée par MPC [17]

Plusieurs techniques ont été proposées pour éliminer ces dérives. Les charges engendrées par effet pyroélectrique peuvent être écrantées et distribuées de façon homogène à la surface du composant par le dépôt à la surface du LN d'une couche semiconductrice comme le silicium, ce qui diminue significativement la dérive du modulateur MZ. Ce résultat a été reporté dans les références [28, 29, 30, 31].

Shafer et al [32], ont proposé pour évacuer les charges d'origines pyroélectriques, de relier une partie des faces +Z et -Z du substrat par un conducteur pour empêcher le développement des charges différentielles entre les faces +Z et -Z du fait du changement de température.

Johnston et al [33], proposent d'utiliser un substrat de niobate de lithium de faible résistivité (de l'ordre de $10^{13}\Omega.cm$ ou moins) obtenu par recuit sous atmosphère réduite. Cette faible résistivité rend le composant moins sensible aux variations de température; ceci peut s'expliquer par le fait que l'amplitude du transitoire pyroélectrique provoqué par un ΔT est d'autant plus faible que la résistivité est plus faible, mais également par le fait que plus la résistivité est faible plus le temps de relaxation des charges est court.

Origines photoinduites

L'effet photoréfractif est attribué au photoporteurs créés dans les guides d'ondes par l'intensité lumineuse qui y circule. En effet, pour une excitation lumineuse adéquate, des centres donneurs peuvent être ionisés ($Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+} + e^-$) et ainsi fournir des porteurs de charges libres. Les électrons se déplacent dans la direction $c+$ (champ photovoltaïque) ou vers n'importe quelle direction sous l'effet du champ électrique appliqué (photoconductivité). Ces charges vont pouvoir migrer et s'accumuler dans les zones non éclairées et ainsi créer un champ électrique qui va se superposer au champ électrique local.

Aux longueurs d'ondes visibles et proches infrarouges, la génération de charges dans les guides d'ondes due à l'effet photovoltaïque est importante. Betts et al [34], ont montré qu'à une longueur d'onde de 1064nm et pour une puissance de 90mW, la dérive du point de fonctionnement est non négligeable (Fig. 1.19). Dans l'intervalle de longueur d'onde $1,3\mu m - 1,5\mu m$, qui correspond aux longueurs d'onde utilisées dans les applications de télécommunications, il y a une très faible probabilité d'excitation des photoporteurs dans le substrat de LN, ce qui fait que la dérive ne peut apparaître qu'aux fortes puissances optiques. Betts et al [34], ont montré que l'effet photoréfractif est négligeable à 1320nm même pour une puissance de 400mW dans des modulateurs MZ, dont les guides d'ondes sont fabriqués par diffusion de titane et recuit sous oxygène humide (Fig. 1.19).

La diminution de cette dérive se fait par la diminution des impuretés des ions Fe^{2+} et/ou par le dopage de LN avec des ions Mg.

Becker [35] a développé une technique appelé "thermal fixing" pour réduire l'effet photoréfractif dans les guides d'ondes diffusés titane. Il propose de recombinaison les e^- libérés ($Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+} + e^-$) par les ions H^+ qui existent dans le composant (ils peuvent être introduits lors de la croissance de LN ou pendant la fabrication des guides d'ondes). Le problème est qu'à température ambiante, ces ions sont peu mobiles. Il faut donc les activer thermiquement. Pour ceci, Becker propose de chauffer le composant à des températures de l'ordre de 160°C.

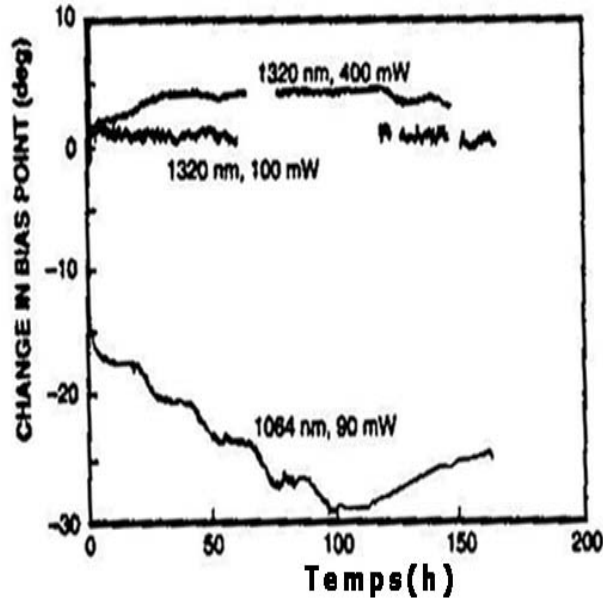


FIG. 1.19 – Évolution temporelle de la tension de polarisation dans des modulateurs MZ qui sont recuits deux fois pendant 7h à 500°C sous oxygène humide [34]

Origines mécaniques

La silice et le LN n'ayant pas la même structure cristalline, il y a donc un désaccord de mailles entre ces structures, ce qui provoque des contraintes à l'interface silice-LN et donc des déformations qui évoluent avec la température puisque les coefficients de dilatation thermique entre LN ($1,5 \cdot 10^{-5}$) et SiO_2 ($5 \cdot 10^{-7}$) sont très différents. Ces déformations provoquent des variations de l'indice de réfraction via l'effet piézo-optique, variations d'indice de réfraction qui induisent à leur tour une variation du point de fonctionnement. Ce type de phénomène a été étudié dans les références [17, 11, 36, 37].

Afin de remédier à ce problème, Nagata et Ichikawa ont proposé d'ajouter une couche de SiO_2 sur la face opposée du substrat de LN afin d'équilibrer les contraintes ou au moins pour essayer de compenser les déformations de l'autre face [38]. Les résultats qu'ils obtiennent, montrent qu'une couche tampon de SiO_2 d'épaisseur $1,3 \mu\text{m}$ provoque une flexion du substrat de $32 \mu\text{m}$ au centre du substrat et que cette

déformation est réduite à 8 μm par le dépôt d'une épaisseur de 1,3 μm de SiO_2 sur la face opposée du LN.

Calcul des ordres de grandeur

Il semble intéressant d'évaluer les ordres de grandeurs des différents effets cités plus haut et pouvant être à l'origine de dérive du point de fonctionnement du modulateur MZ.

Il faut toutefois noter que ces effets peuvent être à l'origine des dérives dans les modulateurs MZ, si et seulement si une dissymétrie du composant (dans la longueur des bras par exemple) ou dans l'excitation (variation de température, densité lumineuse ou contrainte inégale dans les deux bras) existe.

Nous avons donc évalué les dérives, en termes de différences de déphasage induit dans chacun des bras de l'interféromètre, pour chacun des quatre effets et en considérant la symétrie du composant ou non. Ces calculs sont résumés dans le tableau 1.2.

Afin d'évaluer ces amplitudes de dérive en terme de pourcentage pour pouvoir les comparer, nous avons calculé non pas les différences de phases induites mais les variations de tension ΔV correspondantes ramenés à $V_{\frac{\pi}{2}}$.

$$\frac{\Delta V}{V_{\frac{\pi}{2}}} = \frac{2\Delta\phi}{\pi} \quad (1.4)$$

où $\Delta\phi$ est la différence de déphasage entre les bras du modulateur MZ présenté dans le tableau 1.2, $V_{\frac{\pi}{2}}$ est la tension de polarisation correspond à la moitié de la tension demi-onde.

On peut donc évaluer la contribution (en %) de chacune des origines extrinsèques en s'appuyant sur les valeurs des différents coefficients que l'on trouvera dans l'annexe C. Les résultats obtenus permettent de montrer que les origines photoinduites ne donnent lieu qu'à de très faibles amplitudes de dérive aux longueurs d'ondes télécoms 1,55 μm (au maximum 10⁻⁵%). Une contrainte typique de 10⁻⁵ entraîne par effet piézooptique une dérive d'amplitude de 4.10⁻²%. Enfin un gradient de température entre les bras de l'interféromètre d'un centième de degré induit une amplitude de

Symétrie de l'excitation/des bras	OUI/OUI	OUI/NON	NON/OUI	NON/NON
Effet thermooptique	0	$\frac{2\pi d}{\lambda}$ $\frac{\partial n}{\partial T} \Delta T$	$\frac{2\pi L}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial T}$ $(\Delta T_A - \Delta T_B)$	$\frac{2\pi L}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial T}$ $[L(\Delta T_A - \Delta T_B) + d\Delta T_A]$
Effet pyroélectrique	0	$-\frac{\pi d}{\lambda} n_e^3 r_{33} \frac{\partial P_s}{\partial T}$ $\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{33}} \Delta T$	$-\frac{\pi L}{\lambda} n_e^3 r_{33} \frac{\partial P_s}{\partial T}$ $\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{33}} (\Delta T_A - \Delta T_B)$	$-\frac{\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33} \frac{\partial P_s}{\partial T}$ $\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{33}} [L(\Delta T_A - \Delta T_B) + d\Delta T_A]$
Effet photovoltaïque	0	$-\frac{\pi d}{\lambda} n_e^3 r_{33} \frac{1}{\sigma_d + \sigma_{ph}}$ $\beta_{33} E_3 ^2$	$-\frac{\pi L}{\lambda} n_e^3 r_{33} \frac{1}{\sigma_d + \sigma_{ph}}$ $\beta_{33} (E_{3,A} ^2 - E_{3,B} ^2)$	$-\frac{\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33} \frac{1}{\sigma_d + \sigma_{ph}} \beta_{33}$ $[L(E_{3,A} ^2 - E_{3,B} ^2) + d E_{3,A} ^2]$
Effet piézooptique	0	$-\frac{\pi d}{\lambda} n_e^3 p_{31} s_1$	$-\frac{\pi L}{\lambda} n_e^3 p_{31}$ $(s_{1A} - s'_{1B})$	$-\frac{\pi L}{\lambda} n_e^3 p_{31} (s_{1A} - s'_{1B})$ $-\frac{\pi d}{\lambda} n_e^3 p_{31} s_{1A}$

TAB. 1.2 – Estimation des dérives induites dans un modulateur MZ sur LN par les effets thermooptique , pyroélectrique, photovoltaïque et piézooptique en terme de différence de déphasage entre les deux bras de l'interféromètre. \mathbf{L} est la longueur moyenne des bras et \mathbf{d} le déséquilibre entre ces bras.

dérive de 6%, les effets thermo-optique et pyroélectrique participant à cette dérive de façon égale. Les effets thermo-induit, sont donc largement prépondérants dans les origines extrinsèques des dérives.

1.3.2 Origines intrinsèques

Nous avons montré dans le cas des origines extrinsèques que les effets thermo-induits sont importants. Néanmoins il existe des solutions pour supprimer ou réduire la dérive due à ces origines, ce qui n'est pas le cas, comme on va le voir, pour les origines intrinsèques.

Afin de bien comprendre ces origines intrinsèques, on utilise une structure en coupe transversal selon z du modulateur comme le montre la figure 1.20.

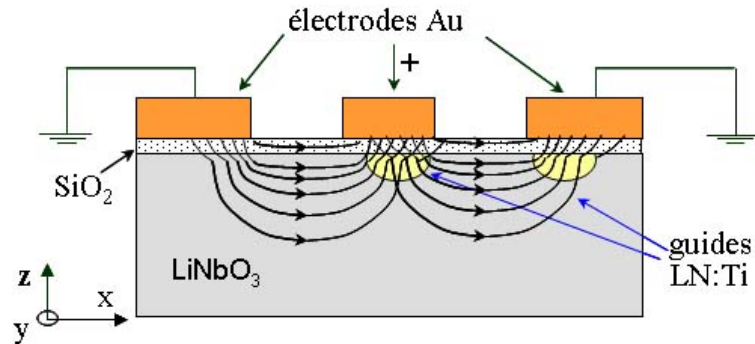


FIG. 1.20 – Composantes du champ électrique dans une structure en coupe z

L'évolution du champ électrique est gouvernée par les équations de Poisson et de continuité :

$$\begin{cases} \operatorname{div}[\epsilon]\vec{E} = \rho \\ \operatorname{div}[\sigma]\vec{E} = -\frac{\partial\rho}{\partial t} \end{cases}$$

où σ et ρ sont des tenseurs de rang 2. Ce système d'équations montre bien que la non homogénéité de ϵ , et/ou σ , et/ou E conduit à une accumulation des charges dans la structure et donc à une variation du champ électrique et finalement à une

dérive du point de fonctionnement. Ces inhomogénéités électriques peuvent provenir comme on l'a vu de la structure du composant, de l'anisotropie du substrat, mais aussi d'hétérogénéités à la surface du substrat qui peuvent être induites lors de la fabrication des guides.

Hétérogénéité de structure

La structure du modulateur MZ est constituée d'un empilement de différentes couches de matériaux (substrat de LN, substrat diffusé Ti, couche tampon de SiO_2) présentant des permittivités et des conductivités différentes. Il faut donc s'attendre à ce que le champ électrique ait un comportement relaxationnel avec plusieurs temps de réponse. Sous l'effet de la tension appliquée, il y a circulation et redistribution des charges dans la structure du composant. Pour permettre la compréhension du comportement d'instabilité du point de fonctionnement dans de telles structures et ainsi reproduire la forme de la dérive temporelle observée, une modélisation de la structure du composant par des circuits RC parallèles (chaque couche de la structure est modélisée par une résistance R en parallèle à une capacité C), a été proposée pour la première fois par Yamada et Minikata [19] puis par plusieurs autres groupes (Later, Becker [39], Fujiwara [40], Miyazawa [41] et Park [42]). Pour cela ils calculaient la dépendance temporelle de la tension électrique apparaissant aux bornes du circuit RC correspondant au guide d'onde.

Par ailleurs, en augmentant de façon artificielle le nombre de circuits RC, comme l'ont montré S. K. Korotky et J. Veselka [21], il est possible de reproduire toutes les dérives observées. Ainsi, la figure 1.21, montre que les dérives du point de fonctionnement enregistrées par M. Seino et al. [28] en utilisant la technique MPC, peuvent être parfaitement ajustées par un modèle électrique développé par K. Korotky et J. Veselka [21].

Toutefois, l'augmentation du nombre de circuit RC demeure artificielle et les auteurs n'identifient pas physiquement l'origine des circuits RC ajoutés. Ce type de simulation ne permet pas de prédire de façon fiable la loi de dérive d'un autre composant qui différerait quelque peu du précédent dans sa structure ou dans ses

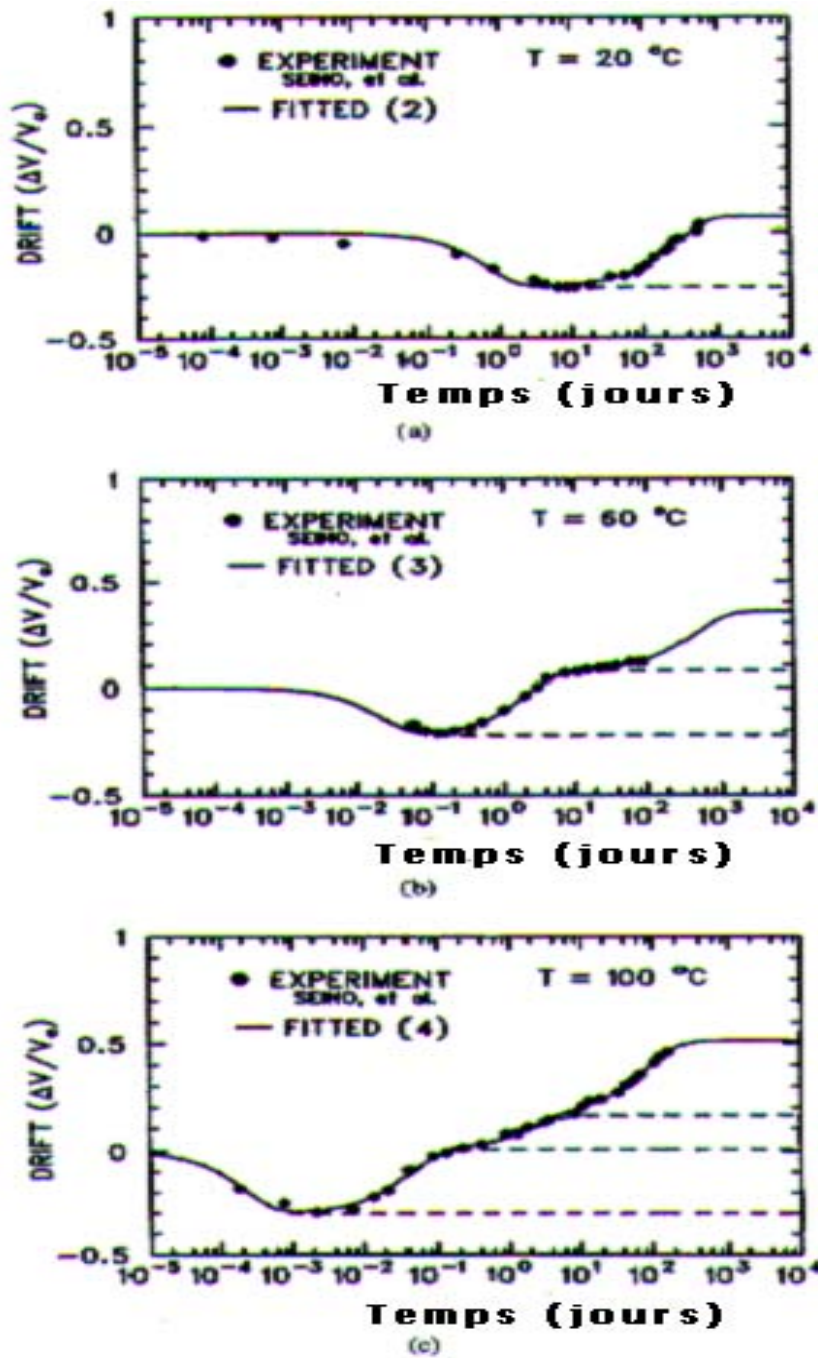


FIG. 1.21 – Confrontation des résultats expérimentaux de M. Seino et al [28] et théoriques de K. Korotky et J. Veselka [21] obtenus par modélisation avec circuits RC

conditions d'élaboration. De plus cette simulation n'établit aucun lien avec les paramètres matériaux.

La couche de SiO_2

La qualité de la couche de silice dépend de la méthode de dépôt de silice, des conditions de dépôt (taux de dépôt, température du substrat, pression de gaz, vitesse de dépôt). Ainsi Nagata [25] a constaté que l'utilisation de couches de silice peu denses permettait de raccourcir le transitoire du phénomène de dérive. Il a proposé l'utilisation de couches tampons de faibles indices de réfraction de 1,42 à 1,43 pour réduire l'amplitude de dérive comme le montre la figure 1.22.

Seino et al [43] ont montré que la diffusion et la mobilité des ions Li^+ dans la couche tampon affectaient l'allure temporelle des dérives. Pour remédier à ce problème, plusieurs solutions sont proposées. Burns et al [44], ont montré que l'utilisation d'une couche de nitrure de silicium et titane en remplacement de la silice permettait de stopper la diffusion de Li^+ et améliorerait la stabilité du composant. Jin et al [45], ont proposé d'implanter la couche de silice avec des ions de fluor F^- pour former avec les ions Li^+ un composé LiF. Ceci permet de stopper la mobilité des ions Li^+ et donc de réduire les dérives observées.

Nagata propose quant à lui de recouvrir la couche de silice par une couche de nitrure de silicium pour empêcher la diffusion d'alcalins (K, Na) dont les origines sont les acides permettant de supprimer les masques. Il a montré que les composants ainsi fabriqués étaient plus stables [46].

D'autres approches ont été également proposées. On peut citer Gibson et al [47] qui ont montré que l'utilisation de couche tampon à base de SiO_x avec $x > 2$ améliorerait la stabilité des composants, et Gee et al [48] qui proposent pour diminuer les dérives à courts terme de remplacer la couche de silice par une couche d'ITO.

Toutes ces modifications de la couche tampon correspondent en fait selon notre interprétation à une adaptation de leur propriétés électriques (ϵ et σ) conduisant à

une réduction de l'amplitude et du temps caractéristique des dérives court terme. Comme on le verra dans le chapitre 2, une augmentation de la conductivité électrique et une diminution de la permittivité diélectrique de la couche tampon sont souhaitables pour diminuer les dérives à court-terme.

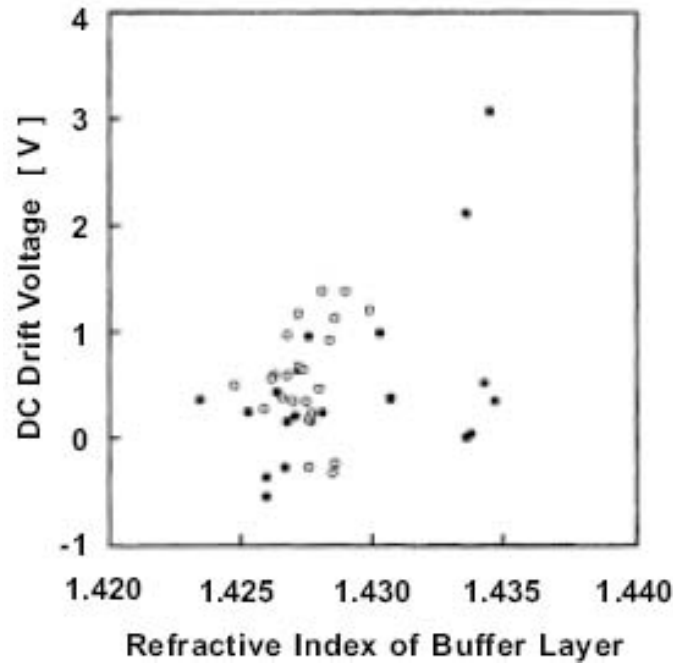


FIG. 1.22 – Influence de l'indice de réfraction de la couche tampon sur l'amplitude des dérives [25], après 100h de fonctionnement du composant opérant à 80°C. Les points noirs et blancs correspond à la dérive pour 1 μ m, 1,1 μ m de SiO₂ respectivement

Le substrat de LiNbO₃

Nagata et al [49] ont montré que la présence d'ions d'hydrogène dans les substrats LN affecte fortement les dérives observées. Pour diminuer la quantité de ces ions ils ont proposé l'utilisation de recuits des substrats sous oxygène sec (atmosphère réductrice). Ainsi la figure 1.23 montre la comparaison des mesures de dérive par MPC (méthode de mesure à phase constante) sur des modulateurs réduits et non réduits. Ce résultat est obtenu par Nagata et al [17]. Cette figure présente la mesure

du phénomène de dérive observé à 130°C pour un modulateur intégré sur un substrat de LN (courbe en trait discontinu) dont la teneur en ions d'hydrogène a été réduite par un traitement thermique sous atmosphère sèche et dont la couche tampon a été déposée par évaporation sous vide. Elle présente aussi les résultats obtenus pour trois modulateurs (courbes en trait continu) intégrés sur des substrats de LN dont leur teneur en ions d'hydrogènes n'a pas été réduite et dont la couche tampon a été déposée par évaporation sous vide. Pour les modulateurs dont les substrats sont non réduits, on constate une variation monotone des dérives avec le temps, qui augmentent très rapidement après environ 40 heures de fonctionnement. Pour le modulateur dont le substrat est réduit, l'évolution de dérive est non monotone. Nagata et al n'expliquent pas l'origine de cette évolution négative de la dérive, mais proposent l'idée que la concentration en ions d'hydrogène dans le substrat (et la couche tampon) diminue graduellement avec la durée pendant laquelle le modulateur est soumis à la température de 130°C.

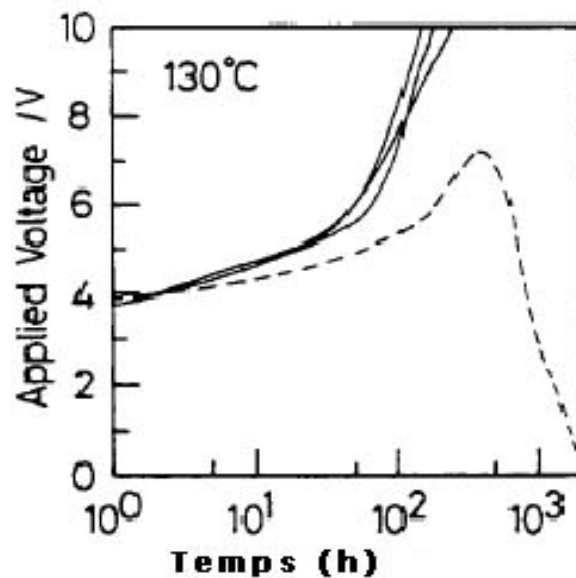


FIG. 1.23 – Phénomène de dérive mesuré à 130°C pour quatre modulateurs réalisés par échange protonique : substrat non réduit (ligne continu) et réduit (pointillé) [17]

Hétérogénéité de surface

A notre connaissance, aucun auteur n'a pu démontrer l'existence d'hétérogénéités électrique présentes à la surface du substrat et le rôle qu'elles pourraient avoir dans le phénomène de dérive. Nous développons cet aspect dans le chapitre 2

Anisotropie de LN

L'anisotropie électrique (ϵ , σ) du substrat joue un rôle important dans les dérives des modulateurs fabriqués sur des substrats en coupe z. Comme le montre la figure 1.24, les modulateurs basés sur des substrats en coupe x ne sont, à priori, pas affecté par les dérives d'anisotropie puisque le champ E_z ne dépend que de la différence de potentiel entre les électrodes. Pour les modulateurs en coupe z (Fig.1.20), l'anisotropie induit des dérives avec des temps caractéristiques très long comme nous le verrons au chapitre 2. A notre connaissance il n'y a aucune solution au problème de dérive d'anisotropie.

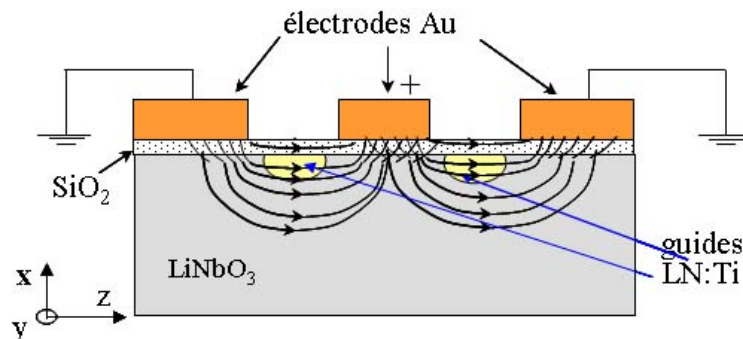


FIG. 1.24 – Composantes du champ électrique dans une structure en coupe x

1.3.3 Solution commercialisée

Il existe actuellement un seul type de solution commercialisée. Cette solution est basée sur l'asservissement du point de fonctionnement du modulateur MZ (Fig.1.25) à l'aide d'un système de contrôle [50, 51, 52, 53]. Ceci nécessite le prélèvement d'un petit pourcentage (2%) du signal optique. Ce type de prélèvement se fait de deux

manière, soit à la sortie du modulateur (Fig.1.26) soit à l'aide d'un système de prélèvement intégré dans le modulateur MZ (Fig.1.27). Ce système d'asservissement est très complexe et également très onéreux. Plusieurs techniques de contrôle sont proposées.

L'une des approches pour contrôler le point de fonctionnement du modulateur MZ consiste à appliquer sur le modulateur MZ deux signaux de fréquences différentes f_1 et f_2 . L'intensité optique à la sortie du modulateur contient une composante qui correspond à la somme de ces fréquences (f_1+f_2). C'est l'amplitude du signal à la fréquence somme qui est asservie pour contrôler le point de fonctionnement. La somme des fréquences (f_1+f_2 , néanmoins, est souvent proche des secondes harmoniques des deux signaux ($2f_1$ et $2f_2$). Ceci impose des conditions rigoureuses sur le filtre passe-bande qui doit sélectionner la composante (f_1+f_2) et rejeter les deux secondes harmoniques. La nécessité pour ce filtre d'avoir une bande passante étroite fait qu'il est difficile d'obtenir un bon rapport signal sur bruit pour la composante filtrée (f_1+f_2).

Dans une autre approche, un signal modulé en amplitude est appliqué sur le modulateur. En conséquence, le signal optique à la sortie du modulateur est également modulé en amplitude. Cette modulation d'amplitude à la sortie du modulateur est détectée et utilisée pour contrôler le point de fonctionnement. La modulation d'amplitude introduit, néanmoins, des bandes latérales supérieures et inférieures qui peuvent induire de la distorsion de signal.

Ces deux approches s'appuient sur des techniques de détection non cohérentes. Seule l'amplitude est utilisée. Une troisième technique utilisant la phase a été développée par l'équipe de Photline Technologies [54]. Elle consiste à appliquer un signal sinusoïdal de faible amplitude V_0 et de faible fréquence f_0 (quelques centaines de Hz à quelques kHz) sur les électrodes du modulateur. Toute dérive à partir du point d'inflexion de la caractéristique se traduit par la croissance du deuxième harmonique $2f_0$ dans le spectre électrique du signal détecté. L'identification de l'amplitude et de la phase de cet harmonique permet de déterminer le sens, positif ou négatif de la dérive. Il est alors possible de générer une tension de contre-réaction qui, additionnée

au signal sinusoïdal, corrige et annule la dérive.

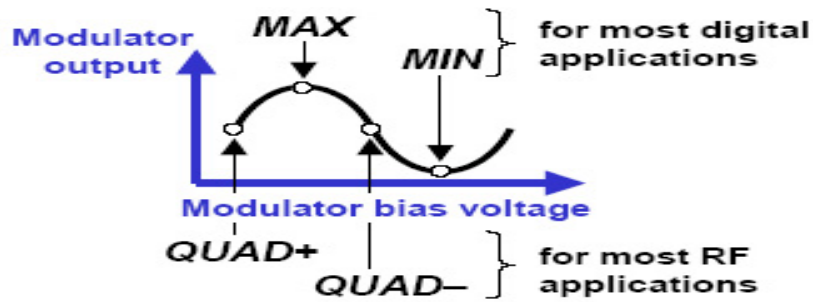


FIG. 1.25 – Les différents points de fonctionnement d’un modulateur MZ [20]

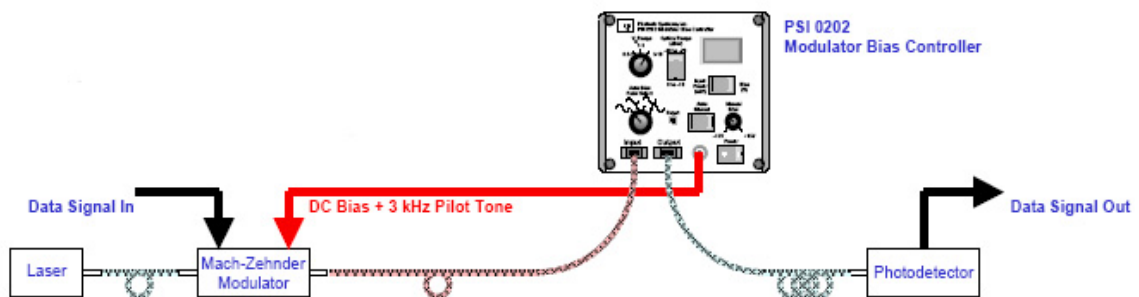


FIG. 1.26 – Schéma du modulateur MZ avec le système de contrôle du point de fonctionnement (Bias Controller) [20]

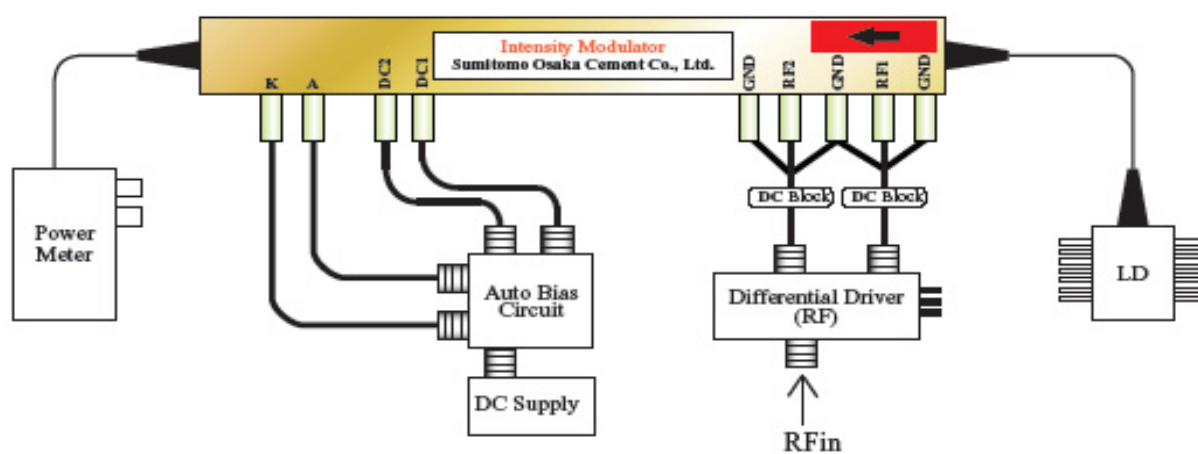


FIG. 1.27 – Schéma d'un modulateur MZ fonctionnant à 10Gb/s équipé d'un système de contrôle du point de fonctionnement [55]

Chapitre 2

Caractérisation, modélisation et interprétation du phénomène de dérive intrinsèque

Sommaire

2.1	Banc de mesure et méthode de caractérisation	44
2.1.1	Présentation du banc de mesure mis au point au laboratoire	44
2.1.2	Stabilité des différents éléments du banc de mesure	45
2.1.3	Le modulateur étudié	48
2.1.4	Phénomènes de fatigue observés	48
2.2	Résultats et interprétations	50
2.2.1	Mesure de la dérive thermo-induite	50
2.2.2	Mesure de la dérive intrinsèque	51
2.3	Modélisation électrique des dérives intrinsèques	53
2.3.1	Effet de l'anisotropie	53
2.3.2	Effet de la silice	56
2.3.3	Interprétation des résultats de la littérature	56
2.3.4	Prise en compte des hétérogénéités électriques de surface .	58
2.4	Solution proposée	64

Dans ce chapitre, nous nous attachons à l'étude du phénomène de dérive intrinsèque dans un modulateur MZ fabriqué sur LN. Dans un premier temps nous allons présenter le montage expérimental que nous avons mis en place pour caractériser et quantifier la dérive dans un modulateur MZ. Nous présentons ensuite la modélisation du composant par des circuits RC où l'originalité réside dans la prise en compte de l'anisotropie de LN et des hétérogénéités électriques de surface. Cette modélisation permet de simuler la dérive dans ce type de composant. Enfin nous présenterons la validation expérimentale et théorique de l'interprétation du phénomène de dérive.

2.1 Banc de mesure et méthode de caractérisation

2.1.1 Présentation du banc de mesure mis au point au laboratoire

Le banc de mesure (Fig.2.1) est constitué d'une diode laser, d'un contrôleur de polarisation, et d'un système de détection. Ces éléments sont connectés entre eux via des fibres optiques monomodes. La diode laser émet, à la longueur d'onde de 1,55 μm , une puissance de quelques centaines de microwatts. Le système de détection est constitué d'une photodiode PIN en AsGa suivi d'un amplificateur à transimpédance. Le contrôleur de polarisation permet de s'assurer que la direction de polarisation de l'onde lumineuse est bien selon l'axe z du substrat de LN (ceci afin de bénéficier du coefficient électrooptique r_{33} qui est le plus élevé pour ce matériau). Ce banc contient également deux sources de tension DC et AC, connectées au modulateur à l'aide d'un té. Ce té permet l'alimentation du modulateur tout en assurant l'isolation mutuelle des sources AC et DC. Un ordinateur permet de communiquer avec les instruments du banc de mesure via l'interface GPIB (norme IEEE-488) à l'aide d'un programme écrit sous Labview (National Instrument).

Pour s'affranchir des effets liés à la température (dérive thermo-induite), l'ensemble du banc est placé dans une étuve (Fig. 2.2) de façon à contrôler au mieux la température.

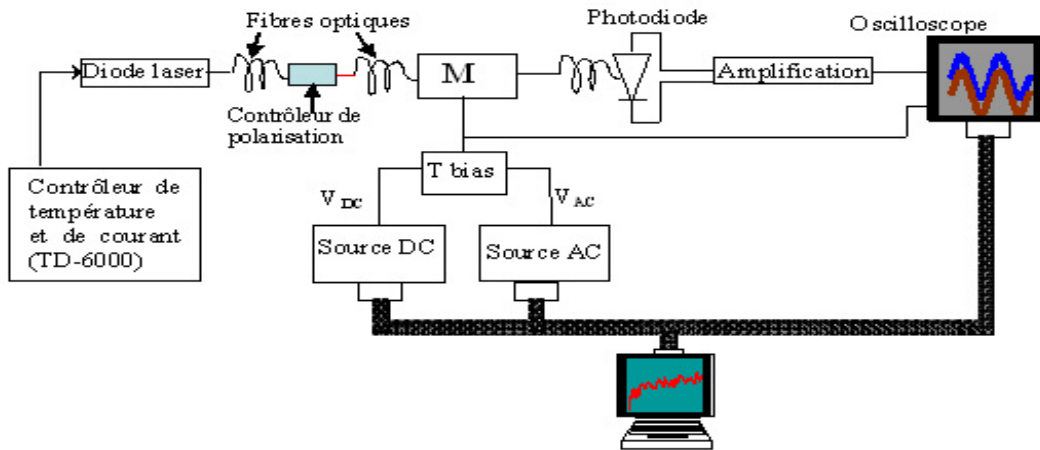


FIG. 2.1 – Schéma du banc de mesure

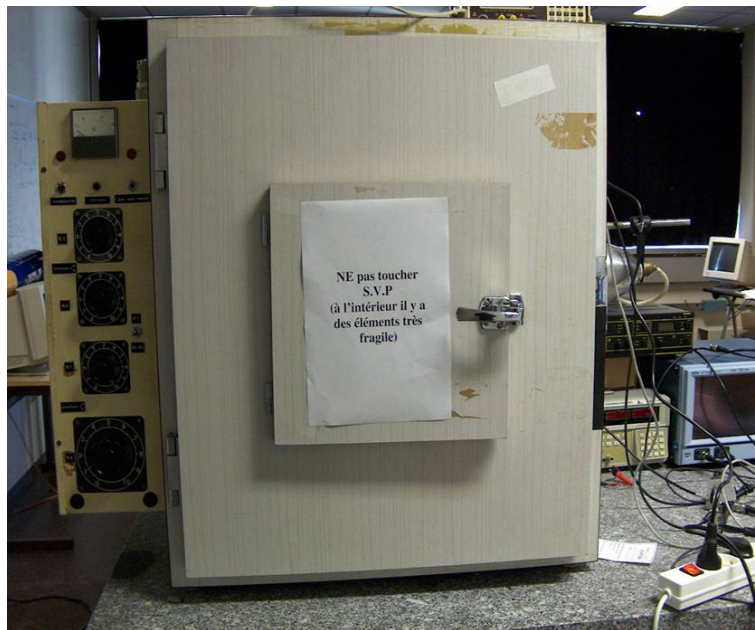


FIG. 2.2 – Photographie de l'étuve utilisée pour contrôler la température.

2.1.2 Stabilité des différents éléments du banc de mesure

Stabilité de la diode laser et du système de détection

Avant d'effectuer des mesures de dérive du point de fonctionnement d'un modulateur MZ, il faut s'assurer que les éléments du banc de mesure ne dérivent pas

eux mêmes. Nous avons commencé par mesurer la stabilité de la diode laser et du système de détection. Pour cela nous avons utilisé le montage expérimental de la figure 2.1 sans le modulateur, c'est à dire que la diode laser est reliée à l'aide des fibres optiques directement au système de détection comme le montre la figure 2.3.

Sur la figure 2.4 nous présentons l'évolution de la tension fournie par le système de détection (photodiode + amplification) pour une puissance lumineuse a priori constante. Cette figure montre qu'il y a corrélation entre l'évolution de la température et la variation de tension. Pour trouver le facteur de corrélation, nous avons tracé la tension $V_s(V)$ en fonction de la température (Fig.2.5). Ce facteur de corrélation est estimé à $(5 \pm 0,01) \text{mV}/^\circ\text{C}$. Nous en tiendrons compte dans chaque mesure pour corriger les résultats de mesure de dérive du modulateur MZ si la température fluctue.

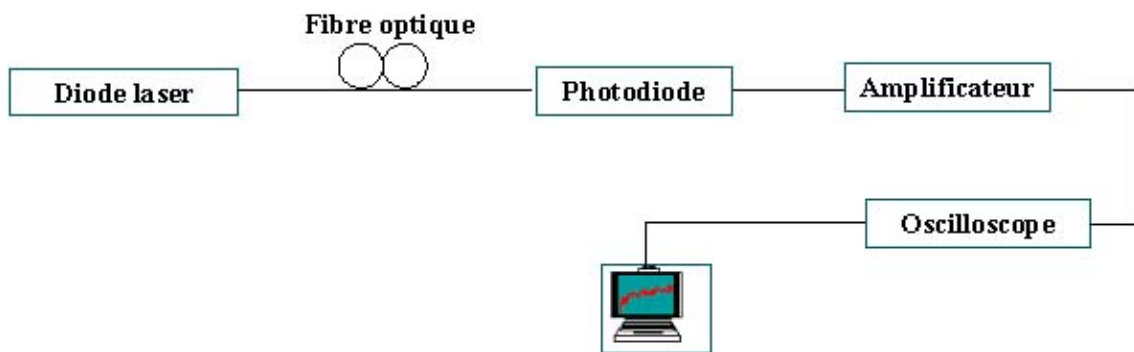


FIG. 2.3 – Montage utilisé pour évaluer les dérives du système diode laser et système de détection

Stabilité de la source de tension continue DC

La figure 2.6, montre l'évolution de la tension continue de la source DC et de la température en fonction du temps. Ces mesures ont été réalisées pendant 145 heures. On ne constate aucune corrélation entre les deux paramètres. La variation de la tension DC est d'environ $\pm 1\%$ sur 145 heures et sera considérée comme une incertitude.

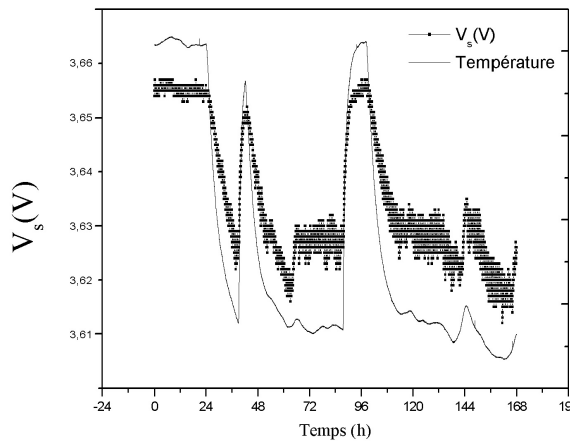


FIG. 2.4 – Évolution temporelle de la tension à la sortie du système de détection et de la température de l'enceinte

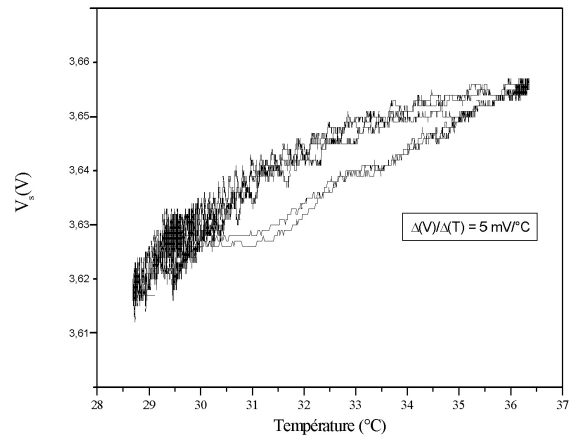


FIG. 2.5 – Relation entre tension de sortie du système de détection et variation de température

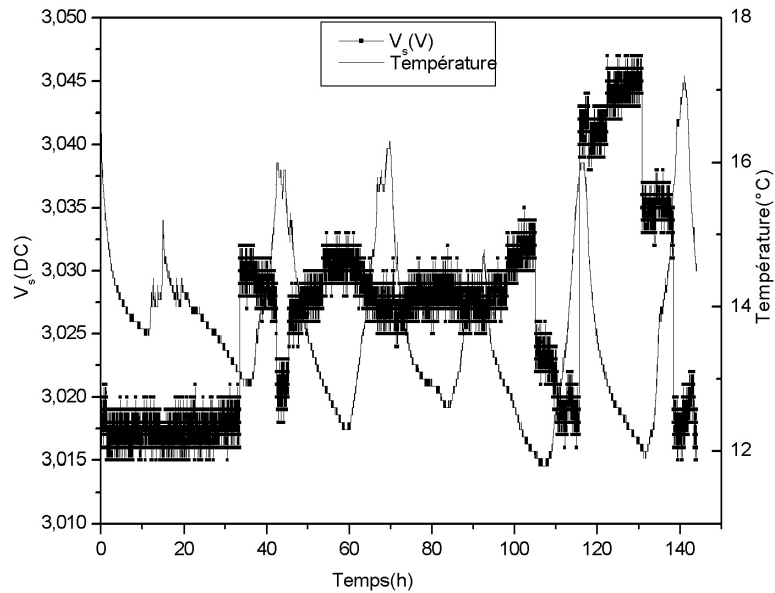


FIG. 2.6 – Évolution temporelle de la tension délivrée par la source de tension DC et de la température

2.1.3 Le modulateur étudié

Le modulateur étudié (Fig. 2.7) a été fabriqué à l'institut FEMTO-ST de Besançon, département LOPMD. Le substrat utilisé est le niobate de lithium (LN) en coupe z. Les guides d'ondes sont fabriqués par diffusion titane. La couche tampon de silice SiO_2 a été déposée par évaporation sous vide. Des électrodes d'or ont été déposées sur la couche tampon. Ce modulateur fonctionne à un débit maximum de 2,5 Gb/s. Sa tension demi-onde est $V_\pi=6\text{V}$. Il peut par ailleurs supporter une tension continue de 20 Volts.

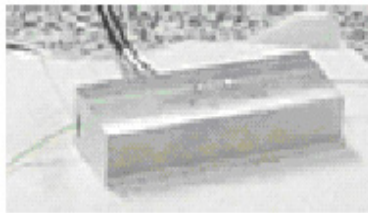


FIG. 2.7 – Photographie du modulateur étudié et fabriqué au FEMTO-ST, département LOPMD

2.1.4 Phénomènes de fatigue observés

Nous avons commencé par enregistrer la fonction de transfert du modulateur pour vérifier que la polarisation de la lumière était bien réglée selon z comme le montre la figure 2.8 (cycle1). Nous avons ensuite vérifié que la polarisation de la lumière n'est pas affectée par la fibre optique sous l'influence de contraintes induites par des changements de température. Pour cela nous avons enregistré les fonctions de transfert pour différentes températures (cycle 1 à 16,5 °C, cycle 2 à 14,2°C et cycle 3 à 16,8°C). Les fonctions de transfert (cycles 1, 2 et 3) sont périodiques avec une tension demi-onde V_π de 6 V confirmant la non influence de la température.

Nous avons également enregistré la fonction de transfert après chaque cycle de mesure de dérive. A partir du cycle 100, nous avons constaté une certaine fatigue du modulateur se caractérisant par une augmentation de V_π comme le montre la figure 2.8 (cycle100). Une interprétation possible est que la polarisation du champ DC entraîne le stockage de charges dans la structure. Ces charges créent alors un champ électrique dépolarisant. Ceci conduit à une diminution du champ local dans les guides d'ondes. Cette diminution du champ électrique induit une augmentation de la tension demi-onde V_π . Pour remédier à ce problème et retrouver la valeur initiale du V_π c'est à dire 6V (cycle 150 sur la figure 2.8), il faut régénérer le modulateur en court-circuitant les électrodes du modulateur pendant plusieurs heures. En effet ceci permet la redistribution des charges et donc la disparition du champ dépolarisant. Cependant après le cycle 250 (plusieurs milliers d'heures de fonctionnement du modulateur) la procédure de régénération du composant devient inefficace. On parle de phénomène de fatigue irréversible du modulateur. Nous résumons sur la figure 2.9 l'effet du nombre de cycles de mesure sur la fatigue du modulateur exprimée en terme de V_π .

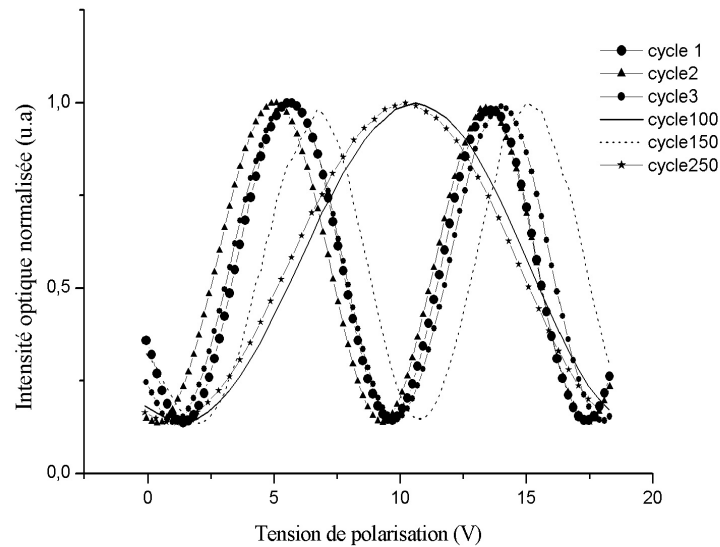


FIG. 2.8 – Fonction de transfert du modulateur MZ en fonction du nombre de cycles de mesure de dérive effectués

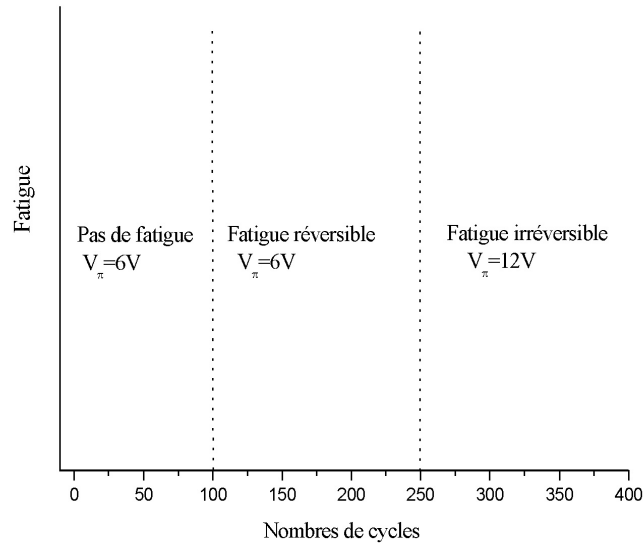


FIG. 2.9 – Phénomène de fatigue

Une interprétation possible de ce phénomène de fatigue irréversible pouvait être la création de domaines ferroélectriques par les cycles de tension à la surface du substrat. L'augmentation de la tension V_π , proviendrait alors d'un certain taux de compensation des déphasages induits entre les données orientés $+z$ et ceux orientés $-z$.

2.2 Résultats et interprétations

2.2.1 Mesure de la dérive thermo-induite

Cette première mesure est utile car elle va nous permettre de connaître la précision avec laquelle il faut contrôler la température de l'enceinte pour être sûr de s'affranchir des effets thermo-induits. La mesure de dérive thermo-induite (effets thermo-optique et pyroélectrique) dans un modulateur MZ est effectuée par l'enregistrement de

l'intensité optique moyenne en fonction de la température. Cette mesure est réalisée sans polarisation du modulateur. Sur la figure 2.10 nous présentons le résultat de cette mesure. On en déduit que la dérive d'origine thermique est de $3,4\%/^{\circ}\text{C}$. Les valeurs présentées dans cette figure sont corrigées des dérives du système diode laser + système de détection. Nous attribuons cette dérive à un déséquilibre entre les bras de Mach-Zehnder par effet thermo-induit.

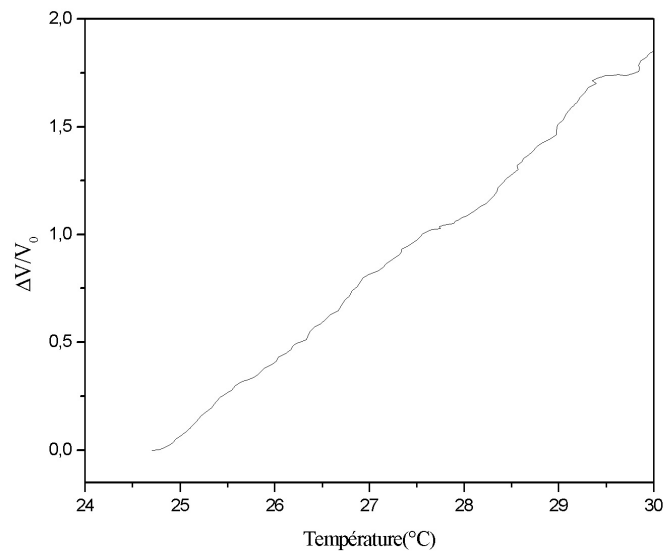


FIG. 2.10 – Dérive thermoinduite dans un modulateur MZ

2.2.2 Mesure de la dérive intrinsèque

Nous avons mesuré la dérive du modulateur MZ en enregistrant la variation de l'intensité lumineuse moyenne à la sortie du modulateur après application d'un échelon de tension (Méthode de mesure à tension constante MTC, que nous avons décrit dans le premier chapitre).

Dans cette étude les résultats de dérive mesurés sont représentés par le rapport $\frac{V_z(t)-V_0}{V_0} = \frac{\Delta V}{V_0}$. $V_z(t)$ et V_0 représentent respectivement l'intensité moyenne et l'intensité initiale à la sortie du modulateur MZ.

Nos mesures sont effectuées à une température $T=36,3\pm 0,3^\circ\text{C}$. Les variations de température résiduelles ne devraient donc pas contribuer à plus de 1% des dérives observées.

La figure 2.11, montre un résultat de mesure obtenu pour des cycles où la fatigue du composant est réversible [56]. On constate sur cette figure l'existence d'un transitoire à trois temps de réponse. Le premier, appelé temps de réponse court, à une durée de quelques secondes. Le deuxième, appelé temps de réponse moyen, a une durée d'une dizaine de minute. Enfin le troisième, temps de réponse long, à une durée de quelques dizaines d'heures. Comme nous le verrons par la suite nous proposons d'associer le temps de réponse court à la relaxation des charges dans la silice, le temps de réponse moyen à la relaxation des charges en surface du substrat (premiers microns) et enfin, le temps de réponse long à la relaxation des charges dans le substrat (volume).

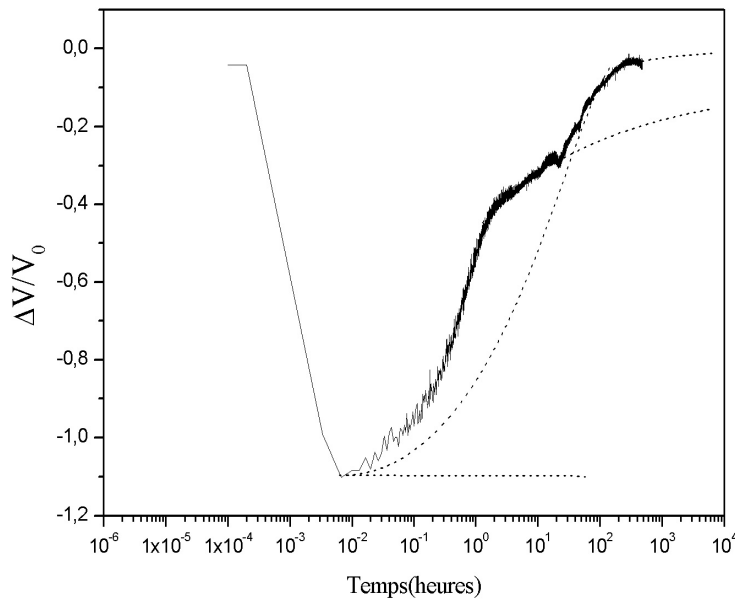


FIG. 2.11 – Enregistrement du phénomène de dérivation dans un modulateur. Le paramètre mesuré est la variation d'intensité (traduit en tension) par rapport à la tension initiale. Conditions de mesures : $T=36,3\pm 0,3^\circ\text{C}$, échelon de tension appliqué de 3V

2.3 Modélisation électrique des dérives intrinsèques

Nous avons repris l'approche de Yamada et Minikata [19], qui s'appuie sur l'utilisation de circuits RC en série pour modéliser le composant. Afin de clairement identifier le rôle des différentes couches et pour rester proche de la structure physique du composant nous avons utilisé un faible nombre de circuits RC correspondant uniquement aux couches identifiées, en tenant compte de la silice, de l'anisotropie de LN et des hétérogénéités de surface. Sur la figure (2.12-b) nous présentons ce type de modélisation. Le traitement analytique d'un tel circuit étant compliqué, on se propose dans un premier temps de le simplifier en prenant compte la symétrie du composant et en ne faisant pas de distinction entre le substrat (LN) et sa surface (niveau des guides).

Le schéma électrique simplifié est représenté sur la figure (2.12-c).

Pour simuler l'évolution temporelle de dérive, il faut calculer la différence de potentiel $V_z(t)$ après l'application d'un échelon de tension V_0 . Après des calculs détaillés en annexe A, le rapport $\frac{V_z(t)-V_0}{V_0}$ s'écrit sous la forme générale :

$$\frac{V_z(t) - V_0}{V_0} = A + Be^{-t/\tau} + Ce^{-t/\tau''} \quad (2.1)$$

où A , B , C , τ , τ'' dépendent des résistances et capacités telles que définies sur la figure 2.12-c. Nous allons maintenant essayer de voir l'influence de ces différents paramètres sur l'allure des dérives calculées afin de cerner l'origine des temps court et long définis au paragraphe précédent.

2.3.1 Effet de l'anisotropie

Pour mettre en évidence l'effet de l'anisotropie sur la dérive, nous avons tracé $\frac{V_z(t)-V_0}{V_0}$ en fonction du rapport τ_x/τ_z . La figure 2.13, présente le résultat de cette simulation. On retrouve bien le transitoire bi-exponentiel de la relation 2.1. Nous remarquons d'une part que pour $\tau_x/\tau_z > 1$, le comportement de la dérive est non

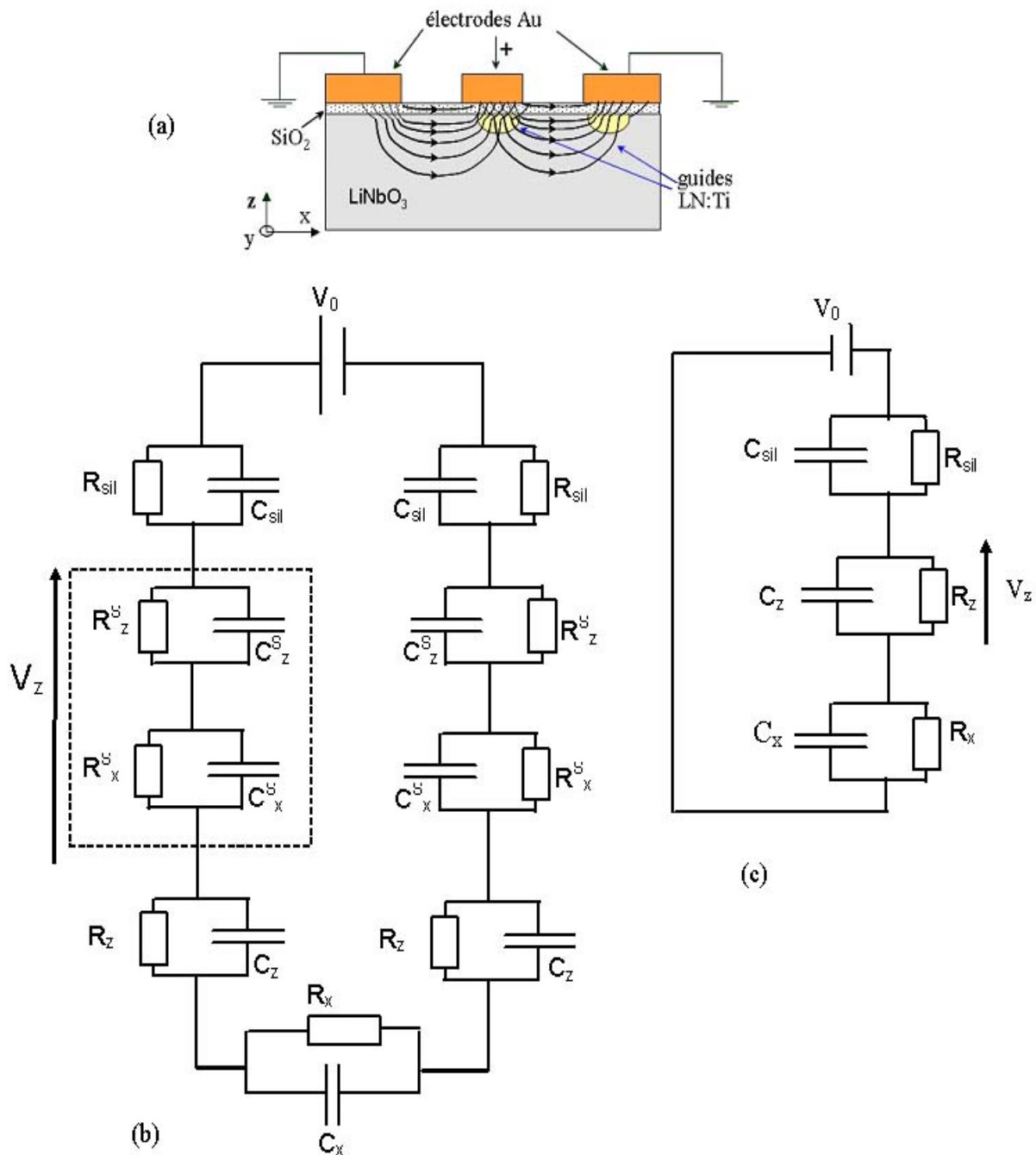


FIG. 2.12 – (a) Modulateur Mach-Zehnder en coupe z (b)- Schéma électrique équivalent du modulateur MZ en coupe z, (c)- Schéma électrique simplifié. R_{sil} , R_z^s , R_x^s , R_z , R_x sont respectivement les résistances associées à la silice, aux hétérogénéités de surface suivant les directions z et x, au substrat de LN suivant les directions z et x. C_{sil} , C_z^s , C_x^s , C_z , C_x sont respectivement les capacités associées à la silice, aux hétérogénéités de surface suivant les directions z et x, au substrat de LN suivant les directions z et x

monotone, alors qu'il est décroissant pour $\tau_x/\tau_z < 1$. Le régime permanent ne dépend pas de l'anisotropie de LN.

Une toute première conclusion que nous pouvons tirer est que les dérives que nous avons enregistrées (Fig.2.11) indique que les temps caractéristiques du substrat de LN sont tels que $\tau_x < \tau_z$.

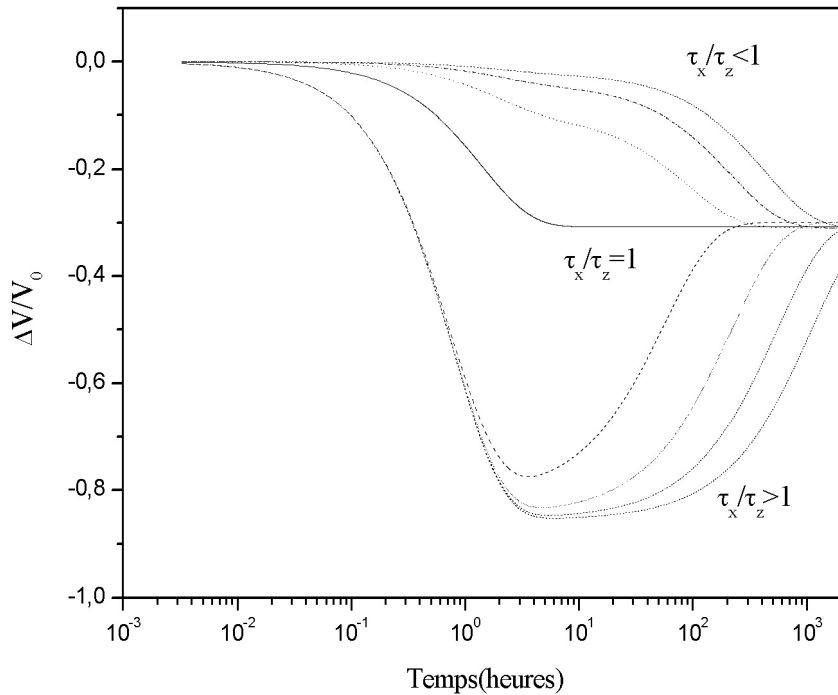


FIG. 2.13 – Effet de l'anisotropie sur la dérive du point de fonctionnement du modulateur MZ

Sur la figure 2.14 nous avons tracé les variations des deux temps de réponse (court et long) en fonction du rapport τ_x/τ_z . On constate que le temps de réponse court est peu influencé par ce rapport et donc par l'anisotropie de LN contrairement au temps de réponse plus long qui en dépend largement.

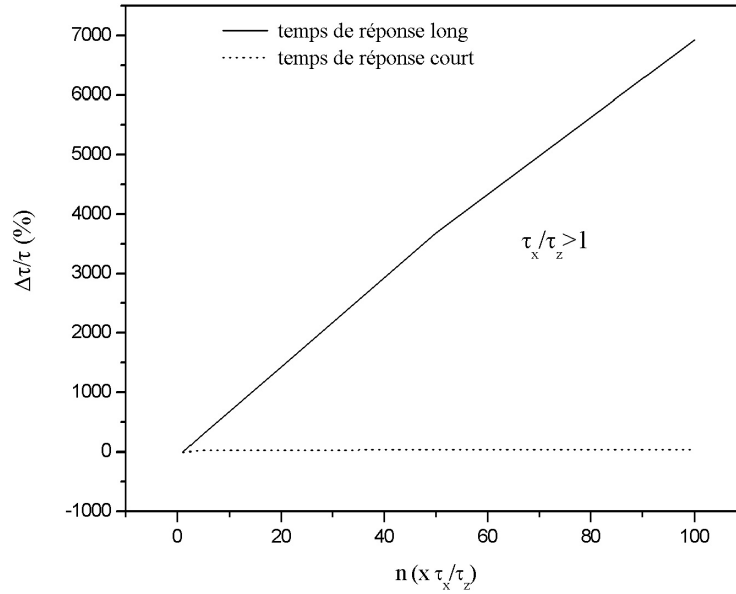


FIG. 2.14 – Variations des deux temps de réponse en fonction de $\frac{\tau_x}{\tau_z}$ pour n variant de 1 à 100 et pour $\frac{\tau_x}{\tau_z} > 1$

2.3.2 Effet de la silice

Pour mettre en évidence l'effet de la silice, nous avons tracé (Fig. 2.15) les variations relatives des deux temps de réponse en fonction de τ_{sil} . Nous pouvons constater que le temps de réponse court, contrairement au temps de réponse long, dépend fortement du temps caractéristique de la silice.

2.3.3 Interprétation des résultats de la littérature

Il apparaît ainsi, au vu de ce modèle très simple, que le phénomène à temps de réponse court que nous observons dans l'enregistrement des dérives sur la figure 2.11 est principalement dû à la couche de silice alors que, celui à temps de réponse long est attribuable au substrat. Ainsi plus les permittivités et résistivités électriques de ces deux couches (silice et LN) sont grandes plus le transitoire de dérive est long et important en amplitude.

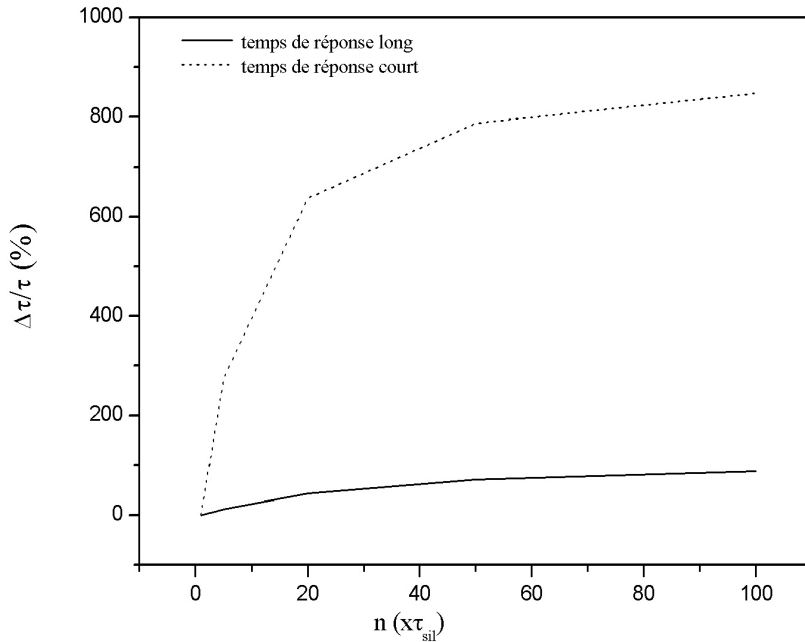


FIG. 2.15 – Effet de la silice sur les temps de réponse du modulateur MZ

Ce modèle simple permet également d'éclairer les résultats de la littérature que nous avons présentés au chapitre précédent. Ainsi Minford et al [24] ont montré (Fig. 1.13) que l'augmentation de la température des modulateurs entraînait le raccourcissement des transitoires de dérive. Cette augmentation de température entraîne probablement une diminution de la résistivité (activation thermique de défauts) de la couche de silice et du substrat de LN. Cette diminution affecte donc tous les temps de réponse (court, moyen, long) du transitoire de dérive.

D'autre part, Nagata [25] a constaté que l'utilisation de couches de silice peu denses permettait de raccourcir le transitoire du phénomène de dérive. Ceci peut s'interpréter par le fait que l'on peut faire l'hypothèse qu'à un indice de réfraction faible correspond certainement à une permittivité diélectrique faible et donc un temps caractéristique RC faible. Ainsi une couche de silice d'indice de réfraction plus faible possède certainement une permittivité plus faible et donc un temps caractéristique plus faible ce qui entraîne un raccourcissement du premier temps de réponse du transitoire.

De la même façon, on peut expliquer le rôle de la réduction chimique des substrats de LN dans la réduction des dérives [33, 26]. La réduction chimique entraîne, en effet, une diminution de la résistivité des substrats et donc de la durée du temps de réponse long et de l'amplitude du phénomène de dérive.

Cette analyse nous indique que l'utilisation de substrats très réduits devait conduire à la quasi-suppression des dérives. Cette solution a un inconvénient majeur qui est que ces substrats deviennent alors très absorbants.

2.3.4 Prise en compte des hétérogénéités électriques de surface

Il est clair que l'équation (2.1) ne permet pas de reproduire les mesures de dérive que nous avons obtenues (Fig. 2.11). Pour ce faire, nous prenons en compte un circuit RC supplémentaire représentatif des hétérogénéités électriques de surface (Fig. 2.12-b). L'équation (2.1) devient alors :

$$\frac{\Delta V(t)}{V_0} = A' + B'e^{-t/\tau} + C'e^{-t/\tau'} + De^{-t/\tau''} \quad (2.2)$$

où A' , B' , C' , D , τ , τ' et τ'' sont des constantes phénoménologiques à déterminer à l'aide de l'ajustement des résultats expérimentaux. La figure 2.16 présente l'ajustement de la courbe expérimentale par cette fonction. Si on ne considère dans un premier temps que l'effet de la couche de silice et celui de l'anisotropie du substrat, la simulation permet d'ajuster les phénomènes à temps court et long de l'enregistrement des dérives.

Si on ne considère que l'influence de la couche de silice et des hétérogénéités électriques de surface, la simulation permet d'ajuster les phénomènes à temps court et moyen de l'enregistrement des dérives. Enfin, si on considère l'influence de la couche de la silice, de l'anisotropie de LN et des hétérogénéités de surface, la simulation permet d'ajuster correctement la courbe expérimentale avec les trois temps de réponse (figure. 2.16). Les valeurs des paramètres pour ce dernier cas sont :

$$\frac{\Delta V(t)}{V_0} = -0,16095 + 0,536e^{-877,46t} - 0,16e^{-0,0168t} - 0,31505e^{-1,384t} \quad (2.3)$$

Les temps de réponse obtenus sont : $\tau=4s$, $\tau'=44mn$ et $\tau''=60h$.

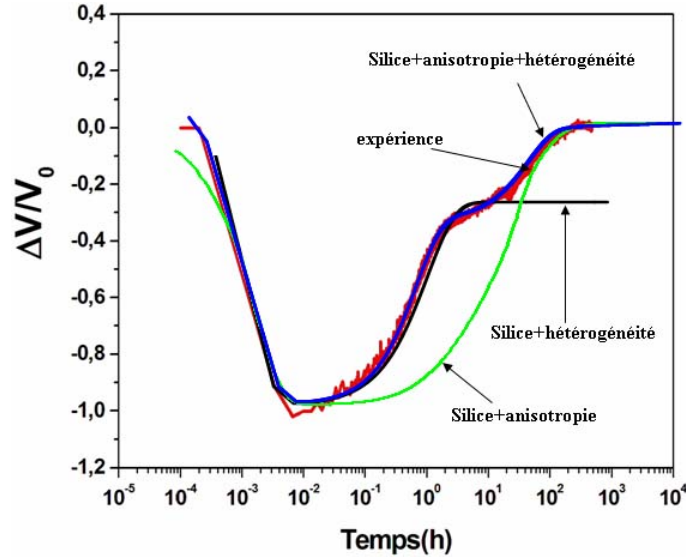


FIG. 2.16 – Résultat expérimental de la dérive et ajustement obtenu en utilisant un modèle qui prend en compte la couche de silice et l’anisotropie du substrat. Un modèle qui prend en compte la couche de silice et les hétérogénéités de surface. Un modèle qui prend en compte la couche de silice, l’anisotropie du substrat et les hétérogénéités de surface

Il est difficile de valider les temps de réponse que l’on déduit par cet ajustement. D’une part les valeurs des conductivités et permittivités électriques de la silice et du LN dépendent fortement de leur technique de fabrication et des traitements qu’ils subissent lors de la fabrication du composant, et d’autre part, la géométrie du composant rend très difficile le calcul des différents temps de réponse. Néanmoins, il est possible d’évaluer le rapport $\frac{\tau''}{\tau}$ des deux temps les plus longs. Dans le cas où l’on considère le modèle prenant en compte la couche de silice et le substrat de LN, ce rapport est proportionnel au rapport :

$$\frac{\tau''}{\tau} \propto \frac{\tau_x}{\tau_z} = \frac{R_x C_x}{R_z C_z} \quad (2.4)$$

De façon analogue, le modèle qui prend en compte la couche de silice et les hétérogénéités de surface conduit à un rapport :

$$\frac{\tau'}{\tau} \propto \frac{R_z^s C_z^s}{R_x^s C_x^s} \approx \frac{R_z^s C_z}{R_x^s C_x} \quad (2.5)$$

si l'on considère que les hétérogénéités de surface ne sont que des hétérogénéité de conductivité électrique. Le rapport des deux équations précédentes (2.4 et 2.5) conduit à un ratio des temps long et moyen qui vaut :

$$\frac{\tau''}{\tau'} = \frac{R_x^s}{R_z^s} \quad (2.6)$$

Si on pose :

$$\begin{cases} R_x^s = R_x \pm dR_x \\ R_z^s = R_z \pm dR_z \end{cases}$$

où dR_x et dR_z sont les variations de résistances représentatives des variations de conductivité électriques de surface, l'équation 2.6 devient :

$$\frac{\tau''}{\tau'} = \frac{1 + \frac{dR_x}{R_x}}{1 + \frac{dR_z}{R_z}} \quad (2.7)$$

L'équation (2.7) peut se réécrire :

$$\frac{\tau''}{\tau'} \approx \frac{\frac{dR_x}{R_x}}{\frac{dR_z}{R_z}} \quad (2.8)$$

si les variations de conductivité en surface sont grandes, entraînant des variations de résistivités importantes.

L'équation (2.8) montre que le rapport des temps de réponse liés à l'anisotropie et aux hétérogénéités électriques doit être égal au rapport des variations relative de résistance dans les directions z et x respectivement. L'équation 2.8 peut se réécrire sous la forme :

$$\frac{\tau''}{\tau'} \approx \frac{\frac{d\sigma_z}{\sigma_z}}{\frac{d\sigma_x}{\sigma_x}} \quad (2.9)$$

où $d\sigma_x$ et $d\sigma_z$ sont les variations de conduction en surface du substrat.

Grâce à la technique de microphotoluminescence polaron nous avons pu déterminer

les profils de conductivité $\frac{d\sigma_x}{dx}$ et $\frac{d\sigma_z}{dz}$. Laurent Guilbert, du laboratoire, a en effet montré [57] que la photoluminescence qui était observée dans LN provient d'un processus de désexcitation d'électrons piégés sur des défauts de type Nb en antisite (niveaux d'énergie situés dans la bande interdite) comme le montre la figure 2.18. Il a également pu montrer que pour un éclairage à une longueur d'onde de 633nm, le signal de photoluminescence est proportionnel à la concentration de bipolarons (paires de polarons qui se dissocient sous éclairage en polarons) comme le montre la figure 2.17 :

$$PL(I) \propto N_B I \quad (2.10)$$

où N_B est la concentration de bipolarons et I l'intensité lumineuse d'éclairage. Le taux de bipolarons est lié à la conductivité électrique d'obscurité par la relation :

$$\sigma_d(x, z) = qN_e\mu_e \propto \sqrt{N_B(x, z)} \quad (2.11)$$

Ainsi la mesure de profils d'intensité de photoluminescence en z et en x permet de remonter aux profils de conductivité électrique d'obscurité à la surface du substrat de LN. La figure 2.19 montre les profils de photoluminescence relative que l'on peut déduire de telles mesures. Cette dernière figure permet donc de déterminer les profils de conductivité électrique d'obscurité relative en considérant que $\frac{dI_{PL}}{I_{PL}} \propto \frac{d\sigma}{\sigma}$.

Le rapport $\frac{\tau''}{\tau'}$ déduit de l'analyse de cette figure est d'environ 100. Ce résultat est en bon accord avec la valeur que l'on obtient à partir de l'équation (2.3) et qui vaut ($\frac{\tau''}{\tau'}=82$). Ceci confirme donc notre hypothèse. Une autre confirmation du fait que la relaxation à temps de réponse moyen serait bien dû à des phénomènes de surface, provient de l'examen de l'enregistrement des dérives (Fig. 2.20) durant la période où la fatigue du composant est irréversible. On constate que la relaxation à temps de réponse moyen n'est plus présente. Il n'est pas impossible que la création de domaines ferroélectriques, qui était notre hypothèse pour expliquer la fatigue irréversible, modifie également les propriétés électriques en surface du substrat.

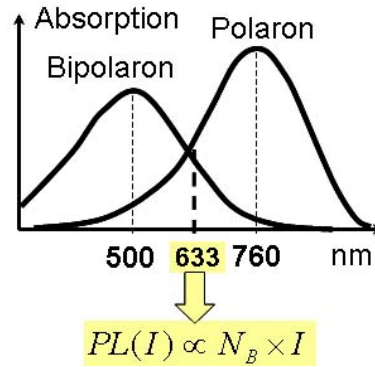


FIG. 2.17 – Spectre d’absorption du polaron et du bipolaron

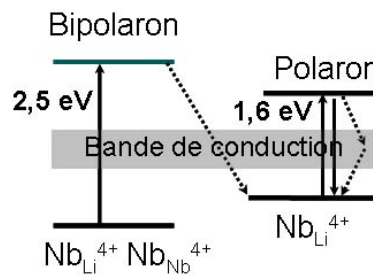


FIG. 2.18 – Mécanisme physique de la photoluminescence polaron

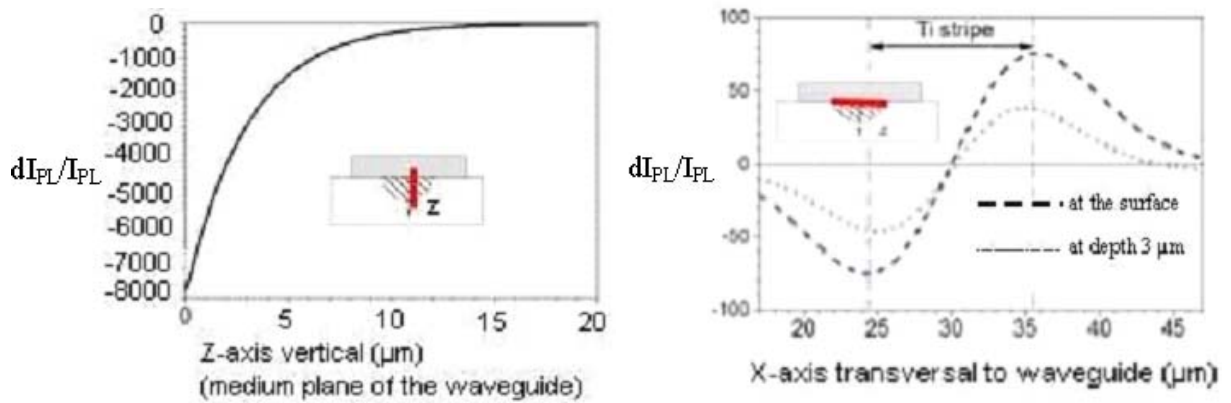


FIG. 2.19 – Gradients de conductivité suivant les directions z et x

Dans ce chapitre, nous avons présenté le banc de mesure mis en place afin de qualifier et de quantifier le phénomène de dérive. Ensuite nous avons présenté la méthode de régénération du composant afin d’éviter l’effet de fatigue du modulateur.

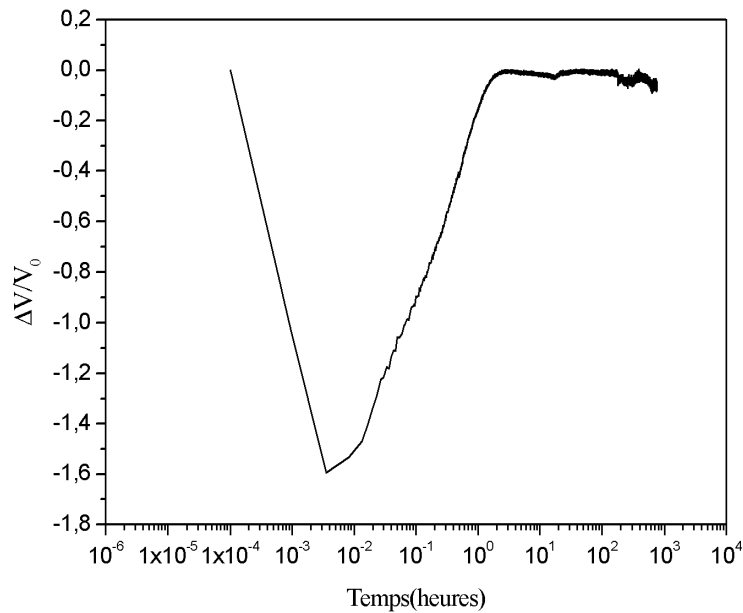


FIG. 2.20 – Dérive électrique dans un modulateur MZ enregistré durant la période où la fatigue du composant est irréversible. Température de mesure $T=36,3\pm 0,3^\circ\text{C}$

Les mesures de dérive que nous avons réalisées, nous ont permis de mettre en évidence l'existence de trois temps de réponses, un temps court de l'ordre de quelques secondes attribué à la couche de la silice, un temps moyen de quelques dizaines de minutes lié à l'hétérogénéité électrique de surface et un temps long de quelques dizaines d'heures lié à l'anisotropie électrique de LN. Ces résultats de mesures de dérives sont tout à fait analogues à la fois dans la forme (dépendance temporelle) et en amplitude à ceux reportés dans la littérature en particulier par Wooten et al. Les résultats de simulations qui reproduisent le comportement expérimental de la dérive, permettent de confirmer l'interprétation suivante. A temps court (quelques secondes) la dérive est essentiellement due à la couche de silice. A temps long l'anisotropie du substrat de LiNbO_3 et les hétérogénéités de conductivité de surface ont une influence prépondérante. Cette simulation nous également a permis d'interpréter des résultats expérimentaux de la littérature.

2.4 Solution proposée

Les hétérogénéités de conductivité électrique qui apparaissent à la surface du substrat lors du procédé de fabrication sont, si elles sont non maîtrisés, un inconvénient puisqu'elles compliquent le phénomène de dérive des modulateurs. Néanmoins, nous pensons que la maîtrise de ces hétérogénéités en leur conférant le bon profil (adjonction d'une étape dans le procédé de fabrication) doit permettre d'obtenir une relaxation des charges qui compense exactement celle dans le substrat de LN [58]. Ceci est représenté schématiquement sur la figure 2.21. Seule resterait alors dans le composant la dérive à temps court qui n'est absolument pas un problème puisque ce phénomène ne dure que quelques secondes, temps inférieur au temps de mise en route du système.

Le chapitre suivant est consacré à la mise en oeuvre de la solution proposée qui consiste donc à compenser la dérive d'anisotropie par la dérive d'hétérogénéité.

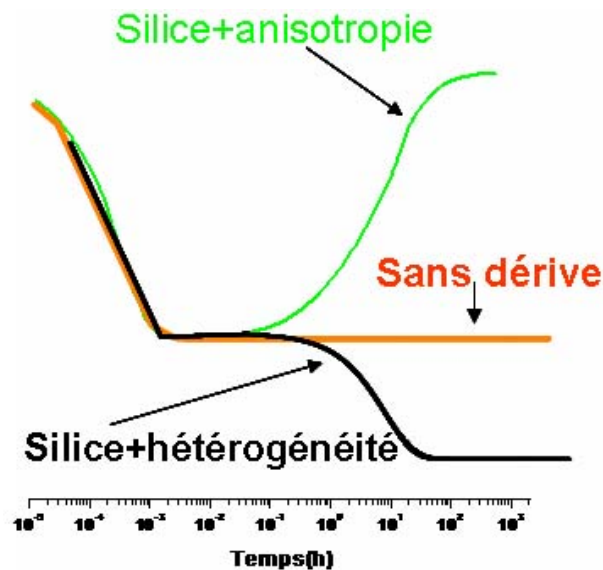


FIG. 2.21 – Solution envisagée par notre équipe

Chapitre 3

Mise en oeuvre d'une solution au problème de dérive intrinsèque

Sommaire

3.1	Condition de stabilité électrique	66
3.2	Résolution numérique de l'équation	67
3.3	Exemple de carte de conductivité idéale calculée	70
3.4	Détermination des paramètres de l'équation	70
3.4.1	Méthodes utilisées pour mesurer τ_x et τ_z	71
3.4.2	Interféromètre de Mach-Zehnder mis en oeuvre	72
3.4.3	Méthode de correction	78
3.4.4	Échantillons réalisés	79
3.4.5	Mesure du temps caractéristique de la silice τ_{sil}	82
3.4.6	Mesure du temps caractéristique τ_z	82
3.5	Optimisation de l'interféromètre de Mach-Zehnder	84
3.6	Conclusion	86

Après avoir développé les outils théoriques et expérimentaux pour comprendre et étudier le problème de dérive des modulateurs MZ intégrés sur LN, nous allons consacrer ce chapitre, à décrire la mise en oeuvre d'une solution originale à ce problème de dérive. Cette solution est basée sur la compensation de la dérive d'anisotropie par la dérive liée aux hétérogénéités de conductivité de surface. Pour cela nous allons nous baser sur un modèle physique décrit par les équations de Maxwell.

3.1 Condition de stabilité électrique

La stabilité électrique est définie par les équations de Poisson et de continuité :

$$\begin{cases} \text{div}[\epsilon]\vec{E}=0 \\ \text{div}[\sigma]\vec{E}=0 \end{cases}$$

Afin de résoudre ce système d'équation, nous faisons l'approximation que le rapport des conductivités électriques $\frac{\sigma_x}{\sigma_z}$ ainsi que les permittivités ϵ_x et ϵ_z sont constantes en tout point x, z du substrat de LN. Nous faisons ainsi les hypothèses raisonnables suivantes. D'une part, nous supposons que les permittivités diélectriques ne sont pas affectés par la réduction chimique en surface du substrat et que ces propriétés sont homogènes dans tout le substrat. D'autre part, nous supposons que la réduction chimique modifie les conductivités électriques de façon isotrope.

Le développement de ce système d'équations, permet, moyennant les approximations citées plus haut, d'obtenir l'équation qui définit la stabilité électrique dans la structure du modulateur :

$$\left(\frac{D_x}{D_z}\right)\frac{\partial \ln(\sigma_z)}{\partial x} + \left(\frac{\tau_x}{\tau_z}\right)\frac{\partial \ln(\sigma_z)}{\partial z} = \left(1 - \frac{\tau_x}{\tau_z}\right)\frac{\partial \ln(D_z)}{\partial z} \quad (3.1)$$

Cette équation différentielle aux dérivées partielles a pour inconnue le logarithme de la conductivité $\ln(\sigma_z)$ qui dépend des deux coordonnées x et z . D est le déplacement électrique, τ_x et τ_z sont les temps caractéristiques de LN selon les directions x et z respectivement. La résolution de cette équation permet donc de déterminer la valeur de la conductivité électrique σ_z , en tout point (x, z) du substrat, nécessaire pour avoir un champ électrique stable au niveau des guides d'ondes. $\sigma_z(x, z)$ est

appelée carte de conductivité idéale qu'il faudrait réaliser à la surface du substrat pour que le modulateur ne présente plus de dérive.

3.2 Résolution numérique de l'équation

L'équation différentielle à résoudre 3.1 peut s'écrire de la façon suivante :

$$A(x, z) \frac{\partial f(x, z)}{\partial x} + B \frac{\partial f(x, z)}{\partial z} = C(x, z) \quad (3.2)$$

où

$$\left\{ \begin{array}{l} A(x, z) = \frac{\epsilon_x E_x}{\epsilon_z E_z} \\ B = \frac{\tau_x}{\tau_z} \\ C(x, z) = \left(1 - \frac{\tau_x}{\tau_z}\right) \frac{\partial \ln E_z}{\partial z} \\ f(x, z) = \ln(\sigma_z) \end{array} \right.$$

La résolution de cette équation est réalisée par la méthode des différences finis. Cette méthode se déroule suivant quatre phases :

- 1- Evaluation des dérivées partielles par discrétisation,
- 2- Réduction du domaine à étudier et maillage (Fig. 3.1),

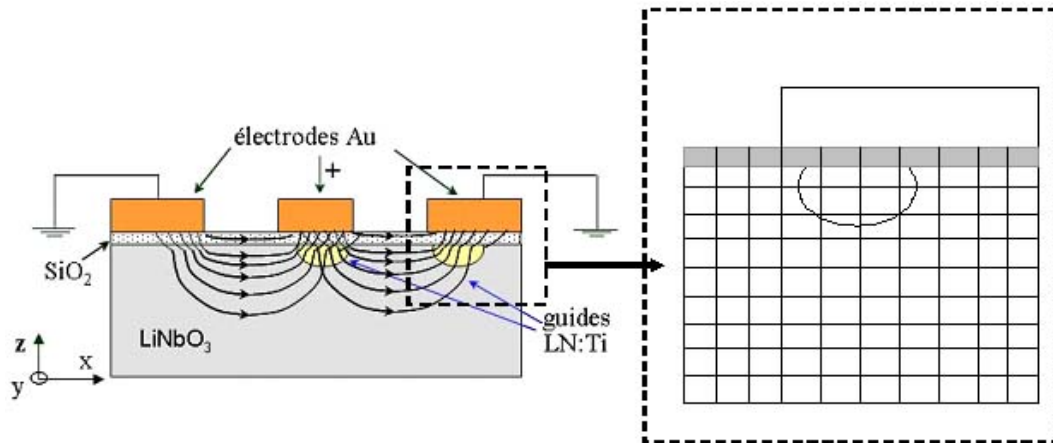


FIG. 3.1 – Structure d'un modulateur MZ en coupe z

- 3- Substitution dans l'expression initiale,
- 4- Détermination des conditions aux limites et initiales.

Phase 1 : évaluation des dérivées partielles

Il convient de calculer les deux dérivées partielles : $\frac{\partial \ln \sigma_z}{\partial z}$, $\frac{\partial \ln \sigma_x}{\partial x}$.

Soit la fonction $f(x, z)$ continue et continûment dérivable. On peut alors la développer en série de Taylor pour déterminer l'expression des dérivées partielles. Pour ceci, nous pouvons, à priori, considérer pour valeurs approchées de $\frac{\partial f}{\partial x}$ et de $\frac{\partial f}{\partial z}$:

$$\begin{cases} \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{f(x+\Delta x, z) - f(x, z)}{\Delta x} \\ \frac{\partial f}{\partial z} = \frac{f(x, z) - f(x, z+\Delta z)}{\Delta z} \end{cases}$$

Les dérivées que nous utiliserons dans notre cas sont les dérivées à droite. Cela nous est imposé par les conditions initiales sur la droite de structure (Γ) comme on le verra par la suite.

Phase 2 : Réduction du domaine à étudier et maillage

Vu la symétrie du problème nous ne nous intéressons à la résolution de l'équation 3.2 que dans la région décrite par la figure 3.1.

La figure 3.2 présente de façon détaillée le maillage de la moitié de la structure du modulateur MZ.

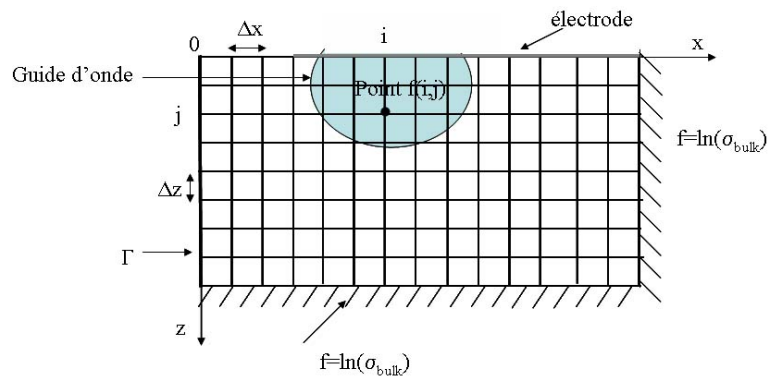


FIG. 3.2 – Maillage du domaine D représentant la moitié du modulateur. Γ est la frontière sur laquelle les conditions initiales (profil de conductivité initiale) sont définies)

Discretiser le domaine revient à mailler D . Les points de grille sont définis par :

$$x_i = i \times \Delta x$$

$$z_j = j \times \Delta z$$

Nous considérons, par la suite, i variant de 0 à n et j variant de 1 à m . En mode discret, $f(x_i, z_j) = f(i, j)$. Les dérivées à droite en mode discret se définissent alors par les relations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{f(i+1, j) - f(i, j)}{\Delta x} \\ \frac{\partial f}{\partial z} = \frac{f(i, j) - f(i, j+1)}{\Delta z} \end{cases}$$

Phase 3 : substitution dans l'équation à résoudre

L'équation(3.2) se ramène en mode discret à la forme :

$$A(i, j) \frac{f(i+1, j) - f(i, j)}{\Delta x} + B(i, j) \frac{f(i, j) - f(i, j+1)}{\Delta z} = C(i, j) \quad (3.3)$$

avec

$$\begin{cases} A(i, j) = \frac{\epsilon_x E_x(i, j)}{\epsilon_z E_z(i, j)} \\ B(i, j) = \frac{\tau_x}{\tau_z} \\ C(i, j) = \left(1 - \frac{\tau_x}{\tau_z}\right) \frac{\partial \ln E_z(i, j)}{\partial z} \end{cases}$$

Le développement de l'équation(3.3) permet d'écrire :

$$f(i+1, j) = \frac{\Delta x}{A(i, j)} \left[\left(\frac{A(i, j)}{\Delta x} - \frac{B(i, j)}{\Delta z} \right) f(i, j) + \frac{B(i, j)}{\Delta z} f(i, j+1) + C(i, j) \right] \quad (3.4)$$

Cette équation est résolue numériquement par itération à l'aide d'un programme écrit avec le langage Matlab (voir annexe D). Ces méthodes numériques de résolution permettent de déterminer la carte conductivité idéale en 2D.

phase 4 : Détermination conditions aux limites et initiales

Notre but est de déterminer $f(x, z)$ avec $f(0, z)$ connue sur Γ , où Γ est la frontière du domaine D (Fig.3.2) : le domaine D représente ici la moitié du modulateur (on a choisi de calculer f sur la moitié du domaine parce que $f(x, z)$ est symétrique par rapport à l'axe des ordonnés). Les conditions initiales discrètes sont donc égales à $f(0, j)$ sur le contour Γ . Les conditions aux limites discrètes sont $f(i, j=13) = \ln(\sigma_{bulk})$ et $f(i=19, j) = \ln(\sigma_{bulk})$.

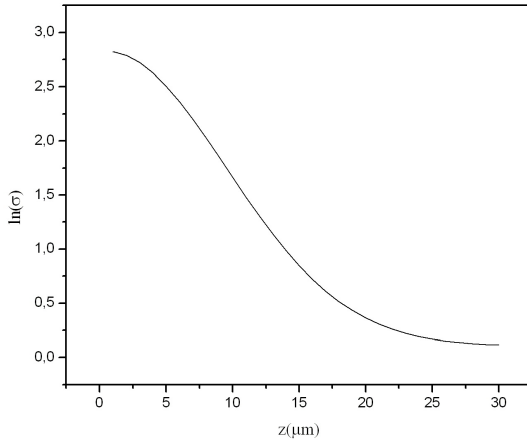


FIG. 3.3 – Profil de conductivité initiale

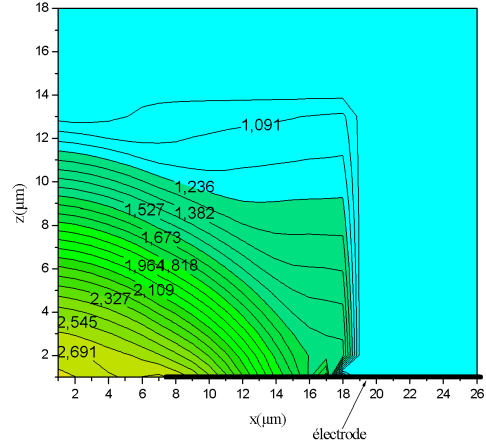


FIG. 3.4 – Carte de conductivité idéale

3.3 Exemple de carte de conductivité idéale calculée

A titre d'exemple, dans ce paragraphe, nous présentons sur la figure 3.4 une carte de conductivité idéale obtenue pour un profil de conductivité initiale de forme gaussienne (Fig. 3.3) et des composantes de champ électrique calculés analytiquement (voir annexe B). Nous avons fixé de façon arbitraire le rapport $\frac{\tau_x}{\tau_z}$ égale à 3 et choisi $\ln(\sigma_{bulk})$ égal à 1. Tout aussi arbitrairement, nous considérons les conductivités σ_x et σ_z proches et donc que ($\frac{\sigma_x}{\sigma_z} = 1$) (matériau homogène).

3.4 Détermination des paramètres de l'équation

Pour que le calcul de cette carte de conductivité idéale puisse se faire de façon exacte, et donc pour résoudre l'équation 3.1 de façon quantitative, il est nécessaire de connaître de façon précise :

- les valeurs des temps caractéristiques τ_x et τ_z d'un substrat de LN donné,
- les profils de champ électrique au niveau des guides d'onde,
- la carte de conductivité initiale qui existe à la surface du substrat de LN et qui dépend du procédé de fabrication du modulateur.

Comme nous l'avons déjà vu, la microphotoluminescence polaron permet de mesurer

la carte de conductivité initiale. C'est le travail de thèse de A. Harhira. Les profils de champ peuvent être calculés de façon analytique ou, avec plus de précision, de façon numérique (cf. annexe B). Reste donc à pouvoir déterminer les 2 temps caractéristiques d'un substrat de LN donné. Je vais maintenant m'attacher à décrire la technique de mesure de ces deux temps caractéristiques τ_x et τ_z .

3.4.1 Méthodes utilisées pour mesurer τ_x et τ_z

La mesure de τ_x et τ_z dans des substrats de LN, nécessite la mesure de l'évolution temporelle du champ local dans la structure. Cette mesure de façon directe est très difficile. Pour cela nous proposons d'utiliser une méthode électrooptique via un interféromètre de Mach-Zehnder que nous avons mis au point au laboratoire (Fig.3.5). L'application d'un échelon de tension électrique induit une variation de l'indice de réfraction Δn , qui provoque une variation de phase $\Delta\Gamma$ et donc une variation d'intensité optique ΔI à la sortie de l'interféromètre de Mach-Zehnder (voir figure 3.6). La mesure de l'évolution de ΔI permet comme le montre la figure 3.7 de déterminer τ_x et τ_z .

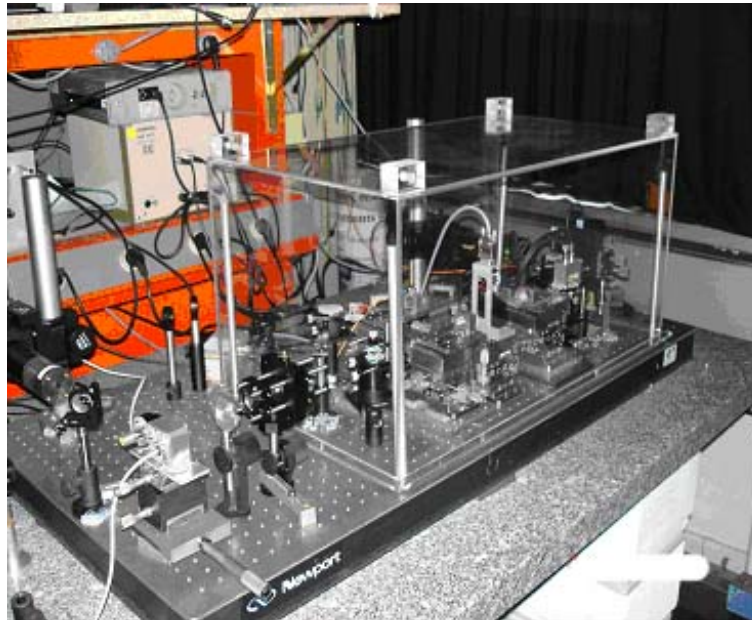


FIG. 3.5 – Interféromètre de Mach-Zehnder mis au point au laboratoire

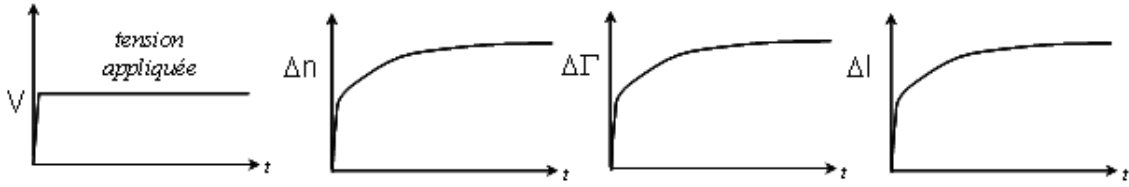


FIG. 3.6 – Étapes de mesure de l'évolution temporelle du champ électrique local dans la structure

Ceci peut être réalisé avec des échantillons en coupe z et x sur lesquels des électrodes coplanaires ont été déposées. Le faisceau lumineux sonde doit se propager sous l'une des deux électrodes (Fig.3.7). On peut toutefois se contenter d'un seul échantillon. Par exemple, la mesure de τ_z avec un échantillon en coupe z s'obtient par enregistrement des variations d'intensité induites pour une onde se propageant sous l'électrode et polarisée suivant l'axe z (de façon à prendre en compte uniquement la composante E_z du champ), alors que la mesure de τ_x peut se faire par enregistrement des variations d'intensité induites pour une onde se propageant entre les deux électrodes et polarisée suivant l'axe x (de façon à prendre en compte uniquement la composante E_x du champ). La mesure de τ_x est toutefois plus délicate à mettre en oeuvre car, dans le cas de LN, cette configuration conduit à une dépendance des variations d'indice de réfraction avec le champ électrique qui est quadratique (voir annexe C).

3.4.2 Interféromètre de Mach-Zehnder mis en oeuvre

Description générale

Le montage que nous avons développé comporte cinq sources lasers, un laser HeNe ($\lambda=633\text{nm}$) pour assurer l'alignement du montage, un laser YAG ($\lambda=1340\text{nm}$) et une diode laser émettant à $\lambda=1552,5\text{nm}$ pour l'analyse, un laser HeNe vert ($\lambda=532\text{nm}$) d'une puissance de 10mW et une diode laser à 806nm d'une puissance

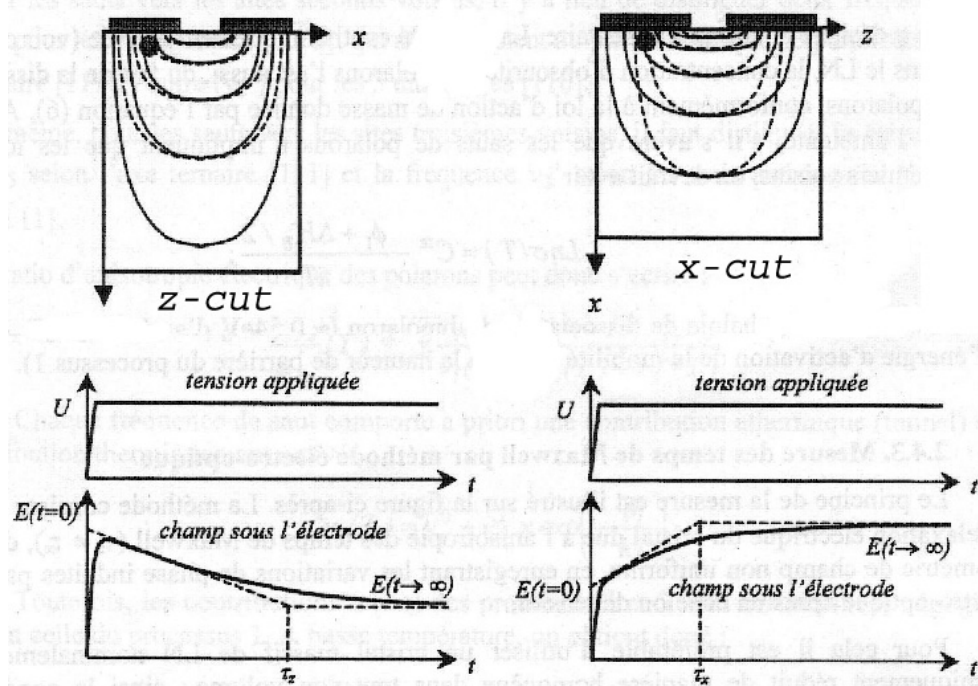


FIG. 3.7 – Géométrie des échantillons utilisé pour mesurer les temps caractéristiques τ_x et τ_z

de 2W. Ces deux derniers lasers seront utilisés comme lasers de pompe pour exciter les effets photo-induits et voir leurs rôles dans le phénomène de dérive.

Les faisceaux issus du laser YAG (1340nm) et de la diode laser (1552,5nm) sont réparties sur les deux bras de l'interféromètre de Mach-Zehnder à l'aide d'un premier cube séparateur. Sur le bras dit actif on insère le substrat sous test ; dans le cas de guides d'ondes le couplage et le découplage des faisceaux lasers sont assurés par deux objectifs x40. Le second cube séparateur rassemble les faisceaux en sortie du montage optique ce qui donne naissance à des interférences traduisant la différence des chemins optiques. A la sortie de l'interféromètre on utilise un élargisseur de faisceaux et un micro-trou dont le diamètre est inférieur à l'interfrange de la figure d'interférence. L'intensité des franges est recueillie par une photodiode PIN en AsGa. Le signal est ensuite transmis à un préamplificateur de courant. L'ensemble micro-trou et photodiode est associé à une table de translation contrôlée par un moteur pas à pas permettant un balayage du système de franges.

Pour utiliser les deux lasers de pompes (532nm et 806nm) sans les déplacer nous

avons installé deux miroirs qui permettent de passer de l'un à l'autre par des simples translations. Pour passer du laser YAG (1340nm) à la diode laser (1552,5nm) et vice versa sans refaire le réglage, nous avons placé la diode laser (1552,5nm) et le miroir sur une platine de translation. De plus nous avons installé :

- un filtre passe-haut 900nm à la sortie de l'interféromètre de Mach-Zehnder.
- un filtre passe-haut 1100nm après le YAG et la diode laser à 1550nm pour protéger de la réflexion des émissions la diode laser à 806nm.
- un filtre passe-haut à 1100nm avant le modulateur EO pour le protéger des émissions de diode laser à 806nm et du laser HeNe vert à 532nm. Ce modulateur est utilisé dans le cas d'une technique de mesure par compensation automatique qui sera présentée un peu plus loin.
- deux polariseurs adaptés aux longueurs d'ondes infrarouge afin de régler la polarisation dans les deux bras de l'interféromètre de Mach-Zehnder.

Nous avons utilisé un ordinateur pour contrôler les différents appareils via une carte GPIB, permettant l'acquisition des différents paramètres utiles à la mesure de champ électrique global dans le guide. Nous avons réalisé une automatisation totale de ce banc de mesure à l'aide du logiciel Labview. La caractérisation et les performances de ce banc sont dans l'annexe E.

Enfin pour nous affranchir au maximum des effets de variation d'indice de réfraction de l'air avec la température et des perturbations résultantes, nous avons mis en place une double enceinte, l'une en plexiglas (Fig. 3.9) et l'autre en polystyrène (Fig.3.10). La sensibilité de l'interféromètre de Mach-Zehnder aux conditions environnementales et particulièrement à la température est en effet un handicap majeur. Les figures 3.11 et 3.12 présentent les températures mesurées à l'extérieur et à l'intérieur de chacune des enceintes. On constate ainsi que la première enceinte permet de diminuer les variations de température externe d'un facteur 5, et que la deuxième réduit encore ces variations d'un facteur 20. Au total, les variations de température externe sont donc divisées par 100. Il est à noter que la double enceinte agit comme un filtre pass-bas. Seules les variations de températures rapides (de l'ordre de 0,01/mn) sont atténuées de façon importante. Les variations lentes ($T_{moyenne}$)

ne sont quant à elle pas filtrées. Ceci laisse à penser que si la température ambiante moyenne est bien régulée alors la double enceinte jouera parfaitement son rôle. Les variations de température résiduelles peuvent malgré tout induire de grande variation d'intensité en sortie de l'interféromètre, comme en témoigne la figure 3.13. On peut constater qu'une variation de 0,3K entraîne une variation de l'intensité lumineuse d'un minimum à un maximum ce qui correspond au déplacement d'une frange et donc à un déphasage de π . On peut ainsi définir le T_π de notre interféromètre qui est de 0,15°C.

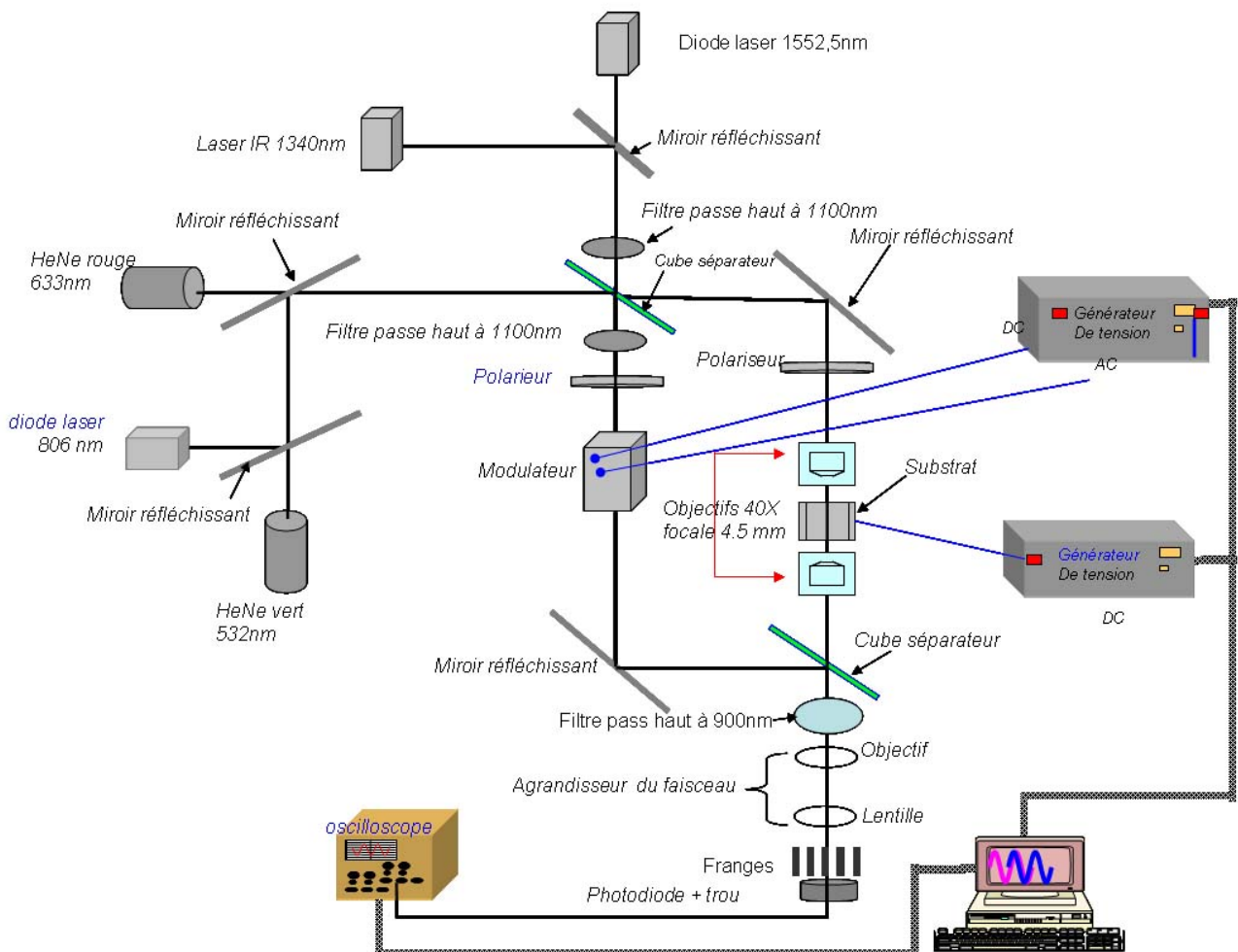


FIG. 3.8 – Montage interférométrie de Mach-Zehnder

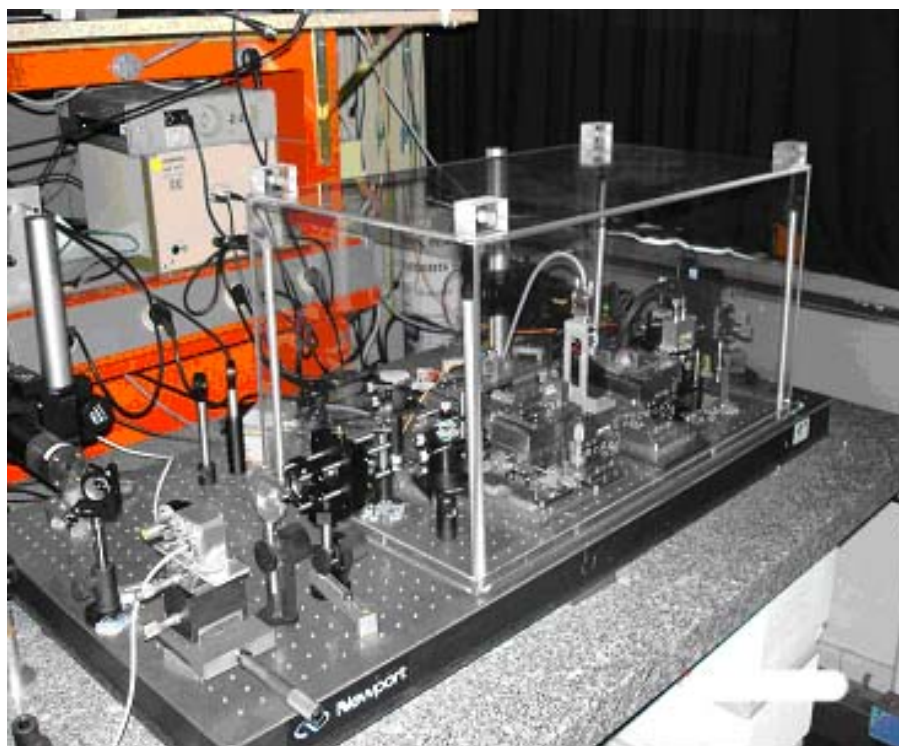


FIG. 3.9 – Une seule enceinte (plexiglas) pour stabiliser la température



FIG. 3.10 – Double enceinte pour stabiliser la température

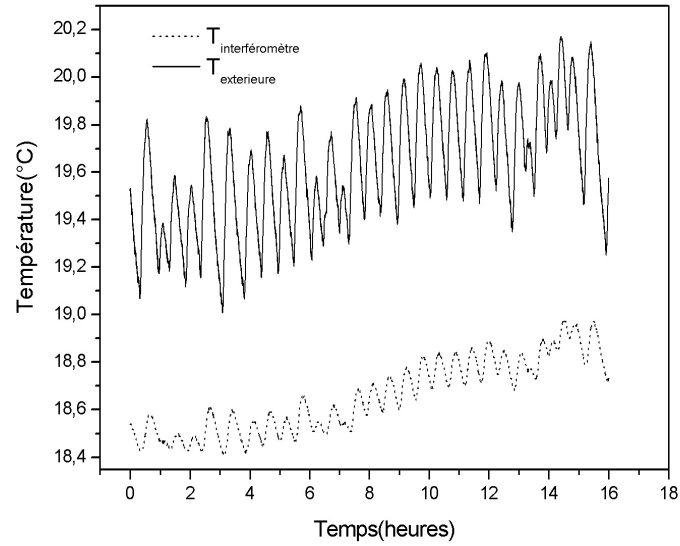


FIG. 3.11 – Stabilité de la température banc de mesure protégé par une seule enceinte (plexiglas)

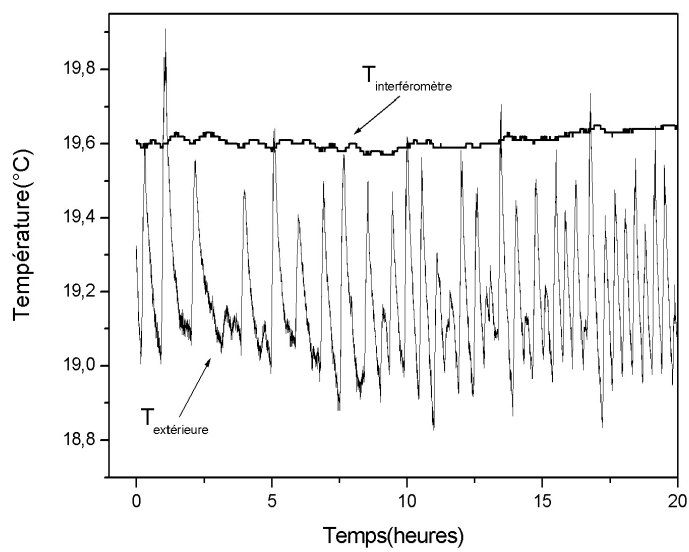


FIG. 3.12 – Stabilité du banc de mesure protégé par la double enceinte

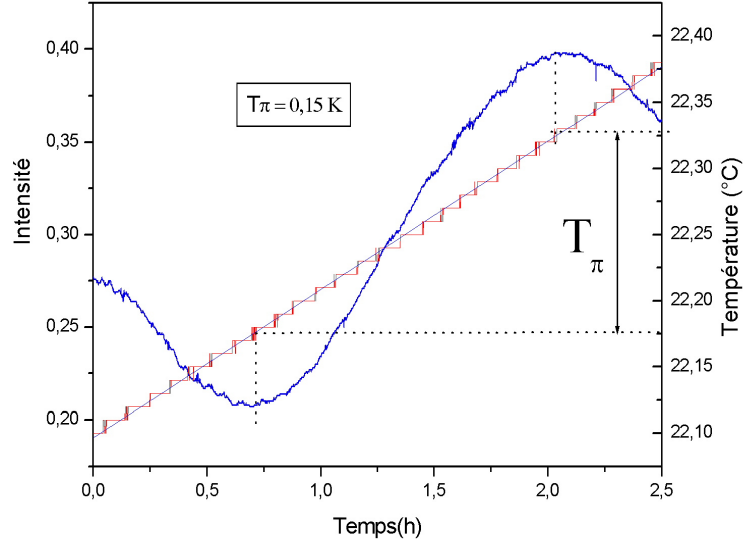


FIG. 3.13 – Sensibilité de l'interféromètre en température : $T_{\pi}=0,15\text{K}$

3.4.3 Méthode de correction

Vu la sensibilité de l'interféromètre à la température et malgré toutes les précautions que nous avons prises, la correction du résultat de mesure est indispensable. Pour cela il nous faut connaître la loi de variation de l'intensité avec la température de l'interféromètre avec l'échantillon placé dans un des bras. Nous avons donc enregistré ces variations comme le montre la figure 3.14. Cette variation peut être ajustée par une fonction sinus carré de la forme $A \sin^2\left(\frac{\pi}{2T_{\pi}}\Delta T\right)$ où $A = I_{max} - I_{min}$, ce qui nous permet de déterminer la fonction de correction qui est la fonction inverse. La correction des résultats expérimentaux se fait point par point en ajoutant ou en retranchant la quantité due à la variation de température selon le sens des variations d'intensité enregistrées. Cette méthode est quelque peu complexe à mettre en oeuvre dans le cas (souvent rencontré) où les franges d'interférence ne sont pas toutes identiques. Il faut alors corriger les résultats en tenant compte de la position du point

de fonctionnement sur l'une ou l'autre frange. Ce problème peut être résolu, comme on va le voir dans la suite, en utilisant une méthode d'asservissement pour toujours travailler sur la même frange .

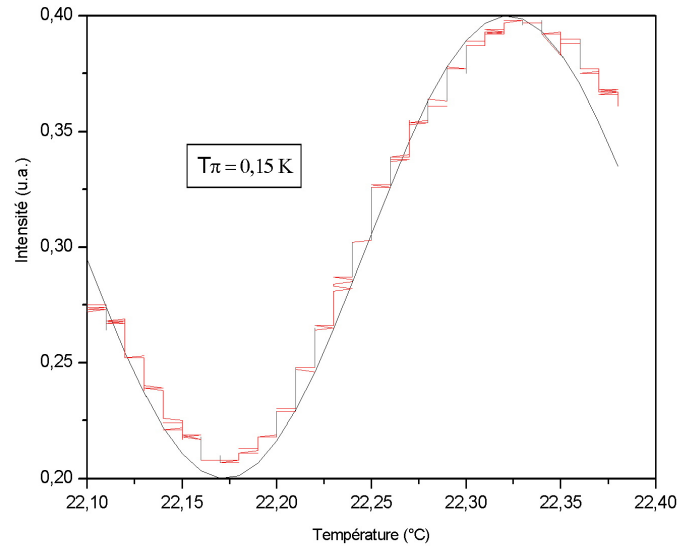


FIG. 3.14 – Fonction de correction de résultat de l'effet de la température

3.4.4 Échantillons réalisés

Huit échantillons, permettant les études mentionnées plus haut et dont on trouve un schéma descriptif sur la figure 3.15, ont été fabriqués à l'institut FEMTO-ST, au département LOPMD. Les structures ont été réalisées sur des substrats LN de Crystal Technology. Les électrodes coplanaires sont en aluminium et les guides d'ondes (3 dimensions différentes) ont été fabriqués par diffusion titane. Une couche de silice de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur a été déposée sur la moitié de la surface de chaque échantillon. Ces échantillons nous permettent de :

- mesurer τ_z et τ_x : application d'un échelon de tension entre les électrodes 1 et 2 et faisceau sonde polarisé suivant l'axe z ou x du substrat en propagation libre suivant l'axe y sous l'électrode ou entre les électrodes respectivement.

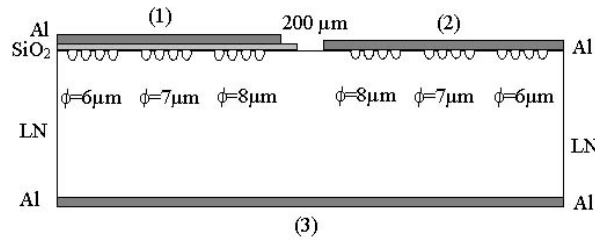


FIG. 3.15 – Structure d'échantillon réalisé. Les diamètres des guides d'ondes sont de 6, 7 et 8 μm . Les électrodes, d'une épaisseur de 100nm, sont en aluminium

- mesure du temps τ_{sil} associé à la silice : application d'un échelon de tension entre les électrodes 1 et 3 et faisceau sonde en propagation libre sous l'électrode.
- mesure de τ' associé aux hétérogénéités électriques de surface : application d'un échelon de tension entre 1 et 3 ou 2 et 3 et faisceau sonde en propagation guidée sous les électrodes 2 et 3 suivant que l'on veut voir l'effet de la silice ou pas.

Nous avons vérifié par microscopie optique l'état des guides d'ondes de chaque échantillon. Le tableau 3.1 résume cette inspection (sur chaque échantillon il y a 24 guides). Trois niveaux de qualité ont été définis : Bon état (Fig. 3.18), état moyen (Fig. 3.17) et mauvais état (Fig. 3.17).

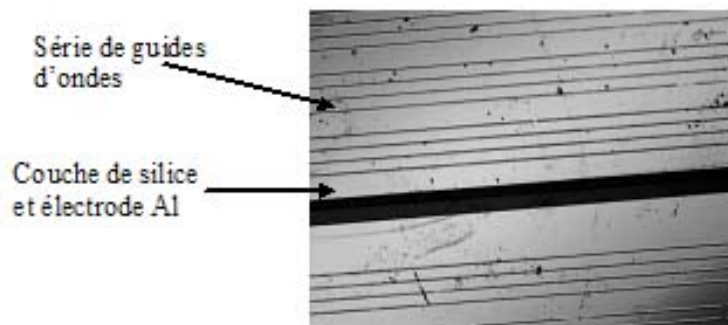


FIG. 3.16 – Photographie de l'un des échantillons $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}$ étudiés

Echantillons	Mauvais état	Etat moyen	Bon état
LN :Ti1	21	1	2
LN :Ti2	18	1	5
LN :Ti3	17	4	3
LN :Ti4	18	3	3
LN :Ti5	14	6	4
LN :Ti6	20	2	2
LN :Ti7	12	6	6
LN :Ti8	14	3	7

TAB. 3.1 – État des guides dans les échantillons réalisés. Chaque colonne donne le nombre de guides dans l'état correspondant. Il y a au total 24 guides par échantillon



FIG. 3.17 – Photographie de quelques guides d'ondes en mauvais état et en état moyen



FIG. 3.18 – Photographie d'un seul guide d'onde en bon état

3.4.5 Mesure du temps caractéristique de la silice τ_{sil}

Pour mesurer le temps caractéristique de la silice τ_{sil} nous avons appliqué un échelon de tension électrique entre les électrodes (1) et (3) (voir la figure 3.15). Ceci provoque un déplacement du point de fonctionnement de M_0 à un M_1 sur la fonction de transfert (Fig.3.19). Il en résulte une variation d'intensité ΔI que l'on enregistre, en même temps que la température de l'interféromètre, en fonction du temps comme le montre la figure 3.20. Ces mesures ont malheureusement été réalisées pendant une période où la température ambiante variait beaucoup au cours de la journée, ce qui induit de forte variation d'intensité imputable aux variations d'indice par effet thermo-optique (air et échantillon). Il est donc nécessaire de corriger ces données brutes comme on l'a indiqué plus haut. Le résultat corrigé est présenté sur la figure 3.21. L'analyse de cette figure conduit à la détermination du temps caractéristique de la silice qui vaut environ 50 s.

Bien que les conditions de dépôt de la silice aient, a priori, été les mêmes que dans le cas du composant, la valeur que nous trouvons est environ 10 fois supérieure à celle que l'on peut déduire des mesures faites sur le composant. Cette différence dans les valeurs peut néanmoins provenir de couche d'épaisseurs différentes ou de résistivité différente.

3.4.6 Mesure du temps caractéristique τ_z

Afin de mesurer le temps caractéristique τ_z nous avons appliqué un échelon de tension électrique entre les électrodes coplanaires (1) et (2) (voir la figure 3.15). Nous avons ensuite enregistré l'évolution temporelle de l'intensité moyenne à la sortie de l'interféromètre de Mach-Zehnder et de la température de l'interféromètre comme le montre la figure 3.22. La correction du résultat de l'effet de la température (Fig.3.23)

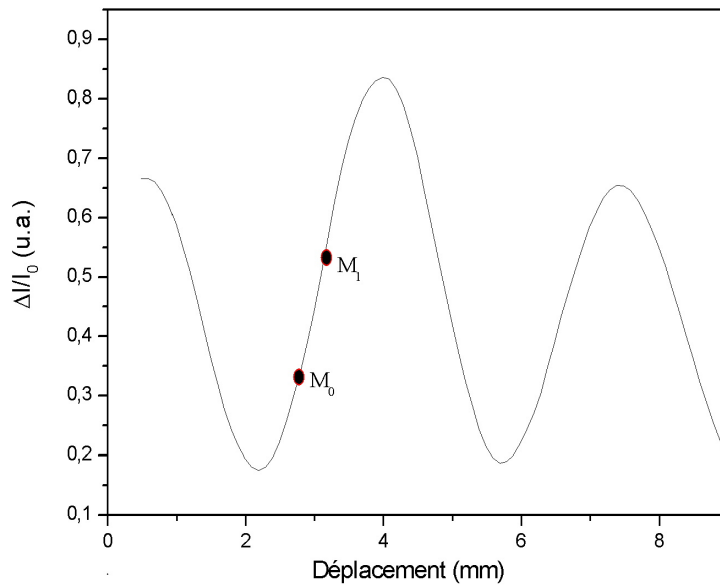


FIG. 3.19 – Fonction de transfert de Mach-Zehnder

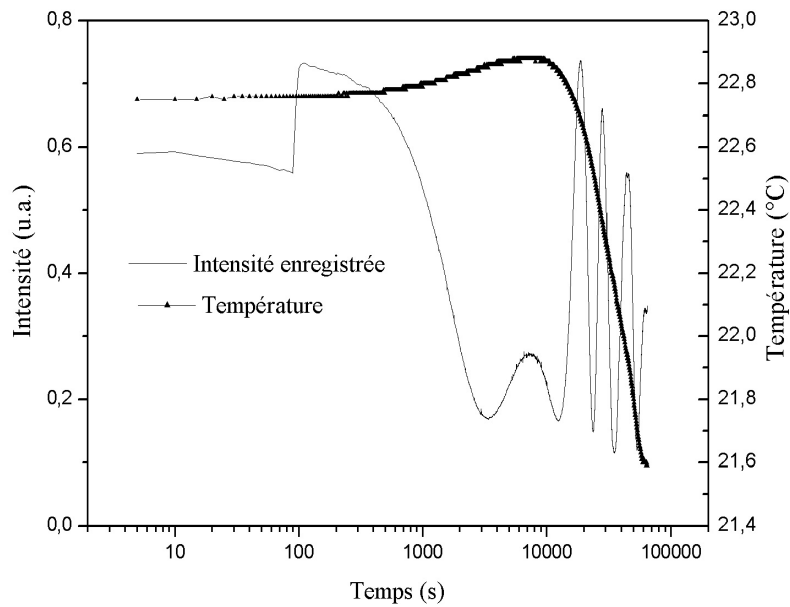


FIG. 3.20 – Évolution temporelle de l'intensité moyenne à la sortie de l'interféromètre de Mach-Zehnder et de la température de l'interféromètre

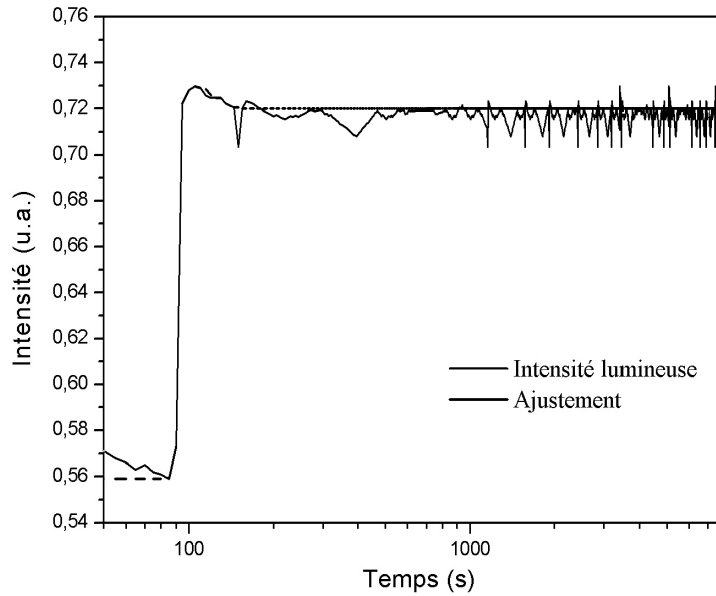


FIG. 3.21 – Évolution temporelle de l'intensité moyenne à la sortie de l'interféromètre de Mach-Zehnder après correction des effets dû à la température

permet d'obtenir la valeur du temps caractéristique τ_z que l'on trouve égale à 5 h [59]. Le modèle électrique du composant que nous avons développé nous indique que les temps caractéristiques $\tau_x > \tau_z$. D'autre part, le temps de réponse τ'' mesuré sur le composant est une limite supérieure pour τ_x . On peut donc estimer que la valeur de τ_x est comprise entre 5h et 60h.

3.5 Optimisation de l'interféromètre de Mach-Zehnder

Ces deux résultats proviennent de toutes premières mesures. Il reste bien sûr à les confirmer notamment en étudiant tous les échantillons disponibles.

Le point délicat des ces mesures réside dans la correction des effets de température. Cette correction n'est pour l'instant pas très aisée car les variations de température

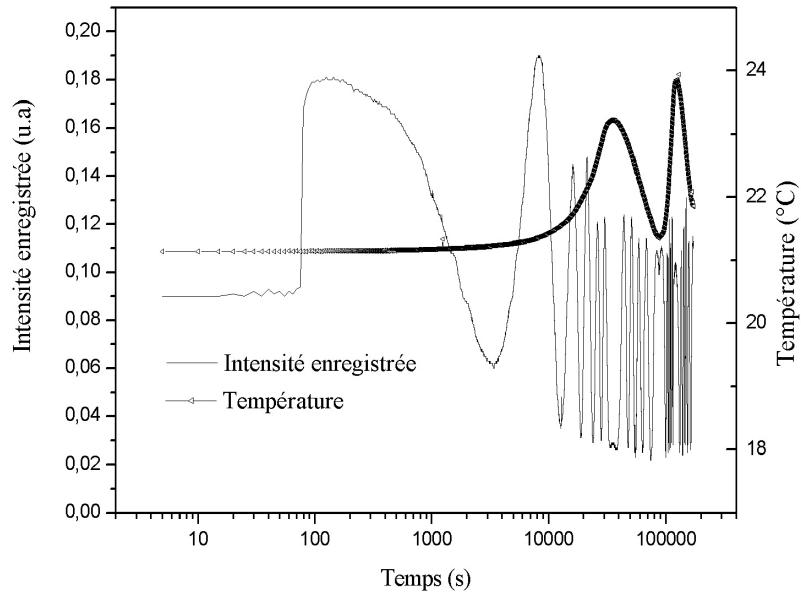


FIG. 3.22 – Évolution temporelle de l'intensité moyenne à la sortie de l'interféromètre de Mach-Zehnder

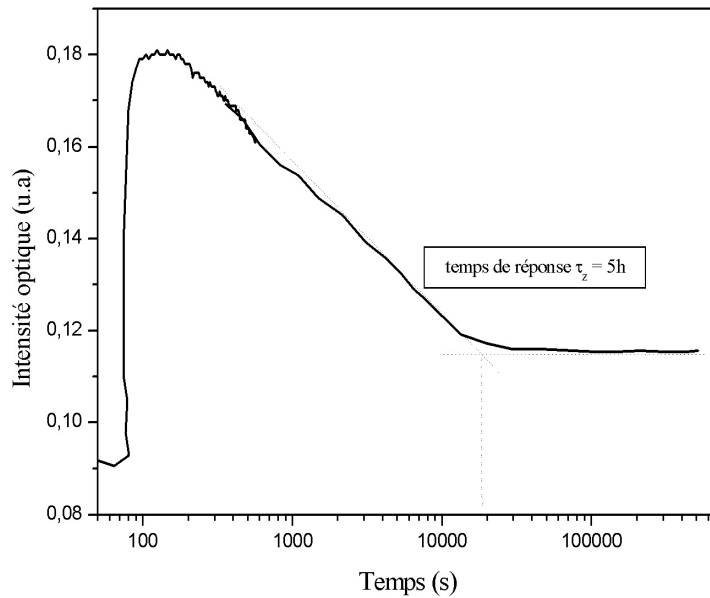


FIG. 3.23 – Évolution temporelle de l'intensité moyenne à la sortie de l'interféromètre de Mach-Zehnder après correction des effets dû à la température

sont telles qu'elles peuvent provoquer le déplacement de plusieurs franges dont les profils en intensité ne sont pas forcément identiques.

Pour s'affranchir de ce problème, une solution consiste à asservir le système pour travailler en permanence sur la même frange. Cet asservissement peut être réalisé en plaçant un modulateur EO dans l'autre bras de l'interféromètre. Les dérives seront alors mesurées en terme de variation de tension continue appliquée au modulateur. Ce type d'asservissement (Fig. 3.24) est actuellement en cours de développement dans le cadre de la thèse de Remy Claverie et sera très prochainement opérationnel.

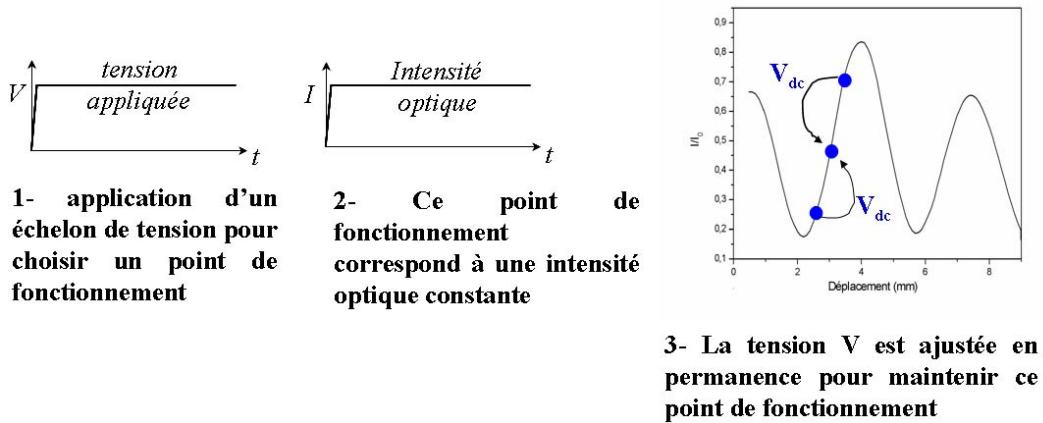


FIG. 3.24 – Principe de méthode d'asservissement

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la mise en oeuvre d'une solution aux problèmes des dérives liées à la relaxation des charges dans la structure du composant. Cette solution consiste à compenser les dérives liées à l'anisotropie du substrat de LiNbO_3 par celles dues aux hétérogénéités électriques de surface. Nous avons ainsi développé un modèle physique basé sur les équations de Maxwell qui permet de calculer la carte de conductivité idéale permettant de supprimer la dérive à long terme. Ce calcul nécessite la connaissance des temps de réponse caractéristiques du substrat de LiNbO_3 . C'est pourquoi nous avons mis en place une technique de mesure élec-

trooptique de ces paramètres qui est basée sur un interféromètre de Mach-Zehnder et qui permet de mesurer l'évolution temporelle du champ électrique induit dans le substrat lors de l'application d'un échelon de tension. Enfin nous avons présenté des résultats préliminaires de mesure des temps caractéristiques de la couche de silice (τ_{sil}) et du substrat de LN (τ_z).

Conclusion

L'objet de ce mémoire était l'étude du phénomène de dérive du point de fonctionnement dans un modulateur d'optique intégré de type Mach-Zehnder, en vue d'une meilleure compréhension des origines physiques de ce problème, et de la mise en oeuvre d'une solution à ce problème de dérive.

Après une présentation de ces modulateurs MZ, de leur procédé de fabrication et de leur fonctionnement, nous avons décrit le phénomène de dérive du point de fonctionnement qui existe dans ces modulateurs MZ et les méthodes de mesures qui sont utilisées pour caractériser ces dérives.

Nous avons ensuite présenté l'état des travaux menés sur les dérives observées dans les modulateurs commerciaux. Ces études ont montré que le phénomène de dérive est complexe puisqu'il est observé dans des modulateurs fabriqués sur des substrats en coupe x ou en coupe z, et ceci quelques soient les techniques de fabrication des guides d'ondes. Ce phénomène est observé également sur des modulateurs avec ou sans polarisation.

Notre travail nous a également permis de faire une synthèse des origines de dérive que nous avons classées en deux types : origines extrinsèques et origines intrinsèques. Les origines intrinsèques sont liées d'une part aux hétérogénéités des propriétés électriques de structure (substrat et silice) et/ou de surface (substrat) et d'autre part à l'anisotropie du substrat LN. Les origines extrinsèques dépendent de la température du composant (effet pyroélectrique et thermo-optique), de la puissance laser qui circule dans les guides d'ondes (effet photoinduit), et des contraintes mécaniques à l'interface silice-substrat LN (effet piézo-optique). L'évaluation de l'ordre de grandeur de ces effets nous a conduit à montrer que les origines photoinduites ne donnent

lieu qu'à de très faibles amplitudes de dérive aux longueurs d'ondes télécoms, alors que les effets thermo-induits sont, quant à eux, largement prépondérants.

Nous avons exposé les solutions proposées par différents auteurs pour résoudre le problème des dérives dans ces composants. Ces solutions peuvent être classées en deux catégories. La première consiste en une approche système où un système externe au modulateur permet un ajustement continu de la tension de polarisation pour maintenir le point de fonctionnement à la position désirée. La deuxième approche consiste en l'optimisation du composant lui-même. Toutefois les solutions proposées dans ce cadre sont empiriques.

Dans le deuxième chapitre, nous avons d'abord présenté le banc de mesure mis au point pour caractériser et quantifier le phénomène de dérive dans un modulateur MZ fourni par le département LOPMD de l'institut FEMTO-ST. Nous avons constaté, dans l'évolution du phénomène de mesure, l'existence de trois temps de réponse. Le premier, appelé temps de réponse court, a une durée de quelques secondes. Le deuxième, appelé temps de réponse moyen, a une durée d'une dizaine de minute. Enfin le troisième, temps de réponse long, a une durée de quelques dizaines d'heures. Nous avons associé le temps de réponse court à la relaxation des charges dans la silice, le temps de réponse moyen aux hétérogénéités électriques (essentiellement de conductivité) de surface et enfin, le temps de réponse long à la relaxation des charges dans le substrat.

D'autre part nous avons établi la modélisation électrique du composant par des circuits RC où l'originalité réside dans la prise en compte des hétérogénéités de surface. Cette modélisation nous a permis de valider l'interprétation donnée au comportement de dérive.

Dans le dernier chapitre, nous avons présenté la mise en oeuvre d'une solution aux problèmes des dérives liées à la relaxation des charges dans la structure du composant. Cette solution consiste à compenser les dérives liées à l'anisotropie du substrat de LiNbO_3 par celles dues aux hétérogénéités électriques de surface. Nous avons ainsi développé un modèle physique basé sur les équations de Maxwell qui permet de calculer, via une résolution numérique en 2D, la carte de conductivité idéale

permettant de supprimer la dérive à long terme. Ce calcul nécessite la connaissance des temps de réponse caractéristiques du substrat de LiNbO_3 . C'est pourquoi nous avons mis en place une technique de mesure électrooptique de ces paramètres qui est basée sur un interféromètre de Mach-Zehnder et qui permet de mesurer l'évolution temporelle du champ électrique induit dans le substrat lors de l'application d'un échelon de tension.

Les résultats que nous avons obtenus pour la mesure des temps caractéristiques sont des résultats préliminaires et parcellaires, et nécessitent bien sûr d'être confirmés et complétés. Une fois ceci mené à bien, il reste encore à affiner le calcul des cartes de conductivité idéale en prenant en compte, de la façon la plus précise possible, l'expression du champ électrique dans la structure. De plus afin de valider définitivement nos travaux, la fabrication d'un échantillon avec un profil d'hétérogénéité donné et dont les dérives pourront être prédites et ensuite mesurées est envisagée. L'outil de simulation permettant le calcul des cartes de conductivité idéale est opérationnel dans une configuration qui s'appuie sur un certain nombre d'hypothèses. Pour aller plus loin, l'utilisation d'un outil (ESCAPADE) développé par d'autres chercheurs de Supélec et du LMOPS sera envisagée.

A moyen et long terme, le banc de caractérisation développé pourra servir à l'étude des effets photoinduits (photoconductivité) sur la dérive. D'autre part, il pourra aussi être utile pour mettre au point un composant pour lequel la polarisation, et donc le choix du point de fonctionnement, soit réalisée de façon tout optique. Ceci peut être obtenu par l'ajout, sur le substrat, de guides d'ondes (Fig.1) permettant de coupler et découpler une onde lumineuse à courte longueur d'onde

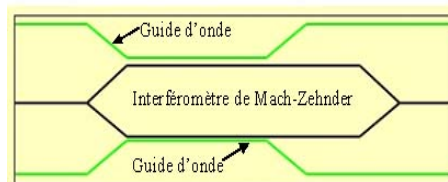


FIG. 1 – Polarisation tout optique du composant

Conclusion

dans les guides d'onde de l'interféromètre. La polarisation serait alors engendrée par effet photovoltaïque. Le design complet d'un tel composant reste à faire.

Annexe A

Modélisation de la dérive par circuit équivalent RC

Sommaire

A.1	Modèle électrique du modulateur MZ	i
A.1.1	Circuit RC équivalent du modulateur	i
A.1.2	Calcul de la tension effective suivant z dans le substrat . .	iii

A.1 Modèle électrique du modulateur MZ

Nous nous intéressons aux modulateurs MZ en coupe z (figureA.1-a). Pour concevoir notre modèle électrique, il faut suivre les lignes de champ traversant le composant lorsque un échelon de tension V_0 est appliqué aux électrodes et modéliser chaque couche traversée par des circuits RC : couche de silice, substrat LN, hétérogénéités électriques de surface.

A.1.1 Circuit RC équivalent du modulateur

En notant R_{sil} , C_{sil} , R_z^s , C_z^s , R_x^s , C_x^s , R_z , C_z , et R_x , C_x les résistances et capacités respectives de la couche tampon (buffer) de silice, de surface suivant les directions z et x, du substrat de LN suivant z et suivant x. Le modulateur MZ en coupe z

peut être modélisé comme sur la figure (A.1-(b)). La figure (A.1-(c)) présente la simplification de ce circuit du fait de sa symétrie et en considérant que le substrat de LN et la surface ont les mêmes propriétés électriques.

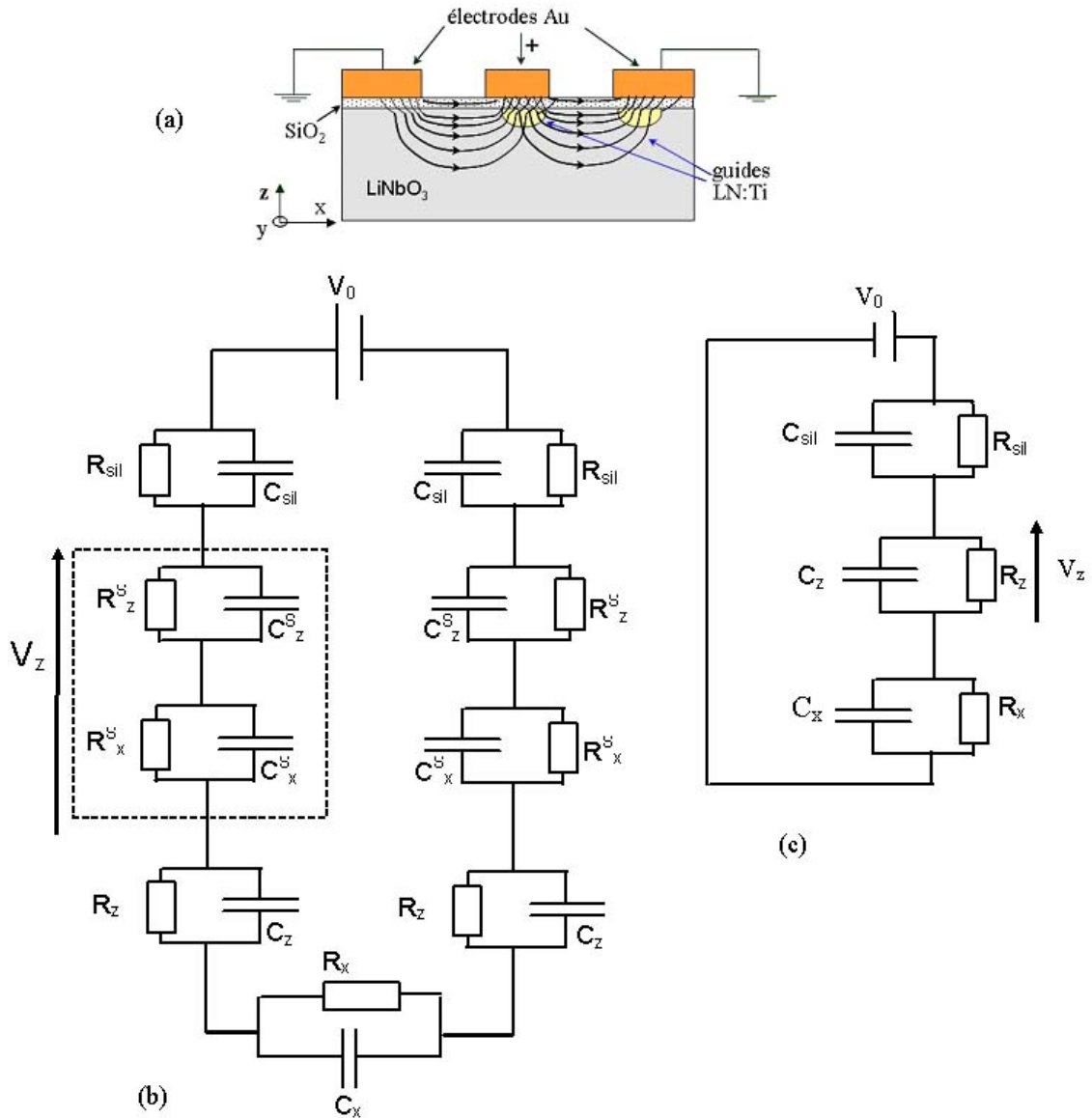


FIG. A.1 – (a)-Modulateur MZ en coupe z (b)- Schéma électrique équivalent du modulateur MZ en coupe z, (c)- Schéma électrique simplifié

A.1.2 Calcul de la tension effective suivant z dans le substrat

Il faut calculer la tension électrique $V_z(t)$ qui apparaît au borne du circuit $R_z//C_z$ après l'application de la tension sur les électrodes.

Soient Z_{sil} , Z_z et Z_x les impédances des circuits $R_i//C_i$ qui ont pour expression :

$$Z_i = \frac{R_i}{1 + jR_iC_i\omega} \quad (A.1)$$

où $i = sil, z, x$. En posant $p=j\omega$, et en appliquant la loi du diviseur de tension on a :

$$V_z(p) = \frac{\frac{R_z}{1+R_zC_zp}}{\frac{R_{sil}}{1+R_{sil}C_{sil}p} + \frac{R_z}{1+R_zC_zp} + \frac{R_x}{1+R_xC_xp}} \frac{V_0}{p} \quad (A.2)$$

où $\frac{V_0}{p}$ est l'échelon de tension appliqué au modulateur.

L'utilisation de la transformation de Laplace inverse permet de calculer $V_z(t)$ qui est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{V_z(t)}{V_0} = \frac{R_z}{a} + e^{-\frac{1}{2}\frac{b}{2c}t} \cdot \left\{ \left[-\frac{b}{2c} \frac{R_z}{a} \frac{1}{\omega} + \frac{R_z R_{sil} C_{sil} + R_z R_x C_x}{c} - \frac{b}{2c^2} R_{sil} R_z R_x C_{sil} C_x \frac{1}{\omega} \right] \cdot \sinh(\omega t) \right. \\ \left. + \left[-\frac{R_z}{a} + \frac{R_{sil} R_z R_x C_{sil} C_x}{c} \right] \cdot \cosh(\omega t) \right\} \end{aligned} \quad (A.3)$$

a, b, c et ω sont définis ci-dessous :

$$a = R_{sil} + R_z + R_x$$

$$b = R_{sil}R_xC_x + R_{sil}R_zC_z + R_zR_xC_x + R_zR_{sil}C_{sil} + R_xR_{sil}C_{sil} + R_xR_zC_z$$

$$c = R_{sil}R_zR_xC_zC_x + R_{sil}R_zR_xC_{sil}C_x + R_{sil}R_zR_xC_{sil}C_z$$

$$\omega = \left(\left(\frac{b}{2c} \right)^2 - \frac{a}{c} \right)^{1/2}.$$

On peut simplifier les expressions de a, b et c en les exprimant en fonction des " $\tau_i = R_iC_i$ " on obtient :

$$a = R_{sil} + R_z + R_x$$

$$b = R_{sil}(\tau_x + \tau_z) + R_z(\tau_x + \tau_{sil}) + R_x(\tau_{sil} + \tau_z)$$

$$c = R_{sil}\tau_x\tau_z + R_z\tau_x\tau_{sil} + R_x\tau_{sil}\tau_z$$

et l'équation A.3 peut se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned}
 \frac{V_z(t) - V_0}{V_0} = & -\frac{\tau_{sil} + \tau_5}{\tau_{sil} + \tau_4 + \tau_5} \\
 & + \frac{1}{2} e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot \left\{ -\frac{\tau_{sil}(\tau_4 + \tau_5) + \tau_z(\tau_{sil} + \tau_5) + \tau_x(\tau_{sil} + \tau_4)}{2(\tau_{sil}\tau_z\tau_x + \tau_4\tau_{sil}\tau_x + \tau_5\tau_{sil}\tau_z)} \times \frac{\tau_4}{\tau_{sil} + \tau_4 + \tau_5} \times \frac{1}{\Omega} \right. \\
 & + \frac{\tau_4}{\tau_{sil}\tau_z\tau_x + \tau_4\tau_{sil}\tau_x + \tau_5\tau_{sil}\tau_z} \times \frac{\tau_{sil} + \tau_x}{\Omega} - \frac{\tau_{sil}(\tau_4 + \tau_5) + \tau_z(\tau_{sil} + \tau_5) + \tau_x(\tau_{sil} + \tau_4)}{2(\tau_{sil}\tau_z\tau_x + \tau_4\tau_{sil}\tau_x + \tau_5\tau_{sil}\tau_z)^2} \\
 & \left. \times \frac{\tau_4\tau_{sil}\tau_x}{\Omega} - \frac{\tau_4}{\tau_{sil} + \tau_4 + \tau_5} + \frac{\tau_4\tau_{sil}\tau_x}{\tau_{sil}\tau_z\tau_x + \tau_4\tau_{sil}\tau_x + \tau_5\tau_{sil}\tau_z} \right\} \\
 & + \frac{1}{2} e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot \left\{ -\frac{\tau_4}{\tau_{sil} + \tau_4 + \tau_5} + \frac{\tau_4\tau_{sil}\tau_x}{\tau_{sil}\tau_z\tau_x + \tau_4\tau_{sil}\tau_x + \tau_5\tau_{sil}\tau_z} \right. \\
 & + \frac{\tau_{sil}(\tau_4 + \tau_5) + \tau_z(\tau_{sil} + \tau_5) + \tau_x(\tau_{sil} + \tau_4)}{2(\tau_{sil}\tau_z\tau_x + \tau_4\tau_{sil}\tau_x + \tau_5\tau_{sil}\tau_z)} \times \\
 & \frac{\tau_4}{\tau_{sil} + \tau_4 + \tau_5} \times \frac{1}{\Omega} - \frac{\tau_4}{\tau_{sil}\tau_z\tau_x + \tau_4\tau_{sil}\tau_x + \tau_5\tau_{sil}\tau_z} \times \frac{\tau_{sil} + \tau_x}{\Omega} \\
 & \left. + \frac{\tau_{sil}(\tau_4 + \tau_5) + \tau_z(\tau_{sil} + \tau_5) + \tau_x(\tau_{sil} + \tau_4)}{2(\tau_{sil}\tau_z\tau_x + \tau_4\tau_{sil}\tau_x + \tau_5\tau_{sil}\tau_z)^2} \times \frac{\tau_4\tau_{sil}\tau_x}{\Omega} \right\}
 \end{aligned} \tag{A.4}$$

où $\tau_4 = R_z C_{sil}$,

$\tau_5 = R_x C_{sil}$,

$\tau_x = R_x C$,

$\tau_z = R_z C_z$

$\tau_{sil} = R_{sil} C_{sil}$

et

$$\Omega = \left[\frac{\tau_{sil} + \tau_4 + \tau_5}{\tau_{sil}\tau_z\tau_x + \tau_4\tau_{sil}\tau_x + \tau_5\tau_{sil}\tau_z} - \frac{1}{4} \left\{ \frac{\tau_{sil}(\tau_4 + \tau_5) + \tau_z(\tau_{sil} + \tau_5) + \tau_x(\tau_{sil} + \tau_4)}{2(\tau_{sil}\tau_z\tau_x + \tau_4\tau_{sil}\tau_x + \tau_5\tau_{sil}\tau_z)} \right\}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \tag{A.5}$$

$$\tau = -\frac{1}{\left[\frac{\tau_{sil} + \tau_4 + \tau_5}{\tau_{sil}\tau_z\tau_x + \tau_4\tau_{sil}\tau_x + \tau_5\tau_{sil}\tau_z} - \frac{1}{4} \left\{ \frac{\tau_{sil}(\tau_4 + \tau_5) + \tau_z(\tau_{sil} + \tau_5) + \tau_x(\tau_{sil} + \tau_4)}{2(\tau_{sil}\tau_z\tau_x + \tau_4\tau_{sil}\tau_x + \tau_5\tau_{sil}\tau_z)} \right\}^2 \right]^{\frac{1}{2}} - \frac{\tau_{sil}(\tau_4 + \tau_5) + \tau_z(\tau_{sil} + \tau_5) + \tau_x(\tau_{sil} + \tau_4)}{\tau_{sil}\tau_z\tau_x + \tau_4\tau_{sil}\tau_x + \tau_5\tau_{sil}\tau_z}} \tag{A.6}$$

$$\tau'' = + \frac{1}{\left[\frac{\tau_{sil} + \tau_4 + \tau_5}{\tau_{sil}\tau_z\tau_x + \tau_4\tau_{sil}\tau_x + \tau_5\tau_{sil}\tau_z} - \frac{1}{4} \left\{ \frac{\tau_{sil}(\tau_4 + \tau_5) + \tau_z(\tau_{sil} + \tau_5) + \tau_x(\tau_{sil} + \tau_4)}{2(\tau_{sil}\tau_z\tau_x + \tau_4\tau_{sil}\tau_x + \tau_5\tau_{sil}\tau_z)} \right\}^2 \right]^{\frac{1}{2}} + \frac{\tau_{sil}(\tau_4 + \tau_5) + \tau_z(\tau_{sil} + \tau_5) + \tau_x(\tau_{sil} + \tau_4)}{\tau_{sil}\tau_z\tau_x + \tau_4\tau_{sil}\tau_x + \tau_5\tau_{sil}\tau_z}} \quad (\text{A.7})$$

L'expression de $\frac{V_z(t) - V_0}{V_0}$ montre qu'en régime établi, le rapport $\frac{V_z(t) - V_0}{V_0}$ dépend uniquement des résistances des différentes couches comme le montre l'équation suivante :

$$\frac{V_z(t \rightarrow \infty) - V_0}{V_0} = - \frac{\tau_5 + \tau_{sil}}{\tau_{sil} + \tau_4 + \tau_5} = - \frac{R_{sil} + R_x}{R_{sil} + R_z + R_x} \quad (\text{A.8})$$

Au temps court ($t \rightarrow 0$) le rapport $\frac{V_z(t) - V_0}{V_0}$ dépend uniquement des capacités des différentes couches comme le montre l'équation suivante :

$$\frac{V_z(t \rightarrow 0) - V_0}{V_0} = - \frac{\tau_z\tau_x + \tau_5\tau_z}{\tau_z\tau_x + \tau_4\tau_x + \tau_5\tau_z} = - \frac{\frac{1}{C_x} + \frac{1}{C_{sil}}}{\frac{1}{C_z} + \frac{1}{C_x} + \frac{1}{C_{sil}}} \quad (\text{A.9})$$

Annexe B

Champ électrique induit par des électrodes coplanaires

Sommaire

B.1 Calcul du champ électrique par la méthode de transformation conforme	vii
B.2 Calcul du champ électrique par la méthode des éléments finis	xi

Le calcul du champ électrique dans une structure où les électrodes sont coplanaires se fait par deux méthodes : soit analytiquement par la méthode de transformation conforme, soit numériquement par la méthode des éléments finis.

B.1 Calcul du champ électrique par la méthode de transformation conforme

Le champ électrique crée par les deux électrodes coplanaires déposées sur la surface de substrat (Fig.B.1), peut être obtenu en utilisant plusieurs méthodes largement discutées par Durand dans les référence [60, 1]. La méthode la plus simple est celle de la transformation conforme qui est utilisée par plusieurs auteurs [61, 62] et que nous allons exposer dans ce qui suit.

Considérons la configuration idéalisée des électrodes représentées sur la figure B.1. Les couches métalliques sont supposées fines et s'étendent de : $z = -\infty$ à $z = -a$ et de $z = a$ à $z = +\infty$

Dans le cas d'un cristal de LiNbO_3 en coupe z , le potentiel électrostatique V est solution de l'équation de Laplace :

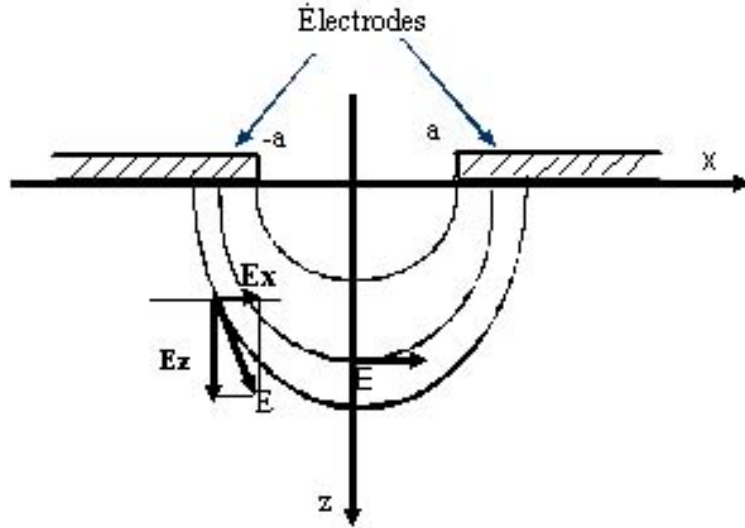


FIG. B.1 – Configuration idéalisée des électrodes

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad \text{pour } z < 0 \quad (\text{B.1})$$

$$\epsilon_x \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \epsilon_z \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad \text{pour } z > 0 \quad (\text{B.2})$$

En utilisant la transformation suivante [62] : $z' = \sqrt{\frac{\epsilon_x}{\epsilon_z}} z$

on peut écrire

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z'^2} = 0 \quad (\text{B.3})$$

En plus de ces équations, nous devons connaître :

- Les conditions de continuité à travers l'interface cristal-air, de la composante normale du vecteur déplacement électrique et de la composante tangentielle du champ électrique.

- Les conditions aux limites données par : $V=0$ et $V=V_{app}$ sur les deux électrodes.

L'équation de Laplace se résoud dans une structure avec des électrodes semi-infinies comme le montre la figure B.1. Les solutions $V_A(x,z)$ et $V_A(x,z')$ satisfont respectivement, les équations B.1 et B.3 ainsi que les conditions aux limites pour la moitié de l'espace considéré. La composante normale du déplacement électrique disparaît à cause de l'asymétrie de $V_A(x,z)$ et la continuité de $V_A(x,z)$ et $V_A(x,z')$ est assurée à l'interface $z=z'=0$. Le potentiel $V(x,z)$ est affecté au potentiel $V_A(x,z)$ par : $V(x,z)=V_A(x,z)$ pour $z>0$

$V(x,z)=V_A(x,z')$ pour $z<0$

Le potentiel $V_A(x,z)$ peut être trouvé par l'utilisation de la transformation conforme [62] :

$z_c=a \cosh(W)$

avec $z_c=x+iz$ et $W(z_c)=u(x,z)+iv(x,z)$.

Le potentiel $V(x,z)$ dans la structure est donné par : $V(x,z)=V_{app}/\pi (\pi -V(x,z'))$.

Les composantes de champ électrique dans la structure sont données [62] par :

$$E_x = \frac{V_{app}}{\pi} \operatorname{Im} \frac{dW}{dz_c} \quad (\text{B.4})$$

$$E_z = \frac{V_{app}}{\pi} \sqrt{\frac{\epsilon_x}{\epsilon_z}} \operatorname{Re} \frac{dW}{dz_c} \quad (\text{B.5})$$

Finalement, les deux composantes du champ électrique peuvent s'écrire :

$$E_x = \frac{V_{app}}{\pi\sqrt{2}} \frac{\{(a^2 + z^2 - x^2) + [a^4 + x^4 + z^4 + 2x^2z^2 + 2a^2(z^2 - x^2)]^{1/2}\}^{1/2}}{[a^4 + x^4 + z^4 + 2x^2z^2 + 2a^2(z^2 - x^2)]^{1/2}} \quad (\text{B.6})$$

$$E_z = \frac{V_{app}}{\pi\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\epsilon_x}{\epsilon_z}} \frac{\{-(a^2 + z^2 - x^2) + [a^4 + x^4 + z^4 + 2x^2z^2 + 2a^2(z^2 - x^2)]^{1/2}\}^{1/2}}{[a^4 + x^4 + z^4 + 2x^2z^2 + 2a^2(z^2 - x^2)]^{1/2}} \quad (\text{B.7})$$

A partir des relations B.6 et B.7, on peut tracer les composantes de champ électriques E_x et E_z en fonction de la profondeur x pour une profondeur $z=5a$ comme le montre les figures B.2 et B.3.

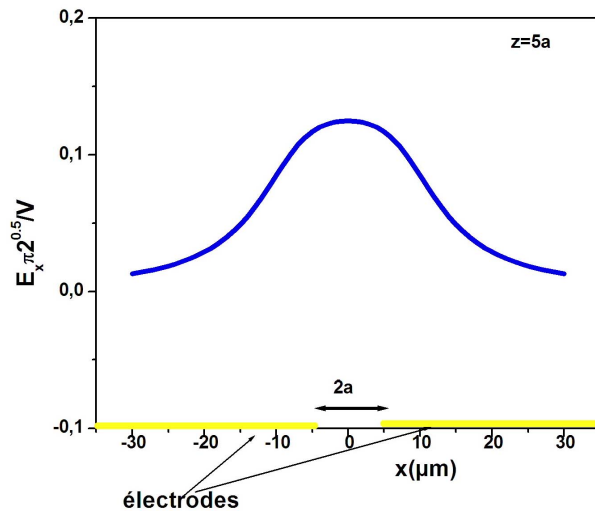


FIG. B.2 – Composante du champ E_x

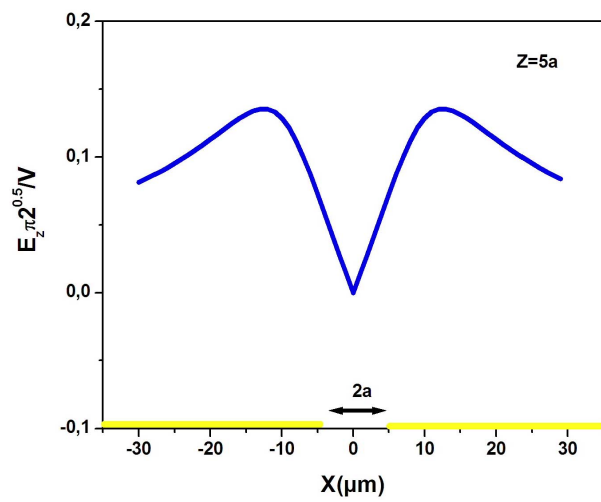


FIG. B.3 – Composante du champ E_z

B.2 Calcul du champ électrique par la méthode des éléments finis

Si l'on considère un matériau anisotrope et homogène soumis à un champ électrique non uniforme (ce qui est exactement le cas du MZI en LN), il existe une relaxation électrique due au fait que les permittivités et conductivités du matériau varie en fonction de la direction. Il y a donc accumulation de charges d'espace qui s'accumulent et dont la densité volumique ρ évolue au cours du temps conformément à l'équation de Poisson. La carte de champ électrique peut être déterminée par une résolution numérique, en utilisant la méthode des éléments finis, du système suivant :

$$\begin{cases} \operatorname{div}[\epsilon]\vec{E} = \rho & \text{équation de poisson} \\ \operatorname{div}[\sigma]\vec{E} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} & \text{équation de continuité} \end{cases}$$

où ρ et σ sont des tenseurs de rang 2.

Ce système d'équations doit être résolu en deux dimensions dans une structure telle que celle représentée sur la figure B.4.

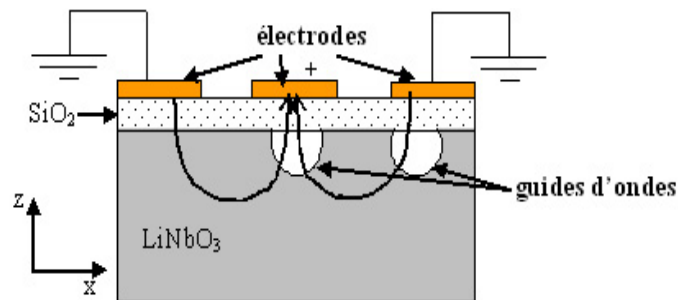


FIG. B.4 – Structure du modulateur MZ en coupe z

Afin de simuler le champ électrique dans des composants à des structures plus compliquées où le calcul de ces composantes analytiquement est impossible. Dans ce cas, la méthode des éléments finis est indispensable. Pour ce travail nous avons utilisé le logiciel Femlab (Finite Element Modeling LABORatory) (qui utilise la méthode des

éléments finis) pour simuler la composante E_z dans un modulateur de type Mach-Zehnder fabriqué sur LN coupé z . Avant de présenter les résultats de cette simulation, nous rappelons brièvement comment fonctionne ce logiciel. Femlab est un logiciel qui permet de résoudre des équations aux dérivées partielles par la méthode des éléments finis. Pour résoudre notre problème avec Femlab on suit les étapes suivantes :

- On définit la structure du modulateur (2D),
- On mise on place de la géométrie du problème,
- Définition des conditions au limites,
- Choix de maillage,
- Résolution du problème ;

Il est clair que la précision des solutions formées par le simulateur dépend de nombre de noeuds du maillage. D'un autre côté, le nombre de noeuds est limité par la capacité mémoire du calculateur ou par le temps de calcul que l'on peut accepter. La précision sera meilleure si le maillage est resserré dans des zones de forts champ électrique et grossier dans des zones où l'on peut prévoir que les variations spatiales seront faibles.

Femlab (et les simulateurs en général) offrent sur ce principe des options de remaillage basées sur la structure initiale. C'est à l'utilisateur d'estimer si le calcul a atteint une précision suffisante en se basant par exemple sur la stabilité du résultat quand on augmente le nombre de noeuds.

Nous présentons sur la figure B.5, la simulation par la méthode des éléments finis du champ E_z dans un modulateur de type Mach-Zehnder fabriqué sur LN coupé z . Cette courbe montre clairement que le champ électrique E_z est important dans le guide selon la direction z .

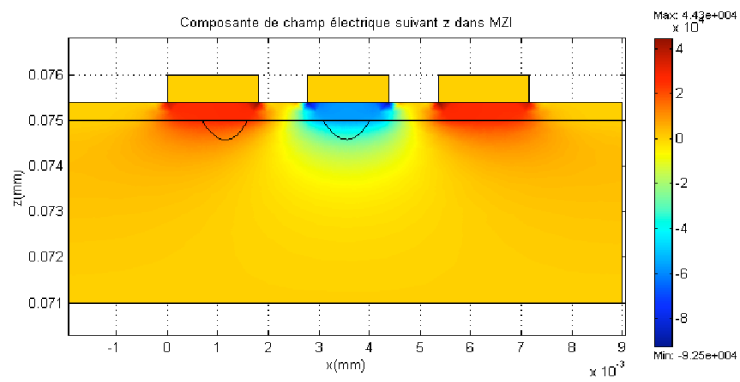


FIG. B.5 – Cartographie du champ électrique suivant l'axe z dans la structure de la figure B.4, résolu par éléments finis sous Femlab

Annexe C

Effet électrooptique et paramètres physiques du LN et SiO₂

Sommaire

C.1 L'effet électrooptique	xv
C.1.1 Généralités	xv
C.1.2 Cas de LiNbO ₃	xvi
C.2 Paramètres physique du LN et SiO₂	xviii

C.1 L'effet électrooptique

On s'intéresse ici, à l'effet EO linéaire, appelé également effet Pockels [63]. Dans ce cas le changement d'indice de réfraction du matériau varie linéairement en fonction du champ électrique appliqué. Cet effet n'existe, généralement, que dans des cristaux non centrosymétriques tel que le LN.

C.1.1 Généralités

Les propriétés électrooptiques peuvent être définies à partir de l'ellipsoïde des indices ou indicatrice :

$$B_{ij}^0 x_i x_j = 1 \tag{C.1}$$

avec B_{ij}^0 le tenseur d'imperméabilité pour un cristal sans champ électrique appliqué et i, j les indices des trois coordonnées cartésiennes (x_1, x_2, x_3) .

Cette indicatrice est définie par un tenseur symétrique de rang 2. Sous l'action d'un champ électrique, il y a, en général, une variation à la fois de l'amplitude et de la direction des axes principaux du tenseur. Les effets EO décrivant la relation entre cette perturbation de l'ellipsoïde des indices ΔB_{ij} et le champ électrique appliquée s'écrit :

$$\Delta B_{ij} = B_{ij} - B_{ij}^0 = r_{ij,k} E_k \quad (\text{C.2})$$

$i, j, k=1, 2, 3$.

ΔB_{ij} : tenseur d'imperméabilité en présence d'un champ électrique.

E_k : $k^{\text{ème}}$ composante du champ électrique appliqué.

$r_{ij,k}$: coefficient EO linéaire.

Par conséquent, on peut décrire l'ellipsoïde des indices en présence d'un champ électrique sous la forme :

$$\left(\frac{1}{n_{ij}^2} + r_{ij,k} E_k \right) x_i x_j = 1 \quad (\text{C.3})$$

C.1.2 Cas de LiNbO₃

LN est un cristal uniaxe négatif, ayant une symétrie trigonale.

Dans un repère $ox_1x_2x_3$, avec l'axe optique suivant ox_3 , son tenseur électrooptique, défini par [63] :

$$\tilde{r} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

LN possède deux indices de réfraction principaux n_o et n_e :

$$\begin{cases} n_1 = n_2 = n_o \\ n_3 = n_e \end{cases}$$

LN est un cristal uniaxe négatif donc $n_e < n_o$.

L'équation de l'ellipsoïde des indices de ce cristal, en présence d'un champ électrique s'écrit :

$$\begin{aligned} \left[\frac{1}{n_o^2} + r_{12}E_2 + r_{13}E_3 \right] x_1^2 + \left[\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_2 + r_{23}E_3 \right] x_2^2 + \left[\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_3 \right] x_3^2 \\ + 2r_{42}E_2x_2x_3 + 2r_{51}E_1x_1x_3 + 2r_{61}E_1x_1x_2 = 1 \quad (\text{C.4}) \end{aligned}$$

avec x_1, x_2 et x_3 les axes principaux du cristal sans champ électrique appliqué. Dans le cas du niobate de lithium, cette équation peut s'écrire plus généralement :

$$B_{ij} x_i x_j = 1$$

avec les composantes du tenseur d'imperméabilité $B_{ij} = \left(\frac{1}{\epsilon_{ij}} \right)$:

$$\begin{cases} B_{11} = \frac{1}{n_o^2} + r_{12}E_2 + r_{13}E_3 \\ B_{22} = \frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_2 + r_{23}E_3 \\ B_{33} = \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_3 \\ B_{23} = r_{42}E_2 \\ B_{13} = r_{51}E_1 \\ B_{12} = r_{61}E_1 \end{cases}$$

Les directions du champ électrique et de propagation de l'onde lumineuse définissent le ou les coefficients EO mis en jeu.

Nous allons étudier la configuration qui nous intéresse : champ électrique suivant l'axe optique x_3 et propagation de l'onde lumineuse suivant x_2 .

Champ électrique suivant \mathbf{x}_3 et propagation de l'onde lumineuse suivant \mathbf{x}_2

C'est cette configuration qui nous intéresse car c'est celle qui intervient dans l'effet de les modulateurs MZ. L'ellipsoïde des indices se réduit donc à :

$$\left[\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_3 \right] x_1^2 + \left[\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_3 \right] x_2^2 + \left[\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_3 \right] x_3^2 = 1 \quad (\text{C.5})$$

Les nouveaux indices principaux du cristal sont en supposant la modification d'indice de réfraction petite :

$$\begin{cases} n_1 = n_o - \frac{1}{2}n_o^3r_{13}E_3 \\ n_2 = n_o - \frac{1}{2}n_o^3r_{13}E_3 \\ n_3 = n_e - \frac{1}{2}n_e^3r_{33}E_3 \end{cases}$$

La variation d'indice de réfraction δn_z (variation de l'indice extraordinaire) suivant l'axe \mathbf{x}_3 est celle qui nous intéresse. Elle s'écrit :

$$\delta n_3 = \delta n_e = -\frac{1}{2}n_e^3r_{33}E_3 \quad (\text{C.6})$$

Un champ électrique suivant z (champ électrique appliqué ou induit par effet pyroélectrique ou photovoltaïque), induit donc par effet EO une différence de phase φ :

$$\varphi = \frac{2\pi L}{\lambda_0} \delta n_3 = -\frac{\pi L}{\lambda_0} n_e^3 r_{33} E_3 \quad (\text{C.7})$$

Où L est la longueur du cristal, λ_0 la longueur d'onde dans le vide.

Le tableau C.1 présente, suivant la configuration optogéométrique utilisée, la direction du champ électrique appliqué, le retard de phase et la variation de biréfringence induits ainsi que le coefficient EO et la tension demi-onde mis en jeu [64,65].

C.2 Paramètres physique du LN et SiO₂

les paramètres physiques de LN et SiO₂ que nous avons utilisés dans ce travail sont présentés dans le tableau C.2.

Direction de propagation	Champ électrique	Variation de biréfringence	Retard de phase induit	Tension de demi-onde	Coefficient électro-optique
$k \parallel x_1$	E_1	$\Delta n_{23}(E) = 0$	Pas d'effet EO		
	E_2	$\Delta n_{23}(E) = -\frac{1}{2}n_o^3 r_{22} E_2 + \frac{n_o^3 + n_e^3}{2} \frac{n_o^2 n_e^2}{n_e^2 - n_o^2} r_{42}^2 E_2^2$	$\Gamma_{23}(E) = -\frac{\pi}{\lambda} L_1 n_o^3 r_{22} E_2$ (2 ^{ème} terme de $\Delta n_{23}(E)$ négligeable)	$V_\pi^* = \frac{\lambda}{n_o^3 r_{22}}$	r_{22}
	E_3	$\Delta n_{23}(E) = -\frac{1}{2}n_e^3 r_b E_3$	$\Gamma_{23}(E) = -\frac{\pi}{\lambda} L_1 n_e^3 r_b E_3$	$V_\pi^* = \frac{\lambda}{n_e^3 r_b}$	$r_b = r_{33} - \frac{n_o^3}{n_e^3} r_{23}$
$k \parallel x_2$	E_1	$\Delta n_{13}(E) = -\frac{1}{2}n_e^3 r_{51}^2 E_1^2$, $n_b^3 = (n_e^3 + n_o^3) \frac{n_e^2 n_o^2}{n_e^2 - n_o^2}$	$\Gamma_{13}(E) = -\frac{\pi}{\lambda} L_2 n_b^3 r_{51}^2 E_1^2$	$V_\pi^* = \left(\frac{\lambda L_2}{n_b^3 r_{51}^2} \right)^{\frac{1}{2}}$	r_{51}
	E_2	$\Delta n_{13}(E) = \frac{1}{2}n_o^3 r_{12} E_2$	$\Gamma_{13}(E) = \frac{\pi}{\lambda} L_2 n_o^3 r_{12} E_2$	$V_\pi^* = \frac{\lambda}{n_o^3 r_{12}}$	r_{12}
	E_3	$\Delta n_{13}(E) = -\frac{1}{2}n_e^3 r_c E_3 = \Delta n_{23}(E)$	$\Gamma_{13}(E) = -\frac{\pi}{\lambda} L_2 n_e^3 r_c E_3$	$V_\pi^* = \frac{\lambda}{n_e^3 r_c}$	$r_c = r_{33} - \frac{n_o^3}{n_e^3} r_{13}$
$k \parallel x_3$	E_1	$\Delta n_{12}(E) = n_o^3 r_{61} E_1$	$\Gamma_{12}(E) = \frac{2\pi}{\lambda} L_3 n_o^3 r_{61} E_1$	$V_\pi^* = \frac{\lambda}{2n_o^3 r_{61}}$	r_{61}
	E_2	$\Delta n_{12}(E) = -\frac{1}{2}n_o^3 (r_{22} - r_{12}) E_2 = -n_o^3 r_{22} E_2$	$\Gamma_{12}(E) = -\frac{2\pi}{\lambda} L_3 n_o^3 r_{22} E_2$	$V_\pi^* = \frac{\lambda}{2n_o^3 r_{22}}$	$r_{22} = -r_{12}$
	E_3	$\Delta n_{12}(E) = 0$	Pas d'effet EO		

TAB. C.1 – Effet électro-optique dans le niobate de lithium

	n	$\epsilon(\text{BF})^1$	β (V ⁻¹)(Å 1,55μm)	$\sigma(\Omega^{-1}m^{-1})$	T/O (°C ⁻¹)	$\frac{\partial E_s}{\partial T}$ (C/cm ² /K)	r (pm/V)	p ₃₁
LN	n _e =2,14 (Å 1,55μm) [66]	$\epsilon_z=35$ [27], $\epsilon_x=98$ [67]	$\beta_{33}<4,2 \cdot 10^{-9}$ [27]	$3,46 \cdot 10^{-18}$ [27]	$\frac{\partial n_e}{\partial T}=4,41 \cdot 10^{-5}$ [27]	$-7 \cdot 10^{-9}$ [27]	r _{33}=30 [11]}	0,178 [11]
SiO ₂	<n=1,44 (Å 633nm) [68]	$\epsilon_{sil}=3,91$ [69]	-	10^{-12} [27]	-	-	-	-

TAB. C.2 – Paramètres physiques de LN et SiO₂. $\sigma_{LN,sil} = \frac{1}{\rho_{LN,sil}}$ est la conductivité, ϵ est la constante diélectrique du matériau, n est l'indice de réfraction, β_{33} est le coefficient photovoltaïque de LN selon l'axe z, $\frac{\partial P_s}{\partial T}$ est le coefficient pyroélectrique, $\frac{\partial n_e}{\partial T}$ est le coefficient thermo-optique, r₃₃ est le coefficient EO de LN selon l'axe z.

¹BF=basse fréquence

Annexe D

Programme matlab pour le calcul de carte de conductivité idéale

```
clear all;clc définir le pas du maillage
h=1; k=1; segma=1;
a=7.5; a demi inter-électrode :
b=3; le rapport de deux temps de réponse
m=101; t=[1 :101];
définir le profil de la conductivité initiale
 $f(2, t) = 0.102525 + (61.49149 / (18.01742 * (3.14/2)^{0.5})) * \exp(-2 * ((t - 0.49043)^2 / (18.01742)^2));$ 
définir les boucles pour faire les itérations
for i=2 :101
    m=m-1;
    définir les conditions aux limites
    for j=2 :m
        if j>=12
            f(i,j)=segma;
        end
        if i>=20
            f(i,j)=segma;
```

end

x=i*h;

z=j*k*1.8074;

définir les déférentes expressions afin de calculer f

$$E1(i, j) = (((a^2) + (z^2) - (x^2)) + ((a^4) + (x^4) + (z^4) + 2 * (x^2) * (z^2) + 2 * (a^2) * ((z^2) - (x^2))))^{0.5};$$

$$E2(i, j) = (-((a^2) + (z^2) - (x^2)) + ((a^4) + (x^4) + (z^4) + 2 * (x^2) * (z^2) + 2 * (a^2) * ((z^2) - (x^2))))^{0.5};$$

$$A(i, j) = ((98/30)^{0.5}) * E1(i, j) / E2(i, j);$$

$$T(i, j) = 0.5 * (((-((a^2) + ((z^2) - (x^2)) + ((a^4) + (x^4) + ((z^4) + 2 * (x^2) * ((z^2) + 2 * (a^2) * (((z^2) - (x^2))))^{0.5})^{-0.5})));$$

$$G(i, j) = (-2 * (z) + 0.5 * ((a^4 + ((x^4) + ((z^4) + (2 * (x^2) * (z^2)) + 2 * (a^2) * ((z^2) - (x^2))))^{(-0.5)} * (4 * ((z^3) + 4 * ((x^2) * (z) + 4 * (a^2) * (z)))));$$

$$N(i, j) = (a^4 + ((x^4) + (z^4) + 2 * ((x^2) * (z^2) + 2 * (a^2) * ((z^2) - (x^2))))^{0.5};$$

$$M(i, j) = 0.5 * ((a^4 + (x^4) + ((z^4) + (2 * (x^2) * (z^2)) + 2 * (a^2) * ((z^2) - (x^2))))^{(-0.5)} * (4 * ((z^3) + 4 * ((x^2) * (z) + 4 * (a^2) * (z)));$$

$$C(i, j) = (1-b) * (T(i, j) * G(i, j) * N(i, j) - M(i, j) * E2(i, j)) / (N(i, j) * E2(i, j));$$

$$Ex(i, j) = E1(i, j) / N(i, j);$$

$$Ez(i, j) = ((98/30)^{0.5}) * E2(i, j) / N(i, j);$$

$$f(i + 1, j) = (h./A(i, j)) * (((A(i, j)./h) - (b./k)) * f(i, j) + (b./k) * f(i, j + 1) + C(i, j));$$

end;

end;

y=f;

r=Ez;

p=Ex ;

définir les fichiers d'enregistrement

save testz.dat r -ascii ;

save conductivité600.dat y -ascii ;

save testx.dat p -ascii ;

Annexe E

Description et validation du banc interférométrique

Sommaire

E.1	Validation du banc de mesure	xxvii
E.2	Automatisation du banc de mesure	xxix

Dans un interféromètre de Mach-Zehnder (Fig.E.1), le faisceau lumineux incident est divisé en deux faisceaux (1) et (2) de même intensité par la lame semi-réfléchissante M_1 (50% de réflexion). Après réflexion sur les miroirs M_3 et M_4 (100% de réflexion), les faisceaux (1) et (2) sont recombinaés à la sortie de la lame semi-réfléchissante M_2 (50% de réflexion). Les trajets suivis par les deux faisceaux ont la même longueur optique. Ces deux faisceaux sont parallèles l'un à l'autre à la sortie de M_2 et ont la même intensité. Si on introduit dans un des bras du montage un élément (par exemple une lame d'épaisseur et d'indice donné) produisant une différence de marche entre les deux faisceaux, ceci conduit à une différence de phase entre les deux faisceaux. Ceci permet donc d'observer sur l'écran une variation d'intensité.

L'ensemble du banc de mesure, schématisé par la figure E.2, est constitué de plusieurs parties :

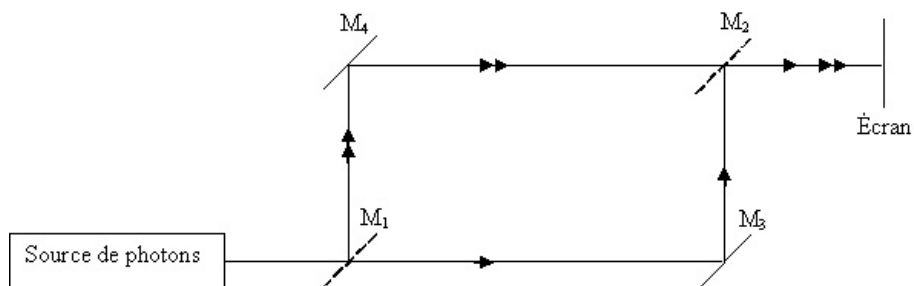


FIG. E.1 – Interféromètre MZ

- un dispositif anti-vibration (Fig. E.2)
- l'interféromètre de Mach-Zehnder (Fig. E.2)
- l'ensemble de détection et photo-amplification
- les sources de tension et de commandes
- l'ensemble acquisition et traitement des données
- le système de stabilité thermique du banc de mesure qui est constitué par une double enceinte, l'une en plexiglas et l'autre en polystyrène.

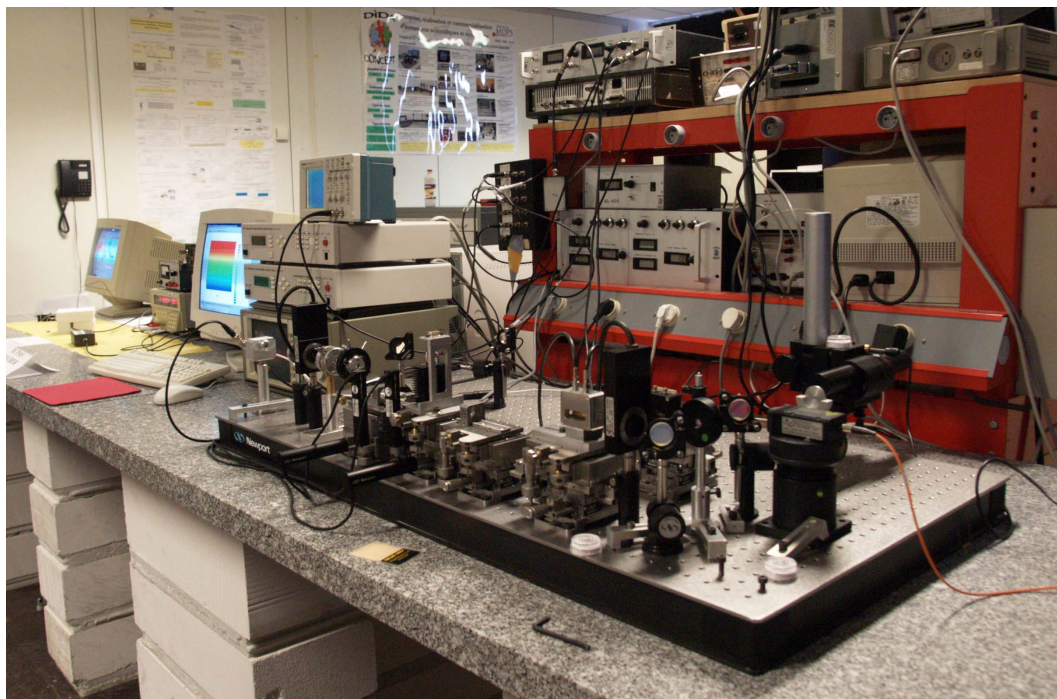


FIG. E.2 – Montage interférométrie de Mach-Zehnder

E.1 Validation du banc de mesure

L'interféromètre de Mach-Zehnder que nous avons mis au point permet d'obtenir des franges avec les différents lasers. Sur la figure E.3 nous présentons un exemple des photos des franges obtenues. Ce montage permet également de mesurer la fonction de transfert du montage d'une part en fonction du déplacement du système photodiode + trou et d'autre part en fonction de la tension DC appliquée sur un modulateur de phase placé dans le bras de référence. Un exemple de fonctions de transfert en déplacement et en tension obtenue avec le laser 633nm sont présentées sur la figure E.4.

La figure E.4 permet de mesurer le contraste défini par :

$$\gamma = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{V_{s_{max}} - V_{s_{min}}}{V_{s_{max}} + V_{s_{min}}} \quad (\text{E.1})$$

Le contraste trouvé est de 79% dans ce cas. On constate sur cette figure que avec la source de tension DC on ne peut pas balayer plus d'une frange parce que le V_{π} est autour de 800V et la source de tension utilisée est variée entre -400V à +400V.

Lorsque la tension appliquée sur le modulateur est sinusoïdale, les signaux modulés de sortie de l'interféromètre obtenus sont reportés sur la figure E.5.

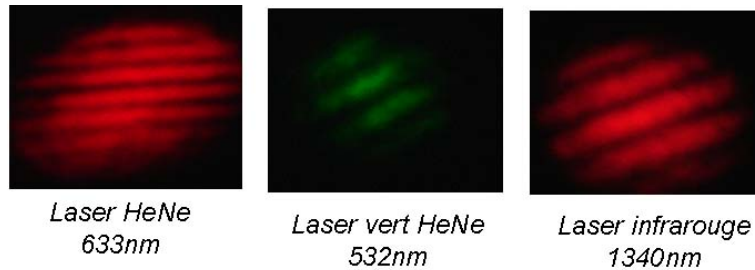


FIG. E.3 – Photos des différentes franges obtenues avec le montage de l'interféromètre de Mach-Zehnder

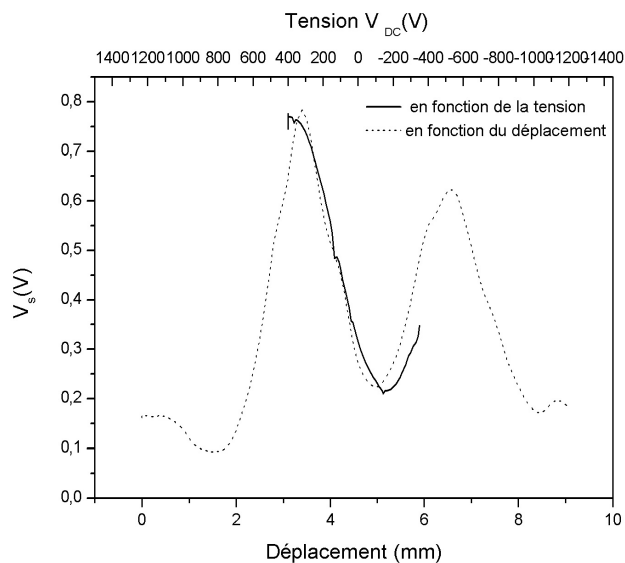


FIG. E.4 – Fonction de transfert de l’interféromètre de Mach-Zhender en fonction du déplacement du système photodiode et trou (trait pointillé) et en fonction de la tension DC appliquée sur le modulateur (trait continu)

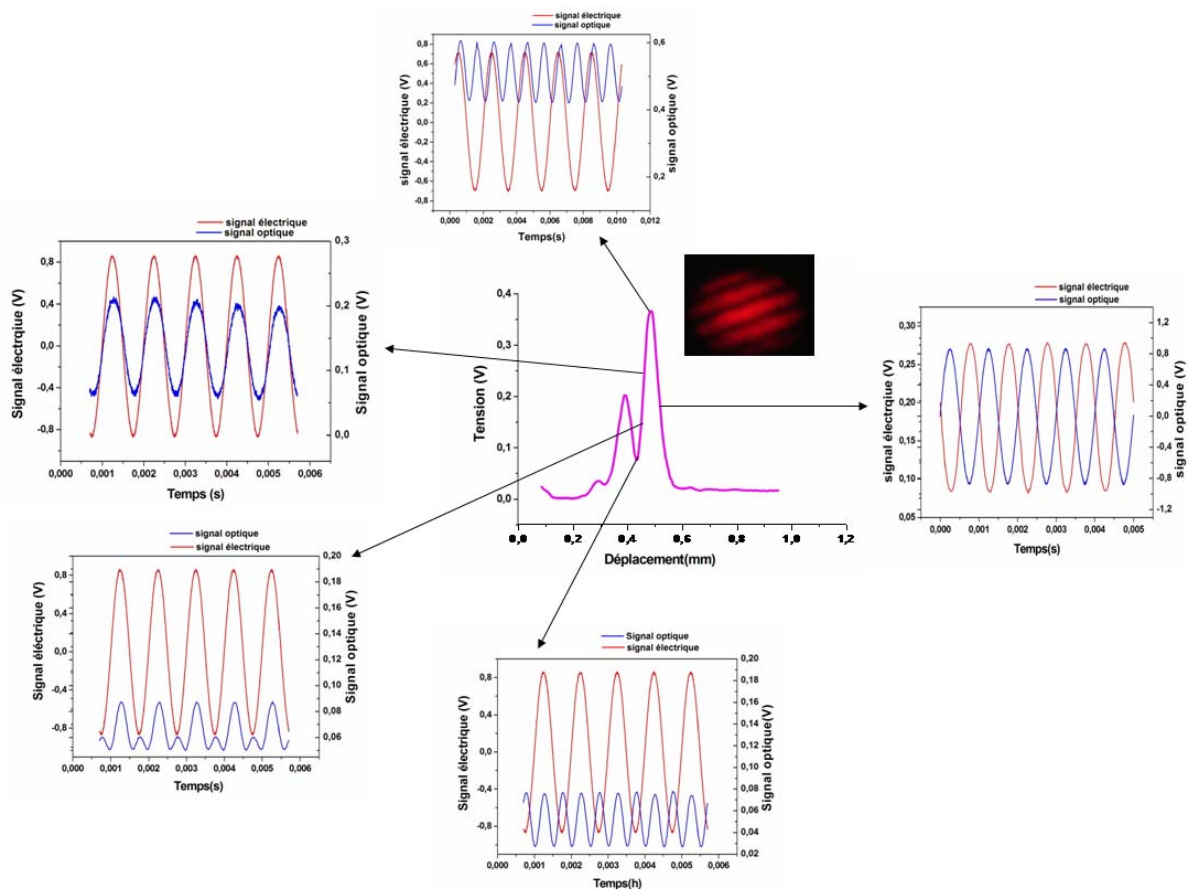


FIG. E.5 – Profil d’intensité des franges d’interférences et signaux de modulation

Dans le montage de l'interféromètre de Mach-Zehnder, nous avons utilisé la technique de couplage par la tranche pour injecter la lumière dans le guide d'onde. Cette technique est appelée la méthode de couplage direct car aucun élément n'est utilisé pour le réaliser. Elle consiste à focaliser le faisceau incident sur la section droite du guide d'onde. La mise en oeuvre de cette technique nécessite un bon polissage de la tranche du guide d'onde pour éviter les problèmes de pertes par diffusion et bon alignement du faisceau laser et du guide d'onde. Elle dépend également de l'ouverture numérique du guide d'onde et du faisceau. Dans ces études nous utilisons un objectif 20x avant le guide d'ouverture numérique de 0,4. On obtient un faisceau avec un waist de $2\mu\text{m}$. Les guides d'ondes utilisés ont une ouverture numérique de 0,1 à 1340nm.

E.2 Automatisation du banc de mesure

La deuxième étape de notre travail, après l'optimisation du banc optique, est l'automatisation complète du dispositif

Description générale

Pour réaliser l'automatisation de ce banc de mesure nous disposons d'un ordinateur de type PC sur lequel sont intégrées deux cartes, une carte IEEE et une carte d'acquisition DAQ configurée en $\pm 5\text{V}$. Cette dernière carte permet la conversion du signal analogique en signal numérique.

Le PC permet de gérer à l'aide d'un programme écrit en langage Labview, les différentes séquences de la mesure que l'on peut résumer ainsi :

- rotation des moteurs.
- acquisition des différents signaux (min, max, pic-pic, fréquence, tension, moyenne,...).
- mesure de la température.
- stockage des données sur du long terme (de quelques heures à quelques mois).
- traitement du signal.
- graphe donnant la fonction de transfert du montage.

- graphe affichant les différentes mesures en temps réel.

ces opérations sont répétées durant chaque mesure.

Programme d'acquisition

Le langage utilisé est un langage graphique de type Labview. Ce programme contient deux parties :

- Une interface de dialogue utilisateur-machine : cette partie du programme permet à n'importe quel utilisateur du banc d'effectuer des mesures uniquement en suivant les instructions affichées sur l'écran. Ceci s'effectue généralement en introduisant des différents paramètres concernant l'expérience à effectuer.

- Le programme d'acquisition : il permet d'effectuer plusieurs mesures comme la fonction de transfert de l'interféromètre de Mach-Zehnder en fonction de la tension continue ou en fonction du déplacement du système photodiode micro-trou, ou faire du traitement du signal, ou enfin réaliser l'acquisition des différents paramètres. Il permet également la compensation de dérive à l'aide du polariseur, etc.

Pour donner une idée de ce travail, sans entrer dans des détails informatiques, nous présentons un organigramme afin d'acquérir la fonction de transfert du montage (Fig.E.6).

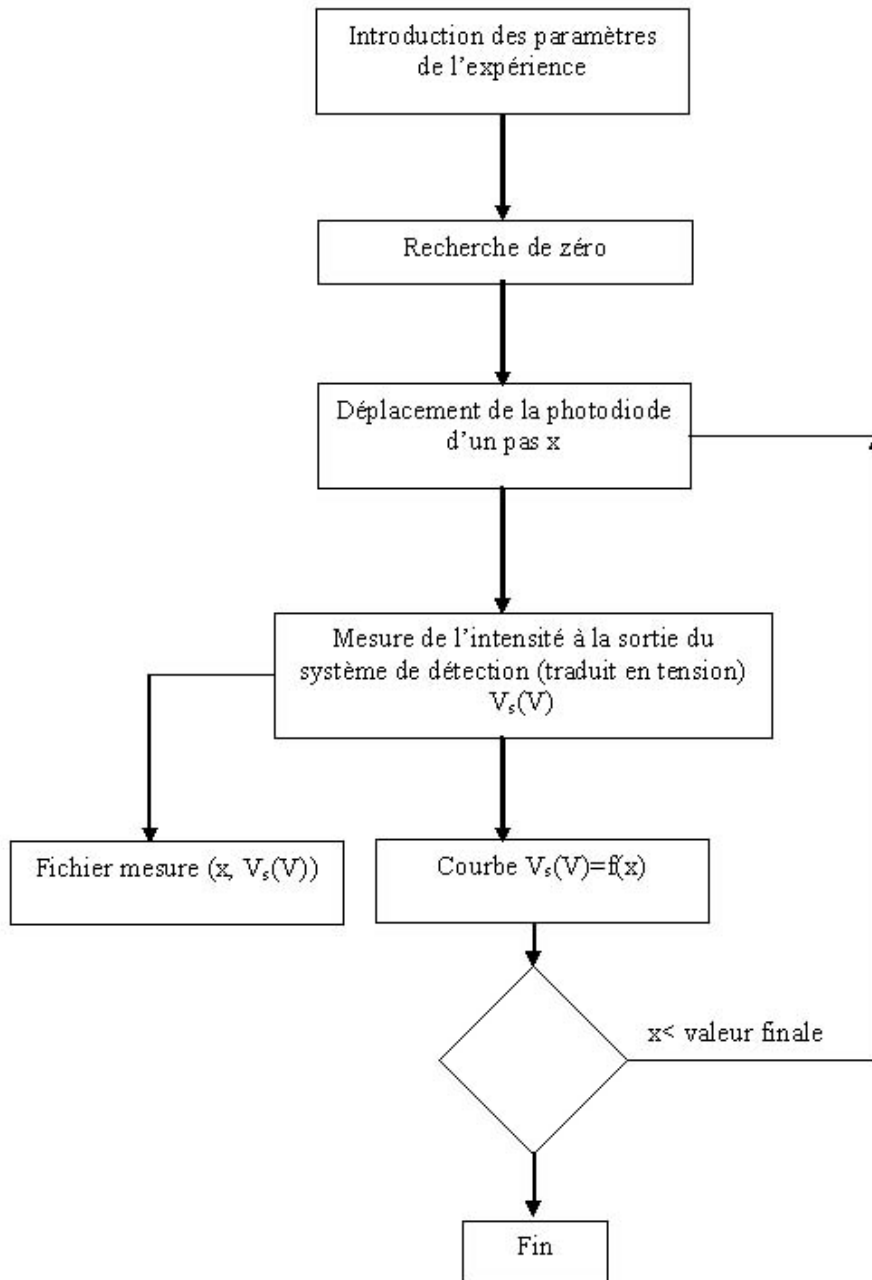


FIG. E.6 – Exemple d'un organigramme réalisé durant l'automatisation du banc de mesure

Bibliographie

- [1] Y. Bourbin, M. Papuchon, S. Vatoux, A. Enard, M. Verner, and B. Puech. "Efficacité de Modulation dans les Circuits Optiques Intégrés". *Revue Technique Thomson-CSF*, 15(3), 1983.
- [2] Y. Yariv and P. Yech. *Optical Waves in Crystals Wiley, Ny*, 1987.
- [3] D. Chen, H. R. Fetterman, A. Chen, W. H. Steier, L. R. Dalton, W. Wang, and W. Shi. "Demonstration of 110 GHz Electro-optic Polymer Modulators". *Appl. Phys. Lett*, 70(25) :3335–3337, June 1997.
- [4] S. Kalluri, M. Ziari, A. Chen, V. Chuyanov, W. H. Steier, D. Chen, B. Jalali, H. Fetterman, and L. R. Dalton. "Monolithic Integration of Waveguide Polymer Electrooptic Modulators on VLSI Circuitry". *IEEE Photon. Technol. Lett*, 8 :644–646, 1996.
- [5] G. L. Li and P. K. L. Yu. "Optical Intensity Modulators for Digital and Analog Applications". *Journal of Lightwave Technology*, 21(9) :2010–2030, Septembre 2003.
- [6] J. Saulnier. "C II Lithium Niobate for Optoelectronic Applications". *France Telecom-CNET/PAB- Laboratoire de Bagneux BP 107-92225 Bagneux-France*, pages 292–338.
- [7] A. A. Ballman. *J. Am. Ceram. Soc*, 48 :112, 4965.
- [8] J. R. Carruthers, G. E. Peterson, M. Grasso, and P. M. Bridenbaugh. *J. Appl. Phys*, 42 :1846, 1971.
- [9] H. Nagata and K. Kiuchi. "Temperature Dependence of dc Drift of Ti : LiNbO₃

- Optical Modulators with Sputter Deposited SiO₂ Buffer Layer". *J. Appl. Phys*, 9(73) :4162–4164, 1May 1993.
- [10] H. Nagata, K. Kiuchi, and T. Saito. "Studies of Thermal Drift as a Source of Output Instabilités In Ti : LiNbO₃ Optical Modulators". *J. Appl. Phys*, 75(9) :4762–4764, 1 May 1994.
- [11] H. Nagata, K. Kiuchi, and T. Sugamata. "Refractive Index Fluctuations in Deformed Ti :LiNbO₃ Waveguides due to SiO₂ Over Layer Deposition". *Appl. Phys. Lett*, 63(9) :1176–1178, 30 Augst 1993.
- [12] Jackel et al. *Appl. Phys. Lett*, 1982.
- [13] Y. N. Korkishko and V. A. fedorov. "Ion Exchange in Single Crystals for Integrated Optics and Optoelectronics". *Cambridge, U. K. : Cambridge International Sci*, pages 97–269, 1999.
- [14] K. El Hadi, M. Sundheimer, P. Aschieri, P. Baldi, M. P. De Micheli, D. B. Ostrowsky, and F. J. Laurell. *J. Opt. Soc. Amer. B*, 14 :3197–3203, 1997.
- [15] Ed L. Wooten, Karl M. Kissa, Yi-Yan, Edmond J. Murphy, Donald A. Laffaw, Peter F. Hallemeier, David Maack, Daniel V. Attanasio, Daniel J. Fritz, Gregory J. McBrien, and Donald E. Bossi. "A Review of lithium Niobate Modulators for Fiber-Optic Communications Systems". *IEEE Journal of Selected Topics Electronics*, 6(1) :69–82, January/February 2000.
- [16] J. Nayyer and H. Nagata. "Suppression of Thermal Drifts of High Speed Ti :LiNbO₃ Optical Modulators". *IEEE Photonics Technology Letters*, 6(8) :952–955, August 1994.
- [17] H. Nagata and J. Ichikawa. "Progress and Problems in Reliability of Ti : LiNbO₃ Optical Intensity Modulators". *Opt. Eng*, 34(11) :3284–3293, November 1995.
- [18] N. Courjal, H. porte, A. martinez, and J. P. Goedgebuer. "LiNbO₃ Mach-Zehnder Modulator with Chirp Adjusted by Ferroelectric Domain Inversion". *Photonics Technology Letters*, pages 1509–1512, November 2002.

-
- [19] S. Yamada and M. Minakata. "DC Drift Phenomena in LiNbO₃ Optical Waveguide Devices". *Japanese Journal of Applied Physics*, 20(4) :733–737, April 1981.
- [20] "PSI 0202 Modulator Bias Controller www .photonicsinc.com". *Document technique de photonic systems, Inc.*
- [21] Steven K. Korotky and John J. Veselka. "An RC Network Analysis of Long Term Ti : LiNbO₃ Bias Stability". *Journal of Lightwave Technology*, 14(12) :2687–2697, December 1996.
- [22] "Lithium Niobate Intensity (Amplitude) Modulator". *Technical Note, ATT Microelectronics*, 1995.
- [23] D. Maack. "Reliability of Lithium Niobate Mach-Zehnder Modulators for Digital Optical Fiber Telecommunications Systems". in *Proc. SPIE Critical Reviews : Reliability of Optical Fibers and Optical Fiber Systems, Boston, MA*, pages 197–230, Sept 1999.
- [24] W. Minford. "The Taming of LiNbO₃". in *FIO III, St. Martin Vesubie, France, slide presentation*.
- [25] H. Nagata, T. Kitanoubou, K. Shima, and M. Shiroishi. "Process Control For a SiO₂ Buffer Layer of LiNbO₃ Modulators to obtain Reduced dc Drift Performance". *Opt. Eng.*, 36(12) :3478–3480, December 1997.
- [26] H. Nagata, J. Ichikawa, M. Kobayashi, J. Hidaka, and H. Honda. "Possibility of DC Drift Reduction of Ti :LiNbO₃ Modulators Via Dry O₂ Annealing Process". *Appl. Phys. Lett.*, 64(10), 7 March 1994.
- [27] Stéphane GILLE. "Dérive du Point de Fonctionnement dans les Composants d'Optique Intégrée sur LiNbO₃ : Etude des Effets Photo-et Thermo-Induit". *Thèse de l'Université de Metz*, 29 Septembre 2004.
- [28] M. Seino, T. Nakazawa, Y. Kubota, M. Doi, T. Yamane, and H. Hakogi. A Low dc-Drift Ti :LiNbO₃ Modulator Assured over 15 Years. in *Tech. Dig. Conf. Opt. Fiber Commun.*, page 325, 1992.

- [29] H. Kuwahara, A. Miyauchi, and A. Mitsuhashi. "Fiber Optic Transmission". *Fujitsu Sci. Tech. J*, 28(2) :216–227, 1992.
- [30] H. Jumonji and T. Nozawa. "Instabilities and their Characterization in Mach-Zehnder Ti : LiNbO₃ Optical Modulators". *Trans.IEICE C-I*, J 75-C-I :17–26, 1992 in Japanese.
- [31] P. Skeath, C. H. Bulmer, S. C. Hiser, and W. K. Burns. "Novel Electrostatic Mechanism in the Thermal Instability of Z-Cut LiNbO₃ Interferometers". *Appl. Phys. Lett*, 49(19) :1221–1223, 1986.
- [32] Shafer, Kenneth W, Abbink, Henry C., Rahn P, Geosling, Christine E, Zimmerman, and Gregory A. "Integrated Optics Chip with Reduced Thermal Errors due to Pyroelectric Effects". *USP 6,044,184*, March 28 2000.
- [33] Johnston and al. "Optical Waveguide Device with Enhanced Stability". *US 6,282,356*, August 28, 2001.
- [34] G. E. Betts, F. J. O'Donnell, and K. G. Ray. "Effect of Annealing on Photorefractive Damage in Titanium-Indiffused LiNbO₃ Modulators". *IEEE Photonics Technology Letters*, 6(1) :211–213, February 1994.
- [35] R. A. Becker. " "Thermal fixing" of Ti-Indiffused LiNbO₃ Channel Waveguide for Reduced Photorefractive Susceptibility". *Appl. Phys. Lett*, 45(2), 15 July 1998.
- [36] H. Windischmann. *J. Vac. Sci. Technol*, A 9 :2431, 1991.
- [37] K.-H. Müller. *J. Appl. Phys*, 62 :1796, 1991.
- [38] H. Nagata, H. Takahashi, H. Takai, and T. Kougo. Impurity Evaluation of SiO₂ Films on LiNbO₃ Substrates. *Jpn. J. Appl. Phys*, 34 :606–609, 1995.
- [39] R. A. Becker. "Circuit Effect in LiNbO₃ Channel-Waveguide Modulators". *Opt. Lett*, 10 :417–419, 1985.
- [40] T. Fujiwara, S. Sata, H. Mori, and Y. Fujii. "Suppression of Crosstalk Drift in Ti :LiNbO₃ Waveguide Switches". *Journal of Lightwave Technology*, 6(6) :909–915, JUNE 1988.

-
- [41] H. Miyazawa and O. Mitomi. "Temperature Dependence of Long Term DC Drift in Ti : $LiNbO_3$ Optical Modulator". in *Proc. IEICE Fall Conf., Japan*, pages C-173, 1992.
- [42] H. Park, W-Y. Hwang, and J-J Kim. "Origin of Direct Current Drift in Electro-Optic Polymer Modulator". *Appl. Phys. Lett*, 70(21), 26 May 1997.
- [43] Seino and al. *U. S. Pat*, (5,404,412).
- [44] Burns, William K, Hess, Larry A, Agarwal, and Vishal. "Buffer Layer Structures for Stabilization of a Lithium Niobate Device". *U.S.Pat*, (10,143,885), May 14 2002.
- [45] Jin, Sungho, and al. "Ion Implanted Lithium Niobate Modulator with Reduced Drift". *U. S. Pat*, (10,050,656), January 16 2002.
- [46] H. Nagata, Y. Miyama, K. Higuma, Y. Hashimoto, F. Yamamoto, Y. Yamane, and M. Yatsuki. "Interface Reactions in $LiNbO_3$ Based Optoelectronics Devices". *Mat. Res. Soc. Symp. Proc*, 654 :AA3.2.1-AA3.2.5, 2001.
- [47] Gibson and Gary. "Optical Devices". *U. S. Pat*, (10,302,052), Novembre 22 2002.
- [48] C. M. Gee, G. D. Thurmond, H. Blauvelt, and H. W. Yen. "Minimizing dc Drift in $LiNbO_3$ Waveguides Devices". *Appl. Phys. Lett*, 47(3) :211-213, 1 August 1985.
- [49] H. Nagata, J. Ichikawa, M. Kobayashi, J. Hidaka, H. honda, K. Kiuchi, and T. Sugamata. "Possibility of dc Drift Reduction of Ti : $LiNbO_3$ Modulators Via Dry O_2 Annealing Process". *Appl. Phys. Lett*, 64(10) :1180-1182, March 1994.
- [50] M. Henry. "Apparatus and Method for Adjusting the Control Signal of an Electro-Optical Modulator". *US P 6,587,249*, July 1 2003.
- [51] H. Ooi, H. Nakamoto, G. Ishikawa, T. Yamamoto, and Y. Nishizawa. "Optical Modulation Appartus and Method of Controlling Optical Modulator". *US P 6,362,913*, March 26 2002.
- [52] A. H. Kou, T. K. Yee, and N. L. Swenson. "Automatic Bias Control for Electro-Optic Modulators". *US Patent 6, 046, 836*, 2000.

- [53] Terbrack and H. William. "Automatic Bias Controller for Electro-Optic Modulator". *US Patent 5,003,624*, March 26 1991.
- [54] H. Porte, J. Hauden, P. Mollier, and A. Sackda. "Transmission a 10 Gb/s avec un Modulateur LiNbO₃ non Chirp (X-Cut) en Régime d'Asservissement de Bias". *23 ème Journée Nationales d'optiques guidés*, 25, 26, 27 octobre 2004 à Télécoms Paris.
- [55] "10 Gbits Dual Electrode Intensity Modulator for Transponder Module". *Document technique de Sumitomo Osaka Cement Co., LTD*, Juillet 2003.
- [56] M. D. Fontana, J. P. Salvestrini, S. Gille, R. Radouani, and M. Aillerie. *7th European conference on application of Polar Dielectrics, Liberc, République Tchèque (Conférence Invitée)*, 6-9 September 2004.
- [57] Y. Zhang, L. guilbert, and P. Bourson. "Characterization of Ti :LiNbO₃ Waveguides by Micro-Raman and Luminescence Spectroscopy". *Appl. Phys. B*, 78 :355–361, 2004.
- [58] J. P. Salvestrini, M. D. Fontana, L. Guilbert ans S. Gille, R. Radouani, and P. Bourson. "Study and Control of the DC Drift Origins in LiNbO₃ Electro-Optic Integrated Devices". *CLEO EUROPE -EQEC Conference*, 12-17 June 2005.
- [59] R. Radouani, J. P. Salvestrini, R. Claverie, L. Guilbert, F. Abdi, and M. Fontana. "Mesure des dépendances temporelles du champ électrique dans des structures d'optiques guidée sur LiNbO₃". *5ème journée d'optique et du traitement de l'information, Institut national des postes et télécommunications - Rabat-Maroc (Communication orale)*., 19 et 20 Avril 2006.
- [60] E. Durand. "Electrostatique". *Masson et Cie, Ed 1966*.
- [61] H. Jin, M. Bèlanger, and Z. Jakubczyk. "General Analysis of Electrodes in Integrated-Optics Electrooptic Devices". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 27(2) :243–251, February 1991.
- [62] O. G. Ramer. "Integrated Optic Electrooptic Modulator Electrode Analysis". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(3) :386–392, March 1982.

-
- [63] J. F. NYE. "Physical Properties of Crystals". *Oxford Univ. Presse, London and New-York*, 1957.
- [64] Farid Abdi. "Etude des Propriétés Electro-optiques de Matériaux Ferroélectriques (KDP, BaTiO₃, PbTiO₃), en fonction de la Température et de la Fréquence de Modulation". *thèse de l'Université de Metz et Supélec*, 1992.
- [65] M. Aillerie. "Optimisation de Composants pour la Modulation Electro-optique : mise en oeuvre de Techniques Expérimentales et Qualification de LiNbO₃ Pur et Dopé". *HDR à l'Université de Metz*, 2001.
- [66] F. Abdi. "Etude des Propriétés Electro-Optique de Matériaux pour Laser : Application à la Modulation Electro-Optique du LiNbO₃ Pur et Dopé". *Thèse d'Etat de la Faculté des Sciences et Techniques de Fès Saïs*, 30 Avril 1998.
- [67] M. Abarkan. "Etude et Analyse de la Réponse Electro-Optique Temporelle : Application à la Caractérisation de Plusieurs Cristaux Optiques Non Linéaires et à l'Optimisation des Cellules de Pockels pour le Déclenchement d'Impulsion Laser". *Thèse de l'université de Metz*, 21 Juin 2002.
- [68] Nagata and al. "Optical Waveguide Modulator Having a Reduced DC Drift". *United States Patent 5-526-448*, June 11 1996.
- [69] Laboratoire Métallurgie Physique LMP de l'Université de Poitiers UMR 6630. "Dossier : Nanostructure et Propriétés Physiques des Films Minces d'Oxydes". *site internet du laboratoire LMP : <http://lmp.sp2mi.univ-poitiers.fr/>*.

RESUME

Les modulateurs développés actuellement pour les télécommunications optiques à haut débit souffrent généralement, dans leur partie DC, d'un phénomène de dérive, dont les causes ne sont pas totalement élucidées.

Afin de trouver des origines de cette dérive nous avons commencé par caractériser un modulateur Mach-Zehnder commercial. Ceci nous a permis d'identifier l'existence de trois phénomènes : un premier phénomène à temps de réponse rapide lié à la couche de silice, un deuxième lié à l'anisotropie du substrat et un troisième phénomène corrélé aux hétérogénéités de surface induites lors de la fabrication du composant. Cette analyse nous a conduit à envisager une solution aux problèmes des dérives liées à la relaxation des charges dans la structure du composant. Cette solution consiste à compenser les dérives liées à l'anisotropie du substrat de LiNbO_3 par celles dues aux hétérogénéités électriques de surface.

Afin de mettre en oeuvre cette solution nous avons développé un modèle physique basé sur les équations de Maxwell qui permet de calculer la carte de conductivité idéale permettant de supprimer la dérive à long terme. Ce calcul nécessite la connaissance des temps de réponse caractéristiques du substrat de LiNbO_3 . C'est pourquoi nous avons mis en place deux bancs de mesures, un montage de Sénarmont et un interféromètre de Mach-Zehnder. Ces montages nous ont permis de mesurer l'évolution temporelle du champ électrique induit dans le substrat lors de l'application d'un échelon de tension et d'en déduire ces temps de réponses.

ABSTRACT

The modulators currently developed for high speed optical telecommunications generally suffer, in their DC part, from a drift phenomenon, whose causes are not completely understood. In order to find the origins of this drift we started by characterizing a commercial Mach-Zehnder modulator. This enabled us to identify the existence of three phenomena : a first phenomenon with a fast response time related to the silica layer, a second one related to the anisotropy of the substrate and a third phenomenon linked to the heterogeneities of surface induced during the fabrication of the device. This analysis led us to consider a solution to the problems of the drifts related to charges relaxation in the structure of the device. This solution consists in the compensation of the drifts related to the anisotropy of the substrate of LiNbO_3 by those due to the electric heterogeneities of the surface.

In order to implement this solution we have developed a physical model based on the Maxwell's equations which allows to calculate the map of the ideal electrical conductivity allowing to remove the long-term drift. This calculation requires the knowledge of the response times of the LiNbO_3 substrate. This is why we have developed two experimental setups, one based on the Sénarmont's method and the other on a Mach-Zehnder interferometer. These setups enabled us to measure the temporal evolution of the electric field induced in the substrate during the application of a voltage step and to deduce these response times from them.