



HAL
open science

Conception et mise en oeuvre d'un capteur électro-optique en vue de la mesure de grandeurs diverses : (température, champ électrique, etc.)

Rémy Claverie-Rospide

► To cite this version:

Rémy Claverie-Rospide. Conception et mise en oeuvre d'un capteur électro-optique en vue de la mesure de grandeurs diverses : (température, champ électrique, etc.). Autre. Université Paul Verlaine - Metz, 2006. Français. NNT : 2006METZ035S . tel-01752443

HAL Id: tel-01752443

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01752443v1>

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 de Metz, à Supélec et au CNRS

THÈSE

*Conception et mise en œuvre d'un capteur
électro-optique
en vue de la mesure de grandeurs diverses
(température, champ électrique, etc.)*

présentée dans le cadre de l'école doctorale EMMA pour l'obtention
du grade de Docteur de l'Université Paul Verlaine - Metz
en Physique - Spécialité Optoélectronique

Rémy CLAVERIE-ROSPIDE

présentée et soutenue publiquement le 25 Octobre 2006
devant le jury composé de

Pr. Jean Louis COUTAZ Rapporteur
Pr. Marc LESCURE Rapporteur
Dr. Olivier HABERT Examineur
Pr. Christian BOISROBERT Examineur
Pr. Jean-Paul SALVESTRINI Co-directeur de thèse
Pr. Marc FONTANA Co-directeur de thèse

Table des matières

	v
1 Capteurs optiques	1
1.1 Introduction	3
1.2 Mesurandes à caractériser	3
1.2.1 Mesure de température	3
1.2.2 Mesure de champ électrique	4
1.2.3 Mesure de pression	4
1.3 Effets et matériaux mis en jeu	5
1.3.1 Mesurandes actifs	5
1.3.2 Effet électro-optique	5
1.3.3 Effet élasto-optique	8
1.3.4 Effet thermo-optique	11
1.3.5 Autres matériaux utilisés	13
1.4 Architectures optiques utilisables	14
1.4.1 Montage à une onde	14
1.4.2 Géométrie de la sonde	16
1.4.3 Montages à deux ondes et plus	17
1.5 Systèmes de détection et électronique associée	19
1.5.1 Alimentation du modulateur	19
1.5.2 Mesure directe	20
1.5.3 Détection synchrone	21
1.5.4 Correction des non-linéarités par méthode optique	24
1.6 Architecture choisie	24
1.7 Conclusion	24
2 Instrumentation optique	26
2.1 Introduction	27
2.2 Montage optique à polarisation linéaire	27
2.2.1 Équation caractéristique	27

2.2.2	Caractéristique de transfert	29
2.3	Le montage de Sénarmont en transmission	29
2.3.1	Fonction de transfert	30
2.3.2	Compensation linéaire	31
2.4	Apport de la modulation électro-optique	33
2.5	Montage de Sénarmont en modulation : ajout de la sonde . . .	39
2.6	Fonctionnement en reflexion	43
2.6.1	Fonction de transfert	44
2.6.2	Fonction de transfert en température	44
2.6.3	Caractéristique température - tension de commande . .	45
2.7	Fonctionnement en transmission avec fibre optique	46
2.7.1	Fonction de transfert	46
2.7.2	Caractéristique température - tension de commande . .	49
2.8	Fonctionnement en réflexion avec fibre optique et cristal sonde	50
2.9	Conclusion	50
3	Instrumentation électronique	52
3.1	Introduction	53
3.1.1	Mesure par des techniques adaptées	53
3.1.2	Mesure des composantes harmoniques	55
3.2	Présentation de la partie électronique du capteur développé . .	56
3.3	L'alimentation sinusoïdale	57
3.3.1	Générateur de signaux	57
3.3.2	Amplification du signal sinusoïdal	57
3.4	L'amplificateur continu	58
3.4.1	Structure retenue	63
3.4.2	Conclusion	65
3.5	La détection synchrone	66
3.5.1	Réalisation pratique	66
3.5.2	Caractéristique statique	68
3.5.3	Caractéristique dynamique	69
3.6	Le comparateur	70
3.7	Le correcteur PID	71
3.7.1	Effet particulier de l'action intégrale	72
3.8	Fonctionnement en boucle fermée	72
3.9	Conclusion	73

4 Performances du capteur	75
4.1 Introduction	76
4.2 Configuration	76
4.3 Caractéristiques du montage asservi	77
4.3.1 Temps de réponse	77
4.3.2 Stabilité	77
4.4 Montage capteur	79
4.4.1 Sensibilité	79
4.4.2 Résolution	80
4.4.3 Précision	81
4.4.4 Erreur de linéarité	82
4.4.5 Erreur de Gain	82
4.4.6 Incertitude relative due au filtrage	82
4.4.7 Bilan des incertitudes	83
4.4.8 Consommation	83
4.4.9 Encombrement	83
4.5 Insensibilité à la dérive du laser	83
4.6 Limites de l'instrumentation	85
4.7 Conclusion	86
A-1 : Matrices de Jones	97
A-2 : Capteur de présence de glace	98
A-3 : Correction des non-linéarités	100
A-4 : Méthode d'identification de Strejc	104
A-5 : Méthode de Ziegler-Nichols	105
A-6 : Incertitudes de mesures	108

Remerciements

Je tiens à remercier très chaleureusement l'ensemble des personnes sans lesquels, ce travail de thèse (tardif) n'aurait jamais été possible. Je souhaite tout d'abord remercier :

- Messieurs Jean Louis Coutaz et Marc Lescure pour avoir bien voulu juger cette thèse et avoir accepté, malgré leurs nombreuses occupations, la tâche d'être rapporteurs,
- Messieurs Christian Boisrobert et Olivier Habert qui ont évalué mon travail et qui ont accepté de participer au jury de cette thèse.

Étant en poste à l'Université Paul Verlaine - Metz depuis maintenant 12 ans, il m'est impossible de remercier tous ceux qui m'ont encouragé ou aidé durant ces quatre années. Cependant, j'ai beaucoup de plaisir à citer ceux qui au quotidien, partagent ma vie universitaire :

- Marc Fontana qui m'a accueilli au sein du laboratoire LMOPS sans savoir ce qu'il allait subir..., pour son soutien et ses conseils.
- Gaëlle, avec qui j'ai le plaisir de partager 15m²,
- Le service technique du LMOPS : Jean-Marie, Jean-Claude, Evelyne, Mario, toujours disponibles,
- Les amis du CESIUM : Camille, Laurence, Jean-François, Corinne et Pascal (ils sont rigolos, ceux là)
- Jean Paul, pour sa patience, sa bonne humeur, sa disponibilité, ses compétences, ses connaissances, sa patience encore. Il a été d'un soutien quotidien. Je lui exprime ici, ma grande gratitude et mon profond respect.

Enfin, j'exprime mon admiration pour Camille, Marion et Armand d'avoir été si patient durant ces longues années. Je n'ai pas été souvent disponible et je sais qu'ils ne m'en tiennent pas rigueur. J'ai beaucoup de chance de vivre avec eux.

Introduction générale

L'industrie développe et utilise des capteurs de tous types afin d'évaluer le déroulement d'un process et afin d'appréhender les problèmes qui peuvent intervenir au cours de la fabrication d'un matériel, d'un dispositif. Pour cela elle a besoin de disposer de capteurs fiables et précis. Ils doivent donc être conçus en tenant compte de l'environnement d'utilisation indiquant, qu'un paramètre autre que celui qu'ils doivent mesurer, ne perturbe pas la mesure.

Les capteurs optiques s'inscrivent dans la lignée des capteurs insensibles aux perturbations électro-magnétiques environnantes et autorisent aussi, un transport à très grande distance de l'information issue du capteur. De nombreux capteurs optiques existent et large est leur domaine d'application (biologie, industrie chimique, métallurgie, etc.).

Au sein du laboratoire, l'étude des matériaux optiques a conduit à une grande connaissance de leurs propriétés physiques (optique linéaire et non-linéaire, électrique,...) et au développement de compétences en instrumentation, notamment par la mise au point de méthodes innovantes permettant de déterminer, en particulier, les coefficients électro-optiques ou thermo-optiques de certaines classes de matériaux. Cette expertise a conduit le laboratoire à se tourner vers des applications capteurs exploitant la variation de biréfringence, paramètre très sensible à divers mesurandes, de façon à valoriser les techniques développées.

C'est dans ce cadre que s'inscrit mon travail. Il s'agit, en s'appuyant sur les travaux précédents, de montrer la faisabilité d'un capteur électro-optique (c'est à dire, utilisant un modulateur électro-optique) et s'adaptant au mesurande par le choix du cristal sonde utilisé. Cette démonstration de faisabilité passe par le développement des parties optiques et électroniques du capteur.

Nous avons donc cherché à concevoir une nouvelle architecture de capteur en prenant en compte les aspects de :

- Réalisation industrielle future
- Capteur fiable et à bas coût

– Adaptation du capteur au mesurande

Ce capteur est basé sur l’asservissement d’un point de fonctionnement particulier d’un montage optique réalisant une fonction de modulation électro-optique d’intensité. Tout changement du point de fonctionnement, dû au mesurande, est compensé par application d’une tension continue sur un modulateur électro-optique. La valeur de cette tension est relié de façon linéaire et directe au mesurande. Les avantages du capteur ainsi développé résident, outre ses bonnes précision et sensibilité, dans sa rapidité (quelques dizaines de millisecondes de temps de réponse) et dans sa relative insensibilité aux dérives de la source laser.

Ce mémoire est composé de quatre chapitres.

Le premier chapitre aborde les principes importants qui régissent les capteurs dont la biréfringence est sensible à un paramètre physique donné. Ce sont en effet, les variations de biréfringence qui produisent des variations de polarisation du faisceau lumineux qui sont détectées par le montage optoélectronique développé. Il décrit, en particulier, les équations nécessaires à la compréhension des phénomènes électro-optique, thermo-optique et élasto-optique. Nous nous intéressons également dans ce chapitre aux différents montages optiques pouvant être utilisés pour la réalisation de capteurs, en particulier, les montages polarimétriques. Nous examinons aussi les différentes techniques électroniques de détection et traitement du signal.

Dans le second chapitre, nous étudions le fonctionnement de la configuration optique retenue (basé sur le montage de Sénarmont). Nous en examinons les différents modes, que ce soit en transmission (avec et sans fibre optique) ou en réflexion. Ces études nous permettent de valider le choix déduit du chapitre précédent et qui concerne le montage le plus adéquat. La température ayant été choisie comme mesurande test, nous présentons le résultat des caractérisations des différentes architectures en fonction de ce paramètre. Ces résultats valident l’architecture retenue.

Le troisième chapitre décrit le fonctionnement de l’instrumentation électronique que nous avons développé. Nous montrons que le fait de réaliser un asservissement du point de fonctionnement statique situé au minimum de la fonction de transfert du montage optique permet de nous affranchir des variations de la puissance de la source laser afin d’obtenir une meilleure sensibilité et surtout, une excellente linéarité du capteur. Le mode de régulation que nous avons développé permet d’obtenir une mesure directe du mesurande en sortie du montage. La stabilité (sans sonde) du montage est validée et l’étude

dynamique de l'instrumentation électronique confirme la rapidité du capteur.

Le quatrième chapitre est consacré à la validation du capteur complet (optique+électronique). Les caractéristiques principales sont ainsi déterminées et montre la faisabilité d'un tel type de capteur. Ce capteur a été développé entièrement pendant mon travail de thèse et est parfaitement opérationnel bien que sous forme de maquette.

Ce travail de recherche a été réalisé au Laboratoire MATÉRIAUX OPTIQUES, PHOTONIQUE ET SYSTÈMES de l'Université Paul Verlaine - Metz, Supélec, UMR CNRS 7132.

Chapitre 1

Capteurs optiques par mesure de variation d'indice de réfraction

Sommaire

1.1	Introduction	3
1.2	Mesurandes à caractériser	3
1.2.1	Mesure de température	3
1.2.2	Mesure de champ électrique	4
1.2.3	Mesure de pression	4
1.3	Effets et matériaux mis en jeu	5
1.3.1	Mesurandes actifs	5
1.3.2	Effet électro-optique	5
1.3.3	Effet élasto-optique	8
1.3.4	Effet thermo-optique	11
1.3.5	Autres matériaux utilisés	13
1.4	Architectures optiques utilisables	14
1.4.1	Montage à une onde	14
1.4.2	Géométrie de la sonde	16
1.4.3	Montages à deux ondes et plus	17
1.5	Systèmes de détection et électronique associée	19
1.5.1	Alimentation du modulateur	19
1.5.2	Mesure directe	20
1.5.3	Détection synchrone	21
1.5.4	Correction des non-linéarités par méthode optique	24
1.6	Architecture choisie	24

1.7 Conclusion 24

1.1 Introduction

Nous allons dans un premier temps, décrire dans ce chapitre, les effets physiques des cristaux qui mettent en œuvre des propriétés optiques du matériau et qui sont à la base du fonctionnement du capteur présenté dans ce mémoire. Nous nous focaliserons ensuite, sur les techniques instrumentales optiques utilisées, quel que soit le type de capteur afin d’appréhender les particularités des différents types de capteurs polarimétriques et interférométriques et de connaître leur propriétés. Nous nous intéresserons aussi aux problèmes de linéarités et aux solutions optiques et électroniques apportées car elles permettent habituellement d’améliorer la précision ou la résolution d’un capteur. Tout ceci nous guidera sur le choix du montage optique et nous permettra de rechercher une solution fiable et peu onéreuse pour un capteur optique et son instrumentation.

1.2 Mesurandes à caractériser

Le capteur à développer doit permettre la mesure de diverses mesurandes. Nous souhaitons concevoir une architecture, aussi bien optique qu’électronique, qui nous autorise la mesure de grandeurs telles que la température, la contrainte, le champ électrique, l’humidité, etc. Ces grandeurs induisent par différents effets physiques, des changements d’indice de réfraction des matériaux sur lesquels elles sont appliquées.

1.2.1 Mesure de température

De multiples procédés permettent de mesurer la température avec les capteurs à fibres optiques. Le capteur peut être ponctuel (en un seul point de la fibre) ou réparti (sur toute ou partie de la fibre), actif (lumière générée par une source optique) ou passif (lumière générée par le phénomène physique lui-même), extrinsèque (la fibre sert de support à l’information issu du capteur) ou intrinsèque (la fibre est le transducteur) [1].

Qu’ils soient fibrés ou non, les capteurs optiques de température utilisant la variation de biréfringence, sont basés sur le principe suivant : une lumière de polarisation rectiligne, est injectée dans le cristal (ou dans la fibre) à 45° de ses axes neutres. Elle se propage suivant les deux modes de polarisation orthogonaux, chacun d’eux, présentant des constantes différentes. La biréfringence induit alors un déphasage entre les deux modes de propagation. Les variations

s'observent à l'aide d'un analyseur placé à 45° des axes à la sortie du cristal. Dans le cas d'une fibre optique, le capteur est intrinsèque et réparti.

Cette méthode permet de mesurer de hautes températures dans une gamme s'étendant de 300°C à 3000°C . D'un point de vue technologique cela nécessite des fibres résistant à la chaleur [2]. Cela s'obtient en entourant la fibre d'une gaine d'un métal avec un haut point de fusion. Dès que les conditions thermiques le permettent, la fibre résistante est couplée à une fibre moins résistante mais aussi moins chère.

1.2.2 Mesure de champ électrique

Les capteurs à fibre optique, sont un choix judicieux pour la mesure de champs électrique et magnétique, à cause de la nature diélectrique de la fibre. Ils fournissent une isolation galvanique de la sonde et sont peu sensibles aux perturbations électromagnétiques [1]. La sonde peut aussi être positionnée en bout de fibre; elle est alors utilisée comme support de transport de l'information. Ce principe n'est pas réservé aux capteurs de champs électriques. Concernant les champs haute-fréquence, la métrologie dans le domaine de la caractérisation de champs électriques micro-ondes est un thème mal maîtrisé aujourd'hui. En effet, lorsque la mesure a pour objet de réaliser une cartographie d'un champ rayonné, des contraintes supplémentaires apparaissent telles que la capacité à mesurer une des composantes du champ ou une perturbation induite sur le capteur [3].

1.2.3 Mesure de pression

Ces capteurs exploitent différents principes : modulation de phase, pertes par microcourbures, couplages d'ondes évanescentes... Les applications possibles vont du contrôle de réacteurs chimiques aux moteurs en passant par le corps humain [1]. Une technique extrinsèque consiste à mesurer la déformée d'une membrane sensible à la pression. De la lumière est envoyée sur la membrane par un réseau de fibres en anneaux et est récupérée par d'autres fibres également rangées de manière concentriques [4]. L'analyse des différentes intensités de chaque fibre permet de reconstituer la forme de la membrane et de là de remonter à la pression. Une méthode avec contact consiste à poser directement sur la membrane l'élément sensible à la pression. L'inconvénient de ce dernier procédé est la sensibilité aux vibrations. On peut aussi utiliser la modification de la biréfringence dans des fibres enroulées sur des cylin-

dres creux qui font varier la courbure des fibres sous l'effet de la pression. La biréfringence peut également être induite dans des fibres partiellement évidées. Cette technique permet de déceler $10mPa$ avec des bobines de $50m$ de longueur et de $30mm$ de diamètre. Un autre système existe pour lequel, la fibre est prise entre deux mâchoires une fixe et l'autre mobile suivant la pression. On mesure alors les pertes par microcourbures. Ce système nécessite une calibration en fonction de la température.

1.3 Effets et matériaux mis en jeu

1.3.1 Mesurandes actifs

Les capteurs par variation d'indice de réfraction optique sont très employés car ils ont une gamme d'activité étendue. Ils permettent de mesurer un nombre important de paramètres physiques (Tableau 1.1) Les trois effets couramment

TAB. 1.1: Tableau récapitulatif des mesurandes actifs lors de l'emploi de capteurs électro-optiques

Temperature	Pression	Champ électrique	Champ magnétique
Radiation	pH	Humidité	Contrainte

utilisés qui nous intéressent sont les effets électro-optiques pour la mesure de champ électrique, l'effet élasto-optique pour la mesure de déformation et l'effet thermo-optique pour la mesure de température.

1.3.2 Effet électro-optique

Description

L'effet électro-optique caractérise les variations de l'indice de réfraction d'un matériau avec le champ électrique qui lui est appliqué [5]. Ce dernier peut modifier à la fois les dimensions et l'orientation de l'ellipsoïde des indices du matériau [6]. Si le champ électrique est nul, l'ellipsoïde est définie par :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (1.1)$$

où les directions x , y , et z sont les axes principaux du cristal (directions pour lesquels \vec{D} et \vec{E} sont colinéaires et où les $1/n_i^2$ sont les valeurs principales

du tenseur d'imperméabilité diélectrique. En présence du champ électrique \vec{E} appliqué, on a :

$$\delta\left(\frac{1}{n^2(E)}\right)_{ij} x_i y_j = 1 \quad (1.2)$$

L'effet électro-optique est donc décrit par :

$$\delta\left(\frac{1}{n^2(E)}\right)_{ij} - \delta\left(\frac{1}{n^2(0)}\right)_{ij} x_i y_j = r_{ij,k} E_k + R_{ij,kl} E_k E_l \quad (1.3)$$

où $r_{ij,k}$ est le coefficient électro-optique linéaire ou Pockels et $R_{ij,kl}$ est le coefficient électro-optique quadratique ou *Kerr*. L'effet électro-optique peut aussi s'écrire sous une forme tensorielle :

$$\delta\left(\frac{1}{n^2(E)}\right)_{ij} = \bar{r} \vec{E} = \delta(\bar{\epsilon}^{-1}) \quad (1.4)$$

où \bar{r} est le tenseur électro-optique linéaire de rang 3. Puisque le tenseur de permittivité $\bar{\epsilon}$ est symétrique pour un milieu sans perte, le tenseur d'imperméabilité $\bar{\epsilon}^{-1}$ l'est également et par suite, les indices i et j peuvent être permutés. Le nombre d'éléments indépendants $r_{ij,k}$ peut être réduit de 27 à 18. On peut utiliser les notations réduites de Voigt : 1 = (1, 1), 2 = (2, 2), 3 = (3, 3), 4 = (2, 3)V et 5 = (1, 3) et 6 = (1, 2). L'effet électro-optique linéaire est nul pour toutes les symétries cristallines possédant un centre d'inversion. En présence d'un champ électrique $\vec{E}(E_1, E_2, E_3)$, l'équation de l'ellipsoïde s'écrit sous la forme générale :

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{n_x^2(E)} E_k + r_{1k}\right) x^2 + \left(\frac{1}{n_y^2(E)} E_k + r_{2k}\right) y^2 + \left(\frac{1}{n_z^2(E)} E_k + r_{3k}\right) z^2 \\ + 2y z r_{4k} E_k + 2z x r_{5k} E_k + 2x y r_{6k} E_k = 1 \end{aligned} \quad (1.5)$$

La somme sur $k = 1, 2, 3$ est implicite. 1, 2, 3 correspondent aux axes principaux. En général, les axes principaux de l'ellipsoïde perturbée ne coïncident pas toujours avec les axes de l'ellipsoïde sans champ appliqué. De nouveaux axes principaux peuvent toujours être trouvés par une rotation du système de coordonnées. Les dimensions et l'orientation de l'ellipsoïde, aussi bien que les coefficients $r_{ij,k}$ impliqués dépendent de la direction du champ appliqué. Les considérations de symétrie permettent de réduire le nombre de coefficients indépendants et non nuls.

Coefficients électro-optiques

Le tableau 1.2, donne les valeurs des coefficients pour différents matériaux que nous serons amenés à utiliser [7, 8, 9].

TAB. 1.2: Coefficients électro-optiques de différents matériaux

matériau	longueur d'onde (nm)	Coefficient (10^{-12}m/V)	indice de réfraction
<i>LiNbO₃</i>	633	$r_{13} = 9,6$	$n_0 = 2,286$
		$r_{22} = 6,8$	$n_e = 2,200$
		$r_{33} = 30,9$	
		$r_{51} = 32,6$	
		$r_c = 21,1$	
<i>LiTaO₃</i>	633	$r_{13} = 8,4$	$n_0 = 2,176$
		$r_{22} = -0,2$	$n_e = 2,180$
		$r_{33} = 30,5$	
		$r_c = 18$	
<i>KDP</i>	633	$r_{41} = 8$	$n_0 = 1,5074$
		$r_{63} = 11$	$n_e = 1,4469$
	546	$r_{41} = 8,77$	$n_0 = 1,5115$
		$r_{63} = 10,3$	$n_e = 1,4698$
<i>KTP</i>	633	$r_{13} = 9,5$	$n = 1,86$
		$r_{23} = 15,7$	
		$r_{33} = 36,3$	
		$r_{51} = 7,3$	
		$r_{42} = 9,3$	
		$r_{c1} = 28,6$	
		$r_{c2} = 22,2$	

Exemple d'application

Nous présentons, la configuration étudié par Cecelja en 2001 [10] dans laquelle, le montage optique est indiqué figure 1.1. La sonde est un cristal de niobate de lithium, de longueur 10mm et de section carrée 5x5mm. L'intensité mesurée est l'intensité statique selon la relation :

$$I = I_0(1 - \sin \Gamma) \quad (1.6)$$

que nous détaillerons au paragraphe 2.3. Γ est le retard de phase, lié au champ électrique E à mesurer par la relation :

$$\Gamma = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot L \cdot n_0^3 \cdot r_{22} \cdot E, \quad (1.7)$$

où, λ , n_0 , L et r_{22} sont des constantes. Le capteur fonctionne dans la zone

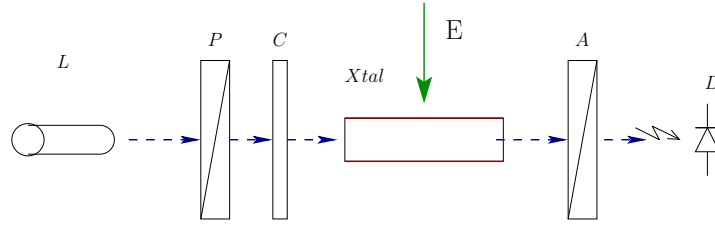


FIG. 1.1: Capteur électro-optique de F. Cecelja - L : Laser, P : Polariseur, C : lame quart-d'onde, A : Analyseur, $Xtal$ sonde en $LiNbO_3$ et D : Détecteur (Photodiode)

linéaire de la fonction de transfert décrit par l'équation 1.6 et possède une sensibilité de $0,3mV/kV/m$. À cause de la distribution des charges d'espace, le temps de réponse est de 2 secondes. La résolution d'un tel capteur est de $100V/m$ et la dynamique est de 80dB.

1.3.3 Effet élasto-optique

Description

Un matériau se déforme si il est soumis à un champ de contrainte élastique. La densité locale de celui-ci est modifiée et par suite, ses propriétés optiques aussi. Dans le cas des milieux solides, ces déformations dépendent de la nature cristalline du matériau et de plus, elles sont en général anisotropes. De façon similaire à l'effet électro-optique, l'effet élasto-optique est décrit par :

$$\delta\left(\frac{1}{n^2(\sigma)}\right)_{ij} - \delta\left(\frac{1}{n^2(0)}\right)_{ij} = \delta\left(\frac{1}{n_{ij}^2}\right) = \bar{\pi}_{ij,k}\tilde{\sigma}_{kl} \quad (1.8)$$

où le tenseur piezo-optique π est de rang 4 et σ_{kl} est le champ de contrainte. L'ordre de grandeur typique des termes du tenseur π est de $10^{-12}Nm^2$. Le champ de contrainte σ_{kl} induit un champ de déformation e_{mn} relié au champ σ_{kl} par la loi de Hooke si l'on reste dans le domaine élastique :

$$\sigma_{kl} = \tilde{c}_{klmn} \cdot \tilde{e}_{mn}, \quad (1.9)$$

où les c_{kmln} sont les termes du tenseur élastique et e_{mn} sont les termes du tenseur des déformations. Par définition, les déformations du milieu sont fournies, en théorie élastique par :

$$e_{mn} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_m}{\partial x_n} + \frac{\partial u_n}{\partial x_m}\right), \quad (1.10)$$

où les x_n correspondent au repère (x,y,z) et les u_n aux vecteurs déplacement. Les déformations e_{11} , e_{22} et e_{33} sont des déformations de compression et les

e_{12} , e_{23} et e_{31} sont des déformations de cisaillement. On peut alors écrire la relation 1.8 sous la forme :

$$\delta\left(\frac{1}{n_{ij}^2}\right) = \tilde{p}_{ijmn}\tilde{e}_{mn}, \quad (1.11)$$

où les p_{ijmn} sont les éléments du tenseur photo-élastique reliés au tenseur piézo-électrique et au tenseur élastique par :

$$\tilde{p} = \tilde{\pi}\tilde{c} \quad (1.12)$$

Les termes du tenseur p sont sans dimension et leur ordre de grandeur est typiquement de 10^{-1} .

Comme pour l'effet électro-optique, on peut condenser les couples d'indice (i, j) et (m, n) en deux indices i et j variant tous les deux de 1 à 6 et introduire la matrice photo-élastique :

$$\delta\left(\frac{1}{n_i^2}\right) = p_{ij}e_j \quad (1.13)$$

On peut donc écrire l'équation de l'ellipsoïde sous déformation par :

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{n_x^2(\sigma)} + p_{1j}e_j\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_x^2(\sigma)} + p_{2j}e_j\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_y^2(\sigma)} + p_{3j}e_j\right)z^2 \\ + 2yzp_{4k}e_j + 2zxp_{5k}e_j + 2xyp_{6k}e_j = 1 \end{aligned} \quad (1.14)$$

Coefficients photo-élastiques

Le tableau 1.3, donne les valeurs des coefficients pour différents matériaux susceptibles d'être utilisés comme sonde.

TAB. 1.3: Coefficients élasto-optiques de différents matériaux

Matériau	Longueur d'onde (nm)	p_{11}	p_{12}	p_{13}	p_{14}	p_{31}	p_{33}	p_{41}	p_{44}	p_{66}
<i>LiNbO₃</i>	633	-0,26	0,090	0,133	-0,075	0,179	0,071	-0,151	0,146	
<i>LiTaO₃</i>	633	-0,081	0,081	0,093	-0,026	0,089	-0,044	-0,085	0,028	
<i>TeO₂</i>	633	0,0074	0,187	0,340	0,0905	0,240		-0,17	-0,0463	
<i>KDP</i>	633	0,254	0,230	0,233		0,221	0,212			-0,0552
<i>PbM₀O₄</i>	633	0,24	0,24	0,0255		0,175			0,067	0,05

Exemple d'application

Brandi [11] a utilisé l'effet photo-élastique pour mesurer la contrainte sur une plaque de verre (BK7). Sous l'effet de contraintes P_x et P_y , appliquées sur les bords du verre, celui-ci devient biréfringent avec une biréfringence donnée par :

$$\Delta n = n_x - n_y = C \cdot \Delta P, \quad (1.15)$$

où C est le coefficient de contrainte optique du verre et $\Delta P = P_x - P_y$. ΔP est créé par un élément piézoélectrique alimenté par une différence de potentiel ΔV : $\Delta P = P_v \Delta V$. P_v est la contrainte produite par unité de volume. La lumière polarisée linéairement, traverse le verre et crée un retard de phase donné par : $\phi = 2\pi\lambda^{-1}d\Delta n$, où λ est la longueur d'onde et d l'épaisseur du verre. Si la direction de polarisation est de 45° , le faisceau mesuré est polarisé de façon elliptique (figure 1.2). L'ellipticité correspondante est : $\Phi = \tan(\phi/2)$,

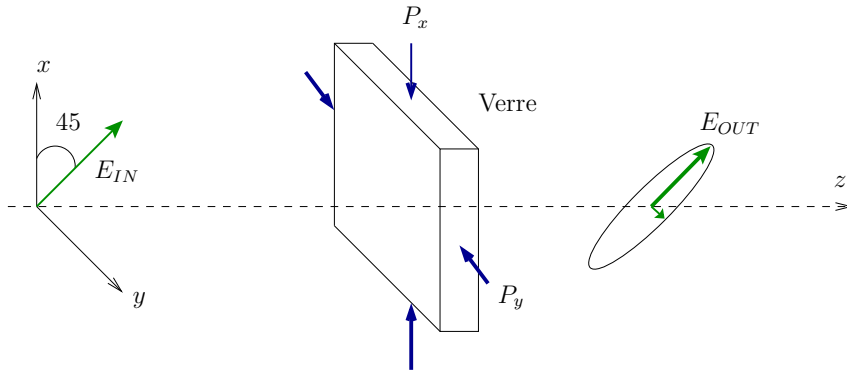


FIG. 1.2: Modulation de la lumière par effet photo-élastique

ce qui équivaut à Φ pour des angles $\Phi \ll 1$. Ainsi, la différence de tension ΔV appliquée sur le verre est lié au retard de phase elliptique par :

$$\Phi = \pi \frac{d}{\lambda} C P_v \Delta V \quad (1.16)$$

Le montage optique complet est présenté figure 1.3. Le montage électronique, basé sur une détection synchrone, fournit une tension proportionnelle au carré de Φ , ce qui ne permet pas d'avoir une sensibilité linéaire. Cependant, l'auteur l'exprime par rapport au niveau de bruit comme étant : $S = 3 \times 10^{-8} / \sqrt{\text{Hz}}$, ce qui est une excellente sensibilité obtenue grâce à des appareils de précision (détection synchrone et analyseur de spectre)

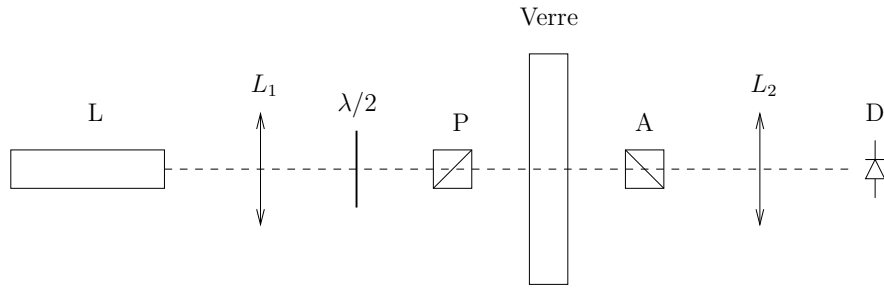


FIG. 1.3: Montage capteur réalisé par Brandi [11] pour une mesure de contrainte - L : Laser, L_1 , L_2 : Lentilles, P, A : Polariseurs, $\lambda/2$: lame demi-onde

1.3.4 Effet thermo-optique

Description

L'indice de réfraction d'un solide dépend de paramètres intrinsèques tels que sa structure cristalline, sa composition chimique, mais également de paramètres extrinsèques tels que la température. C'est cette dernière dépendance qui est mise à profit dans l'effet thermo-optique. Par l'intermédiaire du coefficient de dilatation, un gradient de température provoque une déformation locale du réseau cristallin. Il en résulte une variation d'indice, typiquement de l'ordre de $10^{-5}^{\circ}\text{C}^{-1}$. Cet effet, ou du moins son utilisation, est limité par le temps nécessaire au matériau pour arriver à l'équilibre thermique et ne permet donc pas d'envisager des temps de mesures inférieurs à quelques microsecondes.

On trouve dans [7], les variations des indices ordinaire et extraordinaire en fonction de la température pour différents matériaux. Nous donnons dans le tableau 1.4, les valeurs à $\lambda = 633\text{nm}$.

TAB. 1.4: Variations des indices en fonction de la température à $\lambda = 633\text{nm}$

Matériau	dn_0/dT ($10^{-5}/^{\circ}\text{C}$)	dn_e/dT ($10^{-5}/^{\circ}\text{C}$)
LiNbO_3	0.8	5
ADP	4.0	0.1
KDP	3.4	2.3

Exemple d'application

Jeon [12] a conçu un capteur en grande partie fibré : La sonde est une fibre à maintien de polarisation. Le montage consiste en un polariseur linéaire, un cube séparateur de polarisation, un retardateur optique (fibre optique),

deux photodiodes et un amplificateur logarithmique (figure 1.4). Le retarda-

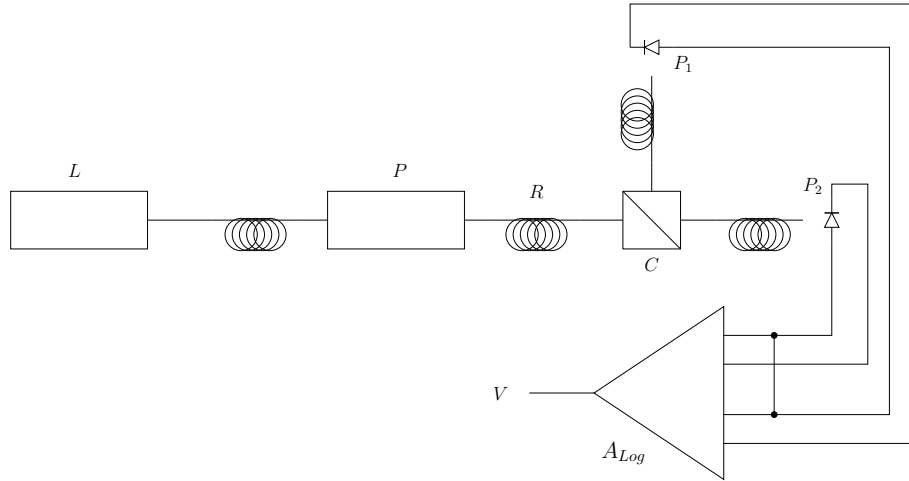


FIG. 1.4: Capteur de température de Jeon [12] - L : Laser, P : Polariseur, R : Retardateur, C : Cube séparateur, P_1 et P_2 , Photodiodes, A_{Log} : Amplificateur logarithmique

teur optique est inséré entre le polariseur linéaire et le cube séparateur. Les axes rapide et lent du retardateur optique sont orientés à 45° des axes de la polarisation linéaire. Le cube est aligné avec les axes du polariseur. Comme le retardateur est orienté à 45° , les états de polarisations des axes rapide et lent ont les mêmes phase et amplitude. En sortie de ce retardateur, le faisceau est divisé en deux composantes de polarisation X et Y . La différence de phase entre ces deux composantes est alors donnée par :

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \delta \Delta n L \quad (1.17)$$

La variation de Γ par rapport à la température est exprimée par :

$$\frac{d\Gamma}{dT} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{d\delta \Delta n L}{dT} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L \left[\frac{d(\Delta n)}{\Delta n dT} + \alpha \right] \quad (1.18)$$

où α est le coefficient thermique de dilation de la fibre et L , la longueur de la fibre. À partir des composantes X et Y , l'auteur exprime la tension de sortie V comme étant :

$$V = G \left[\log \left(\frac{1 + \cos \Gamma}{1 - \cos \Gamma} \right) + \log \left(\frac{R_1}{R_2} \right) \right] \quad (1.19)$$

où G est le gain de l'amplificateur, R_1 et R_2 sont les sensibilités des photodiodes. Comme le montre la courbe de la figure 1.5, la tension de sortie n'est absolument pas linéaire sur une grande gamme de température d'environ 70° .

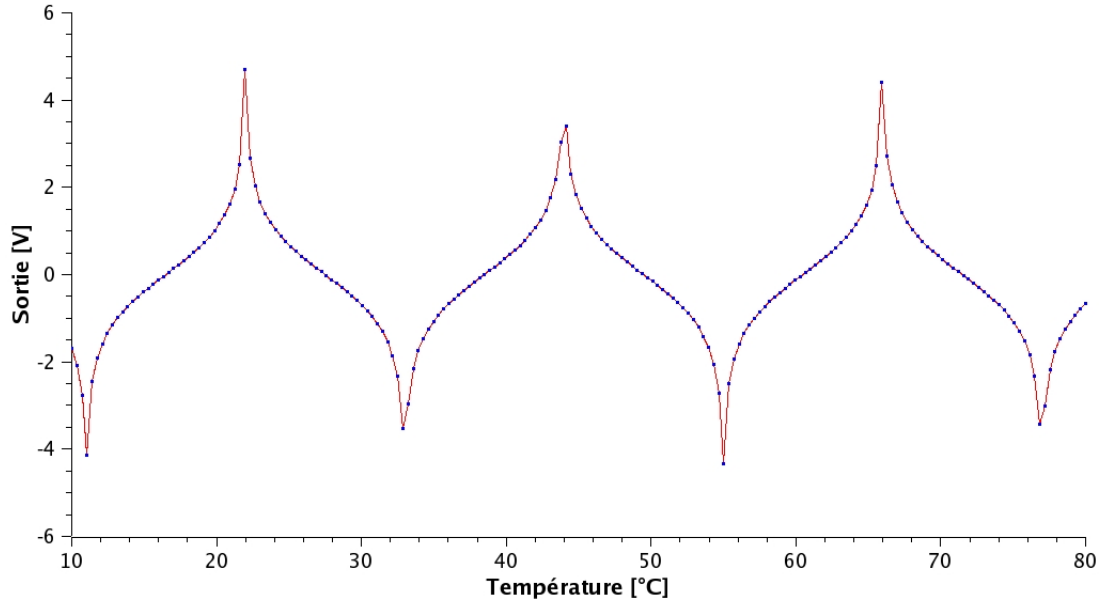


FIG. 1.5: Caractéristique du capteur de température de Jeon [12]

Par contre, pour des mesures de faibles valeurs de température, l'auteur considère le capteur linéaire en particulier, aux points d'inflexions de la courbe 1.5. Dans ce cas, la sensibilité est de $0,2V/°C$ et la résolution est de $0,038°C$.

1.3.5 Autres matériaux utilisés

D'autres matériaux sont utilisés et leur nature et leur utilisation sont résumées dans le tableau 1.5 avec les références bibliographiques afférentes.

TAB. 1.5: Correspondance *Matériau-Mesurande*

Matériau	Mesurande	Référence Bibliographique
$GaAs$	Temperature / Salinité	[13]
D_2O	Temperature	[14]
SiO_2	Humidité	[15]
Si_3N_4	Glucose	[16]
Si_3N_4	Pesticide	[17]

1.4 Architectures optiques utilisables

Nous présentons ici, les techniques les plus usuelles de l'appareillage optique, en particulier, les montages à une onde et les montages à deux ondes. Ces techniques nous guideront pour le choix de l'instrumentation optique.

1.4.1 Montage à une onde

Montage de base

Lorsqu'une onde lumineuse traverse un cristal, sa polarisation est en général modifiée et dépend du retard de phase induit entre les deux composantes de la polarisation. Ce déphasage peut être compensé par un montage optique à l'aide d'un *compensateur*. Henri Huraud de SÉNARMONT a démontré cela en 1853 dans son mémoire pour l'école polytechnique [18, 19]. Le montage comporte un polariseur, 2 lames à retard (dont une lame quart-onde) et un analyseur (cf figure 1.6). La lame quart-onde compense le retard de la première lame [20]. Dans une configuration capteur, un cristal, dont la biréfringence

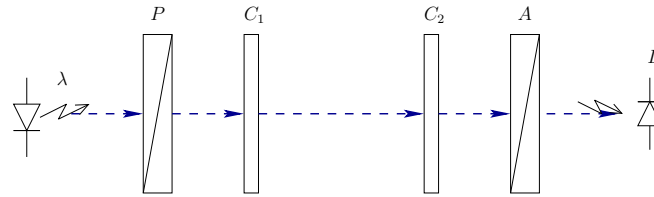


FIG. 1.6: Montage de Sénarmont - P : Polariseur, C_1 , C_2 : lames à retard de phase, A : Analyseur et D : Détecteur (Photodiode)

varie avec un paramètre physique, est inséré dans le montage à la place de C_1 (figure 1.7). D'une configuration simple, ce montage est employé par de nom-

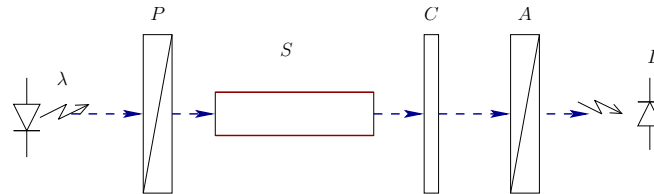


FIG. 1.7: Montage de Sénarmont avec cristal - P : Polariseur, S : Sonde, C : lame quart-onde, A : Analyseur et D : Détecteur (Photodiode)

breux auteurs pour déterminer les paramètres électro-optiques de matériaux, [21, 22, 23, 24, 25]. Ce montage est aussi utilisé pour calibrer les lames quart-ondes [26].

Transmittance du montage à une onde¹ (Sénarmont)

En utilisant le calcul matriciel introduit par Jones [27], nous pouvons calculer l'intensité en sortie du détecteur. Les matrices des différents éléments sont définis à l'annexe A-1. La fonction de transfert (transmittance) \underline{T} est définie par :

$$\begin{pmatrix} A'_x \\ A'_y \end{pmatrix} = \underline{T} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix}, \quad (1.20)$$

avec :

$$\underline{T} = P_{90} J_0 Q_{-45} A \quad (1.21)$$

Enfin, l'intensité du faisceau en sortie est donnée par :

$$I = \|A'_x\|^2 + \|A'_y\|^2 \quad (1.22)$$

L'équation 1.21 s'écrit :

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-\frac{i\Gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{\frac{i\Gamma}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.23)$$

La transmittance s'exprime alors comme :

$$T = \frac{I}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\Gamma}{2} \right) \quad (1.24)$$

Γ est dépendant de la variation d'indice de biréfringence $\delta\Delta n$ et de la longueur d'interaction L :

$$\Gamma = 2\pi \frac{L \delta\Delta n}{\lambda} \quad (1.25)$$

Du fait d'imperfections (polariseurs imparfaits, mauvais alignements), l'intensité lumineuse s'exprime en fait par [28] :

$$I = I_0 \left[1 - \gamma \sin^2 \left(\frac{\Gamma}{2} \right) \right] \quad (1.26)$$

où $\gamma = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m}$ est le contraste de valeur inférieure à 1. La caractéristique de transfert du montage de Sénarmont est tracée sur la figure 1.8.

Analyse de la transmittance $\sin^2 \left(\frac{\Gamma}{2} \right)$

Cette transmittance peut se linéariser autour de M_O ($\Gamma = \pi/4$) par la formulation de Taylor au voisinage de h :

$$T(h + \Gamma/2) = T(h) + \frac{T'(h)}{1!} \Gamma/2 + (\Gamma/2)^n \cdot \epsilon(\Gamma/2) \quad (1.27)$$

Avec $\lim_{h \rightarrow \infty} \epsilon(h) = 0$ et $h = \pi/4$

Nous avons alors :

¹Un calcul plus détaillé sera fourni au chapitre suivant afin d'introduire la fonction de transfert du capteur réalisé.

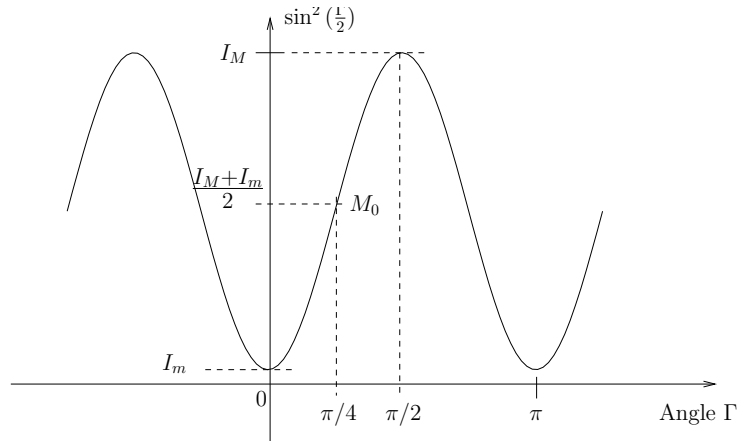


FIG. 1.8: Transmittance réelle du montage de Sénarmont

$$\begin{aligned}
 T(\Gamma/2 + \pi/4) &= \sin^2(\pi/4) + T'(\pi/4) \cdot \frac{\Gamma}{2} \\
 &= \sin^2(\pi/4) + 2 \cdot \sin(\pi/4) \cdot \cos(\pi/4) \frac{\Gamma}{2} \\
 &= \frac{1}{2} + 2 \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\Gamma}{2} \\
 T(\Gamma/2 + \pi/4) &= \frac{1}{2} + \Gamma/2
 \end{aligned}$$

Cette dernière équation nous montre qu'il y a bien proportionnalité en $\pi/4$ entre l'intensité I et le retard Γ . Toutes les techniques optiques actuelles d'un montage à une onde utilisent cette zone. Lorsque les variations de $\Gamma/2$ sont faibles, cette approximation est valide. On trouvera à l'annexe A-2, un exemple d'utilisation de cette approximation.

1.4.2 Géométrie de la sonde

Lorsqu'il y a nécessité d'accéder à un emplacement confiné ou d'agir sur de grandes distances, une configuration en transmission ne se prête pas à une mesure pratique. Il faut alors adapter le montage pour travailler en réflexion. Deux techniques existent, la première consiste à déposer un miroir en bout de la sonde [29], la deuxième consiste à tailler la sonde (cristal) avec un ou des angles permettant une réflexion de la lumière. Dans ce cas, la transmittance

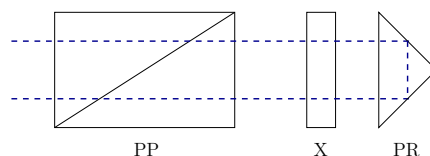


FIG. 1.9: Sonde "double-passe" de Peña-Lecona

n'est pas modifiée par le prisme et est toujours de $\underline{T} = \sin\left(\frac{\Gamma}{2}\right)$. Peña-Lecona

[25] utilise un cristal de $Bi_{12}TiO_{20}$ (BTO) suivi d'un prisme, taillé à 90° (figure 1.9). Zhao [13] utilise la même technique avec un cristal de $GaAs$. La sonde et le prisme peuvent aussi ne faire qu'un : c'est le cas si l'on souhaite mesurer des champs électriques surfaciques. La technique adoptée par Kuo [30] (figure 1.10), lui permet de faire propager 2 ondes jusqu'au bout de sa sonde et ainsi de mesurer vectoriellement le champ électrique (2 dimensions). Cette technique, permet de faire une cartographie [31], sur un substrat de $LiTaO_3$ avec des composantes de champ supérieures à $25V/cm$; la sensibilité est de $1.8V/cm/\sqrt{Hz}$. L'intensité modulée est modifiée par l'interaction des deux

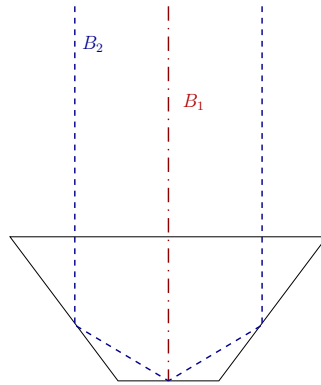


FIG. 1.10: Sonde "double-faisceau" de Kuo - B_1 et B_2 interagissent en bout de sonde

ondes lumineuses : Le vecteur $\begin{pmatrix} E_x \\ E_z \end{pmatrix}$ est obtenu par la variation d'indice Δn dû à E_z : $\Delta n = k_{\Delta n} \cdot E_z$ et par la différence des deux intensités des faisceaux B_1 et B_2 : $|\Delta I| = 4.I_0.(1 - \cos \Gamma)k_{\Delta \theta} E_x$. Cette configuration permet de mesurer de faibles champs en surface de composants électroniques, de 5 à $20V/m$ avec une erreur d'angle sur les composantes maximale de 4° .

1.4.3 Montages à deux ondes et plus

Principe des capteurs interférométriques

La phase Φ de l'onde qui se propage est définie par :

$$\phi = \frac{L}{\lambda_0} = k.n.L$$

Où L est la longueur de propagation, λ_0 est la longueur d'onde de la lumière, k , la constante de propagation et n , l'indice du milieu. Toute variation de n ou de L , conduit à une variation de la phase Φ . La fréquence de la lumière étant de l'ordre de $10^{12}Hz$, une conversion de la modulation de phase en modulation

d'amplitude est nécessaire. Ceci est réalisé par un montage interférométrique. Quatre types de montages interférométriques sont usuellement utilisés, qu'ils soient fibrés ou non (tableau 1.6).

TAB. 1.6: Types de capteurs interférométriques utilisés

- Michelson - figure 1.11-a
- Mach-Zehnder - figure 1.11-b
- Fabry-Pérot - figure 1.11-c
- Sagnac (En version fibrée uniquement)

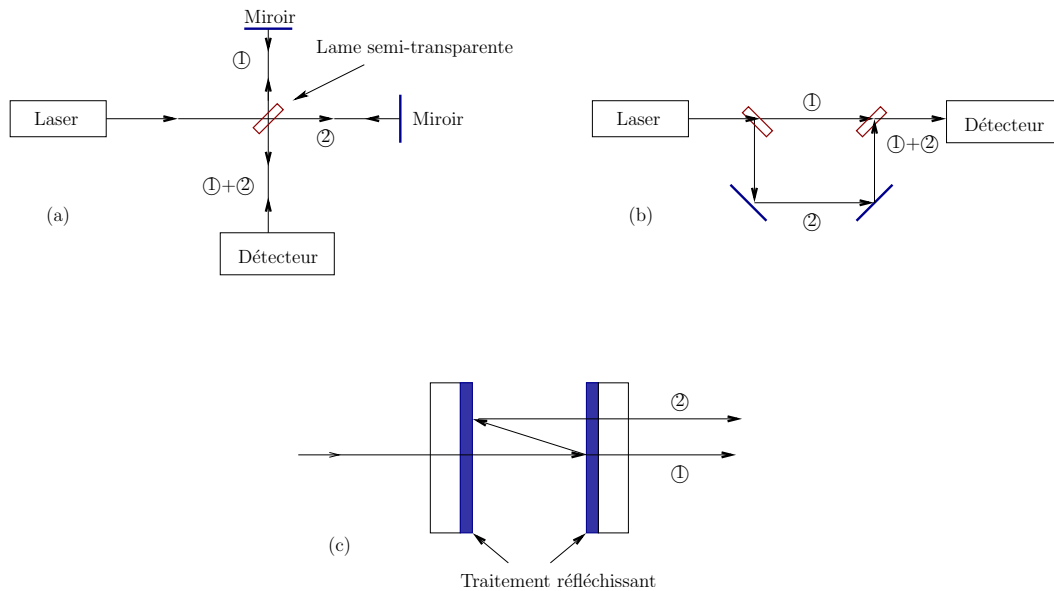


FIG. 1.11: Montages interférométriques

Le faisceau d'une source optique cohérente, monomode, est injectée dans une fibre optique. Un coupleur jouant le rôle de lame séparatrice, envoie la lumière dans les deux bras de l'interféromètre : l'un d'eux est le bras de *référence*, l'autre le bras de *détection*. La comparaison des ondes de référence et de détection, fournit une information sur les variations de chemin optique induites par les phénomènes extérieurs (déformations, contraintes, températures, etc.). Du fait que dans les interféromètres de Sagnac et de Fabry-Pérot, les deux bras sont matérialisés par la même fibre, les capteurs interférométriques, sont très souvent fibrés [32].

La variation dimensionnelle d'une fibre monomode placée dans un interféromètre de Michelson [1], si elle est causée par une variation de température

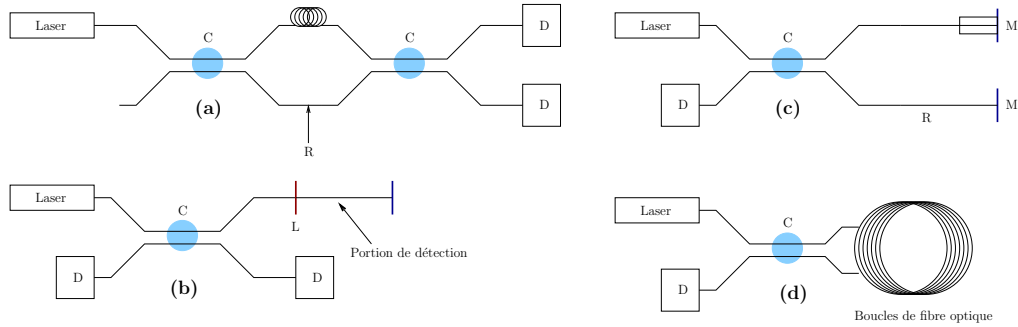


FIG. 1.12: Montages interférométriques fibrés

δT , donne naissance à une variation de phase $\delta\Phi$:

$$\delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(n \cdot \xi + \frac{dn}{dT} \right) \cdot L \cdot \delta T \quad (1.28)$$

où ξ est le coefficient de dilation de la fibre définit par :

$$xi = \frac{1}{L} \cdot \frac{dL}{dT} \quad (1.29)$$

et dn/dT est la variation de l'indice de réfraction sous l'effet de la variation de température. Dans le cas de fibres de silice non gainées, le terme prépondérant est dn/dT qui compte pour 95% de la variation de phase.

1.5 Systèmes de détection et électronique associée

D'un point de vue électrique, on peut voir un banc optique comme la transmission d'une information électrique et sa réception. Dans le cas d'une transmission modulée (soit par la commande, soit par le mesurande), le récepteur utilise des techniques de démodulation. Nous allons décrire, les méthodes usuelles de détection du signal en sortie du montage optique. Il existe 4 principales techniques de mesure :

- Mesure directe
- Mesure des composantes harmoniques
- Mesure par des techniques adaptées
- Mesure par détection synchrone

1.5.1 Alimentation du modulateur

Dans le cas d'une modulation électro-optique, les tensions alternatives nécessaires sont de plusieurs milliers de volts. La technique consiste à ap-

plier cette tension sur le cristal via un transformateur élévateur, ou bien à "hacher" le primaire [33] ou le secondaire [34] (cf figure 1.13).

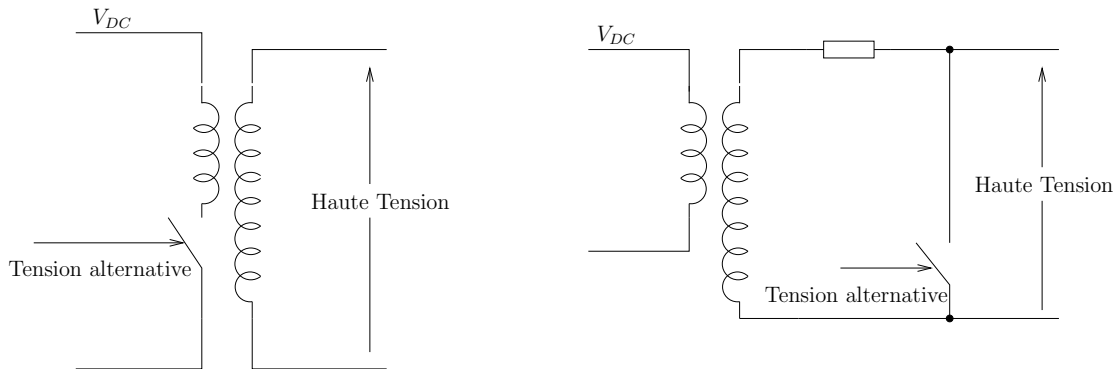


FIG. 1.13: Principe de production d'une tension alternative de plusieurs milliers de volts

1.5.2 Mesure directe

La mesure directe, utilise le signal issu de la photodiode (figure 1.14). Celui-ci est amplifié et filtré. La photodiode est un semi-conducteur photo-

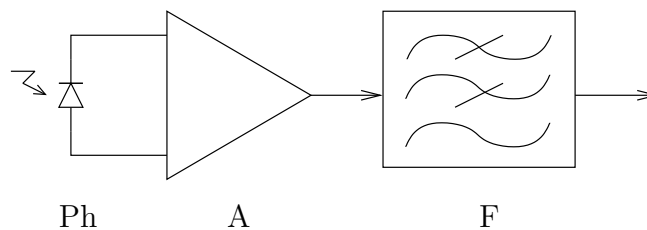


FIG. 1.14: Mesure du signal optique par photodiode et amplification - Ph : Photodiode, A : Amplificateur, F : Filtre Passe-bas

sensible qui permet la conversion linéaire de l'intensité optique en intensité électrique. L'amplificateur est un amplificateur à transconductance qui réalise une conversion courant \rightarrow tension. Enfin, le filtre isole le signal et réduit l'influence du bruit. De moins en moins de travaux utilisent cette technique assez ancienne. Son principal avantage est la facilité et la rapidité de mise en œuvre. Citons Benech [35] qui l'utilise pour un capteur de mesure angulaire sans contact et Lau [36] qui dans un article de synthèse de 1992, récapitule les différentes utilisations des capteurs à fibre optiques. Le principal inconvénient de la mesure directe est le mauvais rapport signal à bruit, limité par la bande passante du filtre comme nous le verrons au paragraphe 1.5.3. Pour montrer

ce mauvais rapport signal à bruit, citons l'article de Fokine [37] qui utilise cette technique et qui commet sur la mesure du V_π , une erreur de près de 8%.

1.5.3 Détection synchrone

Le détecteur le plus utilisé est la photodiode. Ce composant permet de transformer une information lumineuse en une information électrique. Sa technologie fait que le niveau de bruit est élevé [38]. Ceci explique que la technique de mesure la plus utilisée est la *détection synchrone*. Le détecteur synchrone est très souvent un appareil commercial (Kloos [39] Mesure de contraintes ou Ono [40] : mesure de la biréfringence) et rarement, un développement personnalisé (Philp [41] : Mesure de vibrations, à titre d'exemple).

Le schéma de principe de la détection synchrone est donné figure 1.15,

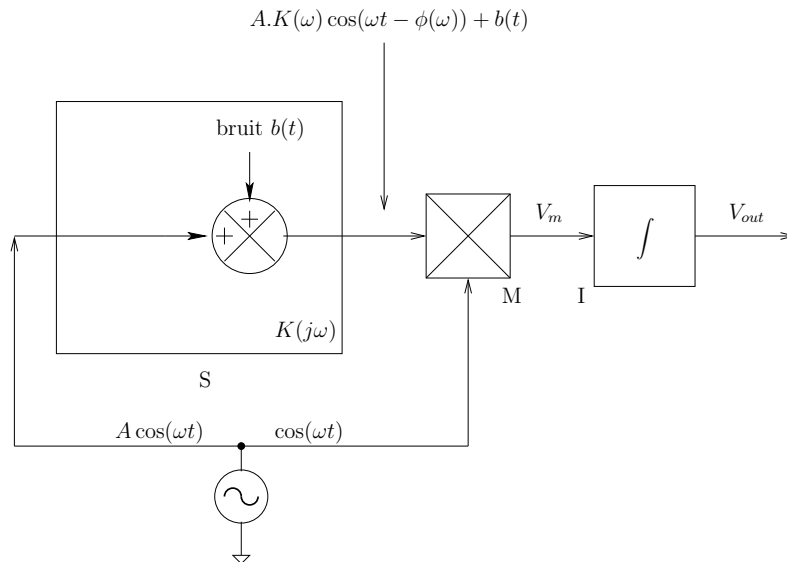


FIG. 1.15: Schéma de principe de la mesure par détection synchrone - S : Système à étudier, M : Multiplieur, I : Intégrateur

En sortie du multiplieur et de l'intégrateur supposé parfait les signaux V_m et V_{out} s'écrivent respectivement :

$$V(t) = [AK\omega \cos(\omega t)b(t)] \cos(\omega t) \tag{1.30}$$

et

$$V_{out}(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T V_m(t) dt \tag{1.31}$$

Si le bruit $b(t)$ est à valeur moyenne nulle, alors $V(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T V(t) dt \rightarrow 0$

et le signal V_{out} devient :

$$V_{out} \rightarrow \frac{AK(\omega)}{2} \cos(\phi(\omega)) + \frac{AK(\omega)}{2} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \cos(2\omega t - \phi(\omega)) dt \quad (1.32)$$

$$V_{out} = \frac{AK(\omega)}{2} \quad (1.33)$$

La tension V_{out} donne accès à la composante en phase $K(\omega)\cos(f(\omega))$ avec le signal d'excitation. En pratique le rapport signal sur bruit en sortie de l'intégrateur sera fini, ceci pour plusieurs raisons :

- temps d'intégration limité afin de disposer du résultat V_{out} dans un délai raisonnable
- nécessité d'amplifier le signal avant et après le multiplieur afin d'obtenir un signal V_{out} de q.q. mV à q.q. V, l'amplification rajoute du bruit

On se propose maintenant d'estimer le rapport signal à bruit dans le cas où l'intégration après multiplication est réalisée par un filtre passe-bas R-C classique. Dans un premier temps on néglige le bruit apporté par l'amplification de la voie signal. La bande passante équivalente de bruit d'un tel filtre est égale $\pi/2$ fois à la bande passante à $-3dB$, c'est à dire $1/4RC$. Ecrivons de nouveau le signal en sortie du multiplieur :

$$\begin{aligned} V_m(t) &= AK(\omega) \cos(\omega t) \cos(\omega t - \phi(\omega)) + b(t) \cos(\omega t) \\ &= \underbrace{\frac{AK(\omega)}{2} \cos(\phi(\omega))}_{\text{composante continue}} + \underbrace{\frac{AK(\omega)}{2} \cos(2\omega t - \phi(\omega))}_{\text{composante } 2\omega} dt + \underbrace{b(t) \cos(\omega t)}_{\text{bruit}} \end{aligned} \quad (1.34)$$

Le signal à l'entrée du filtre passe-bas est constitué d'une composante continue, d'un signal à la fréquence $2f$ et d'un bruit. Il nous est alors possible d'estimer la valeur efficace de bruit en sortie du filtre si on connaît la densité spectrale $e(f)$ à l'entrée. Pour calculer celle-ci, on utilise le fait que :

$$\begin{aligned} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^\infty \left[b(t) \cos(\omega t) \right]^2 dt &= \int_0^\infty e(f) df \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^\infty b^2(t) \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(2\omega t) \right] dt \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^\infty \frac{b^2(t)}{2} dt + \underbrace{\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^\infty \frac{b^2(t)}{2} \cos(2\omega t) dt}_{\rightarrow 0} \end{aligned}$$

D'où

$$\int_0^\infty e(f) df = \frac{1}{2} \int_0^\infty b(f) df \quad (1.35)$$

Finalement la densité spectrale de bruit à l'entrée du filtre passe bas est : $e(f) = b(f)/2$ si on continue de supposer que $b(f)$ est constant. La représentation spectrale à l'entrée du filtre passe-bas est donnée à la figure 1.16. En sortie du filtre on obtiendra donc trois termes :

1. le terme continu
2. la composante de fréquence $2f$ qui est fortement atténuée. En effet son amplitude est multipliée par le gain correspondant du filtre à la fréquence $2f$.
3. le terme de bruit

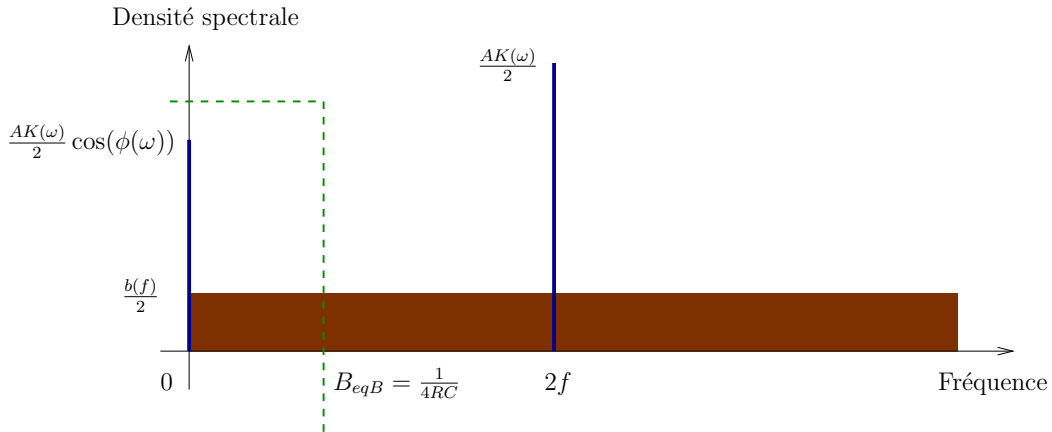


FIG. 1.16: Densité spectrale à l'entrée du filtre et bande équivalente de bruit (B_{eqB}) du filtre (en pointillés vert)

La valeur efficace de bruit est donnée par $\sqrt{[B_{eqB} \cdot b(f)/2]}$. En négligeant la composante $2f$ ($2f \gg 1/2\pi RC$), le rapport signal à bruit devient :

$$\left[\frac{S}{B} \right]_{(dB)} = 20 \log_{10} \left[\frac{(1/2)K(\omega)A \cdot \cos(\phi(\omega))}{\sqrt{(B_{eqB}b(f)/2)}} \right] \quad (1.36)$$

avec $B_{eqB} = 1/4RC$. Le rapport signal à bruit ainsi obtenu est à comparer au rapport obtenu par simple filtrage :

$$\left[\frac{S}{B} \right]_{(dB)} = 20 \log_{10} \left[\frac{\frac{A \cdot K(\omega)}{\sqrt{2}}}{\sqrt{(b(f) \cdot df)}} \right] \quad (1.37)$$

Plaçons nous dans le cas optimum où $\cos(\phi(\omega)) = 0$ (le système ne déphase pas), la comparaison des relations précédentes permet d'écrire :

$$\left[\frac{S}{B} \right]_{(dB)}^{\text{par détection synchrone}} - \left[\frac{S}{B} \right]_{(dB)}^{\text{par filtrage}} = 10 \log_{10} \left[\frac{df}{B_{eqB}} \right]$$

Avec df et B_{eqB} , les bandes respectives des filtres passe-bande et passe-bas. La détection synchrone est intéressante si $B_{eqB} \ll df$, c'est en général le cas.

1.5.4 Correction des non-linéarités par méthode optique

Nous nous sommes aussi intéressés à la correction des non-linéarités car elles influencent la mesure. Lorsque l'on parle de non-linéarité, on fait référence à deux types de non-linéarités. En premier, celles dues à une distorsion de phase et qui donc modifient l'information due à une variation de biréfringence par exemple et en second celles dues à la fonction de transfert en $\sin^2(x)$ qui caractérisent les modulateurs électro-optiques par exemple.

Nous n'avons pas trouvé de méthodes simples et transférables au capteur que nous souhaitons développer. Cependant, nous indiquons en annexe A-3, quelques techniques utilisées.

1.6 Architecture choisie

Nous venons de détailler le fonctionnement des capteurs électro-optiques utilisés couramment. À la vue des différentes techniques, il apparaît que la plus simple à mettre en œuvre est la technique polarimétrique dans laquelle un cristal dont l'indice de réfraction varie avec un mesurande, peut servir de sonde. En particulier, le montage de Sénarmont nous apparaît tout à fait convenir du fait de la simplicité de mise en œuvre. Par contre, pour la chaîne électronique, aucune technique particulière n'a retenu notre préférence, nous nous focaliserons donc sur la chaîne électronique en cherchant une structure adaptée afin d'obtenir des performances comparables à celles publiées.

1.7 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre, les différentes techniques instrumentales optiques et électroniques de mesure de paramètre physique (mesurande).

Nous avons vu que les montages polarimétriques étaient simples à mettre en œuvre et qu'un fonctionnement en réflexion était préférable en vue d'une industrialisation du capteur.

Les techniques de restitution de signal utilisent généralement la détection synchrone qui permet de s'affranchir des problèmes dus au bruit.

Nous avons choisi d'articuler notre capteur sur un montage polarimétrique à une onde pour des raisons de simplicité et de coût et de nous focaliser sur la chaîne électronique de mesure.

Nous allons voir dans le chapitre suivant, que l'ajout d'un modulateur électro-optique, nous permet d'avoir une relation directement linéaire entre

le mesurande et la tension continue appliquée au modulateur électro-optique. Nous étudierons aussi le montage optique en transmission et en réflexion.

Enfin, nous nous intéresserons au choix du point de fonctionnement.

Chapitre 2

Instrumentation optique

Sommaire

2.1	Introduction	27
2.2	Montage optique à polarisation linéaire	27
2.2.1	Équation caractéristique	27
2.2.2	Caractéristique de transfert	29
2.3	Le montage de Sénarmont en transmission	29
2.3.1	Fonction de transfert	30
2.3.2	Compensation linéaire	31
2.4	Apport de la modulation électro-optique	33
2.5	Montage de Sénarmont en modulation : ajout de la sonde	39
2.6	Fonctionnement en reflexion	43
2.6.1	Fonction de transfert	44
2.6.2	Fonction de transfert en température	44
2.6.3	Caractéristique température - tension de commande	45
2.7	Fonctionnement en transmission avec fibre optique	46
2.7.1	Fonction de transfert	46
2.7.2	Caractéristique température - tension de commande	49
2.8	Fonctionnement en réflexion avec fibre optique et cristal sonde	50
2.9	Conclusion	50

2.1 Introduction

Nous allons présenter, dans ce chapitre, les différentes configurations que nous avons testées pour l'architecture du capteur. Nous nous intéresserons, en particulier, à la fonction de transfert du montage avec et sans le cristal sonde. Nous recherchons la meilleure configuration en vue d'une utilisation industrielle. Pour cela, il nous semble évident que le capteur optique doit fonctionner en réflexion et puisse fonctionner en mode déporté sur de grandes distances (plusieurs mètres) grâce à l'utilisation d'une fibre optique.

2.2 Montage optique à polarisation linéaire

2.2.1 Équation caractéristique

Le montage à polarisation linéaire consiste en un dispositif optique avec un cristal, inséré entre un polariseur et un analyseur. Les axes du cristal sont placés parallèlement au référentiel absolu (x, y, z) du cristal. Le polariseur est orienté à un angle α et l'analyseur à un angle β par rapport à ce référentiel (figure 2.1). Une onde incidente sur le montage rencontrera alors :

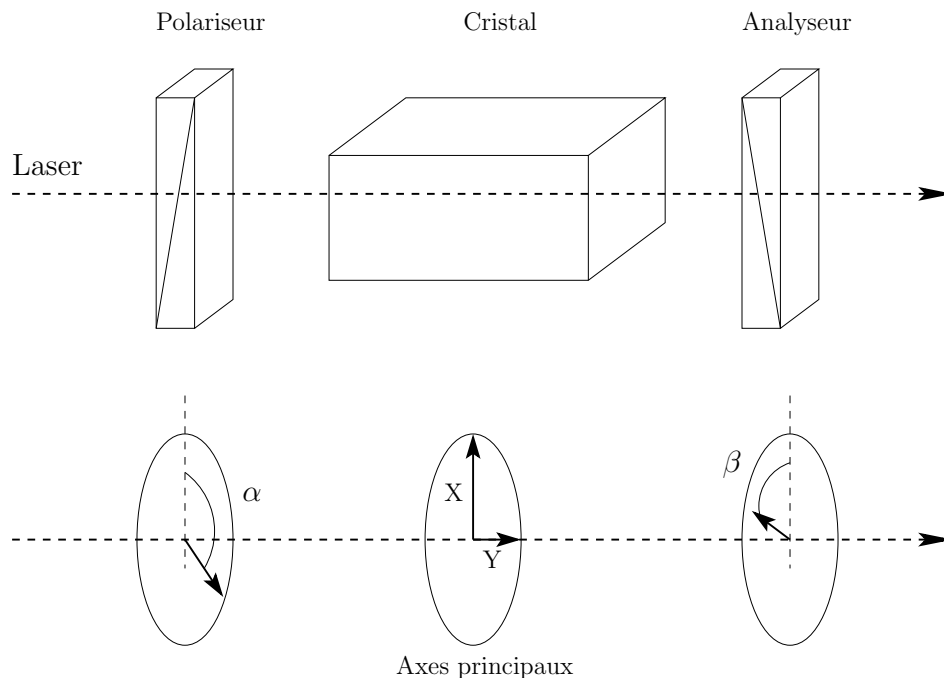


FIG. 2.1: Montage à polarisation linéaire

- un polariseur P_α orienté à un angle α ,

- le cristal J_0 induisant un retard de phase Γ entre les composantes principales du faisceau,
- un analyseur P_β orienté à un angle β de l'axe rapide du cristal ;

Dans ces conditions, l'équation matricielle de transformation de Jones de l'onde incidente A en onde émergente A' s'écrit [8] :

$$A' = P_\beta J_0 P_\alpha A \quad (2.1)$$

En remplaçant, chaque matrice de Jones par son équation :

$$\begin{pmatrix} A'_x \\ A'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2 \beta & \sin \beta \cos \beta \\ \sin \beta \cos \beta & \sin^2 \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\Gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\Gamma}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

et après simplification, l'équation précédente devient :

$$\begin{pmatrix} A'_x \\ A'_y \end{pmatrix} = \left(e^{-i\frac{\Gamma}{2}} \cos \alpha \cos \beta + e^{i\frac{\Gamma}{2}} \sin \alpha \sin \beta \right) \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \cos \alpha \\ A_y \sin \alpha \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

L'intensité du faisceau en sortie s'écrit :

$$I = A_x'^2 + A_y'^2 \quad (2.4)$$

soit :

$$I = |T_0|^2 (A_x \cos \alpha + A_y \sin \alpha)^2 \quad (2.5)$$

avec :

$$T_0 = e^{-i\frac{\Gamma}{2}} \cos \alpha \cos \beta + e^{i\frac{\Gamma}{2}} \sin \alpha \sin \beta \quad (2.6)$$

En posant :

$$I_0 = A_x^2 + A_y^2 \quad (2.7)$$

la fonction de transfert générale du montage à polarisation linéaire peut s'écrire :

$$T = \frac{I}{I_0} = \frac{|T_0|^2}{2} (\cos \alpha + \sin \alpha)^2 \quad (2.8)$$

Lorsque l'analyseur et le polariseur sont croisés et que leurs axes sont parallèles à ceux du cristal, c'est à dire lorsque $\alpha = 0$ et $\beta = \frac{\pi}{2} \pm k\pi$ ($T_0 = 0$), il n'y a pas de lumière transmise en sortie du montage. Lorsque le polariseur est à un angle $\alpha = \frac{\pi}{4} \pm k\pi$, nous obtenons alors :

$$T = \frac{1}{2} \left[1 \pm \sin 2\beta \cos \Gamma \right] \quad (2.9)$$

Remarquons que lorsque $\beta = \frac{\pi}{4} \pm k\pi$, c'est à dire lorsque le polariseur et l'analyseur sont parallèles, l'équation 2.9 s'écrit :

$$T = \cos^2 \frac{\Gamma}{2} \quad (2.10)$$

Tandis que si $\beta = \frac{3\pi}{4} \pm k\pi$, alors :

$$T = \sin^2 \frac{\Gamma}{2} \quad (2.11)$$

Dans ce cas, polariseur et analyseur sont croisés.

2.2.2 Caractéristique de transfert

La caractéristique de transfert T de la figure 2.2 correspond à l'équation précédente. Elle possède une réponse linéaire en intensité lumineuse, seulement

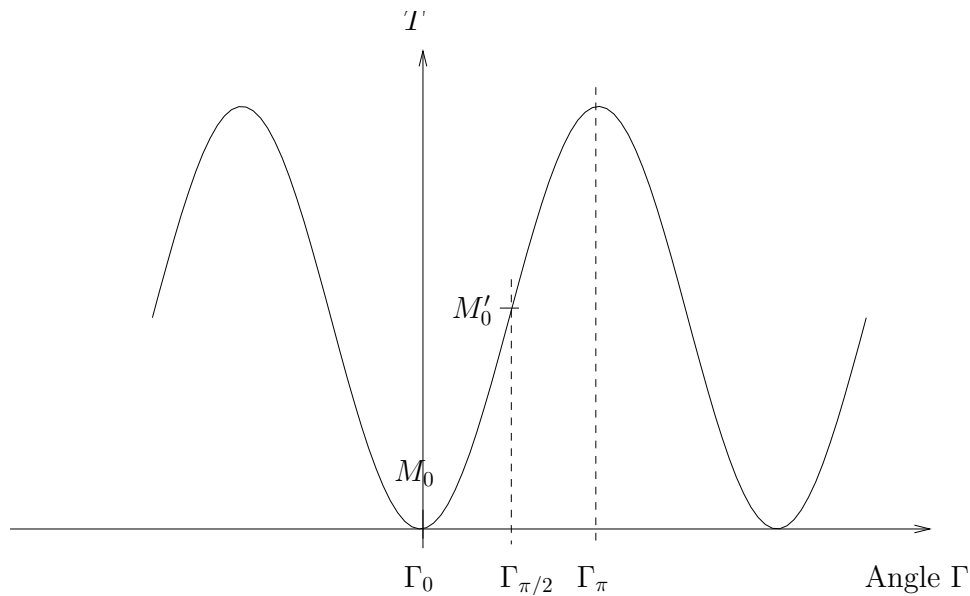


FIG. 2.2: Montage à polarisation linéaire

dans les positions linéaires de la courbe, c'est à dire, autour de la position du point M'_0 . Dans une configuration tout-optique, un positionnement précis du point de fonctionnement sur cette caractéristique, ne peut se faire que par ajustement de l'analyseur β .

Après s'être intéressé au montage en polarisation linéaire donnant l'expression générale de la fonction de transfert, nous allons regarder au paragraphe suivant, comment est modifiée l'équation caractéristique lorsque l'on cherche à compenser le déphasage Γ induit par le cristal.

2.3 Le montage de Sénarmont en transmission

Les dispositifs à compensation consistent en une ou plusieurs lames optiques biréfringentes placées sur le trajet d'un faisceau optique et pouvant

compenser mutuellement les différences de phase qu'elles introduisent.

2.3.1 Fonction de transfert

Le montage de Sénarmont consiste à ajouter au système optique précédent une lame quart d'onde à la longueur d'onde de la lumière utilisée entre le cristal et l'analyseur. La figure 2.3 montre l'arrangement optique correspondant au montage à compensation de Sénarmont. Le polariseur est initialement placé

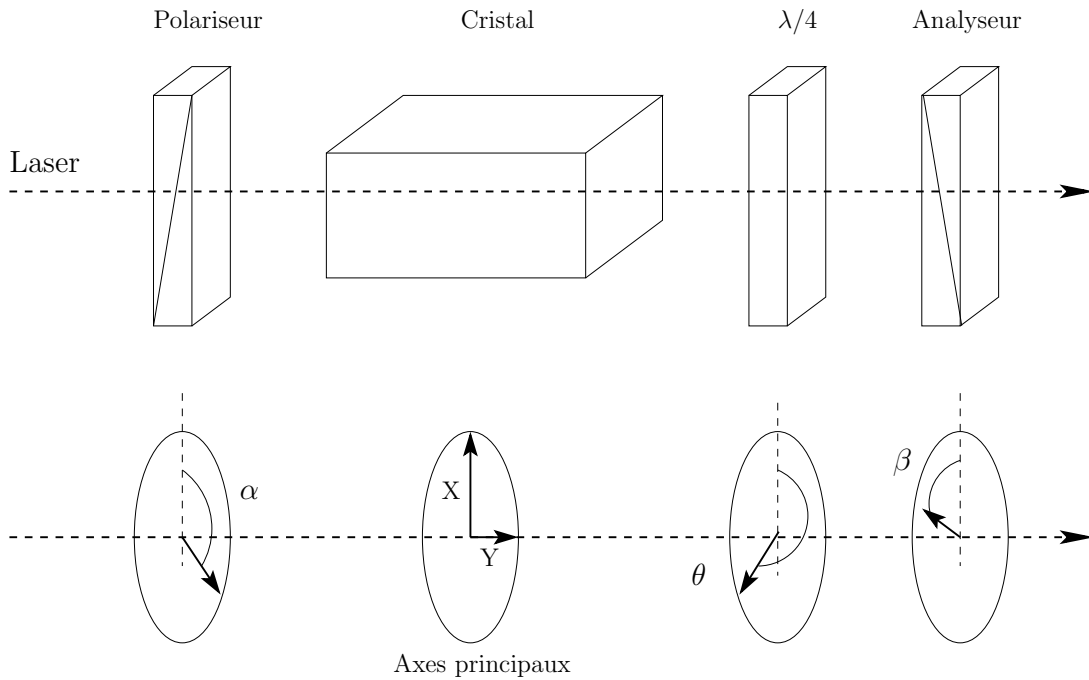


FIG. 2.3: Montage à compensation linéaire dit "De Sénarmont"

à un angle α de l'axe de référence du cristal. θ et β correspondent aux angles d'orientation de la lame retard et de l'analyseur respectivement. Un rayon lumineux émis en amont du polariseur rencontrera successivement les différents éléments suivants :

- un polariseur linéaire P_α , orienté à un angle α de l'axe de référence,
- le cristal J_0 induisant un retard de phase Γ ,
- une lame $\lambda/4$ Q_θ orientée à un angle θ ,
- un analyseur linéaire P_β orienté à un angle β ;

L'équation matricielle de Jones caractéristique du montage s'écrit :

$$A' = P_\beta Q_\theta J_0 P_\alpha A \quad (2.12)$$

soit :

$$\begin{pmatrix} A'_x \\ A'_y \end{pmatrix} = P_\beta Q_\theta J_0 P_\alpha \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

avec :

$$J_0 = \begin{pmatrix} e^{-\frac{j\Gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{\frac{j\Gamma}{2}} \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

$$Q_\theta = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta e^{-j\frac{\pi}{4}} + \sin^2 \theta e^{j\frac{\pi}{4}} & \cos \theta \sin \theta (e^{j\frac{\pi}{4}} - e^{-j\frac{\pi}{4}}) \\ \cos \theta \sin \theta (e^{j\frac{\pi}{4}} - e^{-j\frac{\pi}{4}}) & \cos^2 \theta e^{j\frac{\pi}{4}} + \sin^2 \theta e^{-j\frac{\pi}{4}} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

D'où :

$$\begin{pmatrix} A'_x \\ A'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2 \beta & \sin \beta \cos \beta \\ \sin \beta \cos \beta & \sin^2 \beta \end{pmatrix} Q_\theta \begin{pmatrix} e^{-\frac{j\Gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{\frac{j\Gamma}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

Après développement, nous pouvons écrire le vecteur de Jones de l'onde transmise par le système sous la forme :

$$\begin{pmatrix} A'_x \\ A'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_1 & p_2 \\ p_3 & p_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

avec :

$$\begin{aligned} p_1 &= \cos \beta \cos \beta \cos(\beta - \theta) e^{\left[-j\left(\frac{\Gamma}{2} + \frac{\pi}{4}\right)\right]} + \cos \beta \sin \beta \sin(\beta - \theta) e^{\left[-j\left(\frac{\Gamma}{2} - \frac{\pi}{4}\right)\right]} \\ p_2 &= \cos \beta \sin \beta \cos(\beta - \theta) e^{\left[j\left(\frac{\Gamma}{2} - \frac{\pi}{4}\right)\right]} - \sin \beta \sin \beta \sin(\beta - \theta) e^{\left[j\left(\frac{\Gamma}{2} - \frac{\pi}{4}\right)\right]} \\ p_3 &= \sin \beta \cos \beta \cos(\beta - \theta) e^{\left[-j\left(\frac{\Gamma}{2} - \frac{\pi}{4}\right)\right]} + \sin \beta \sin \beta \sin(\beta - \theta) e^{\left[-j\left(\frac{\Gamma}{2} - \frac{\pi}{4}\right)\right]} \\ p_4 &= \sin \beta \sin \beta \cos(\beta - \theta) e^{\left[j\left(\frac{\Gamma}{2} - \frac{\pi}{4}\right)\right]} - \sin \beta \cos \beta \sin(\beta - \theta) e^{\left[j\left(\frac{\Gamma}{2} + \frac{\pi}{4}\right)\right]} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Après développement de chaque terme et transformation de l'équation en terme d'intensité, nous obtenons :

$$T = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \cos 2\theta \cos 2\alpha \cos 2(\beta - \theta) + \sin 2\alpha [\cos 2(\beta - \theta) \sin 2\theta \cos \sigma + \sin 2(\beta - \theta) \sin \sigma] \right\} \quad (2.19)$$

2.3.2 Compensation linéaire

On recherche la valeur θ_0 de l'angle θ pour laquelle il y a une compensation linéaire de Γ par β , c'est à dire que toute variation $\Delta\Gamma$ de Γ peut être compensée par une variation $\Delta\beta$, la relation entre $\Delta\Gamma$ et $\Delta\beta$ étant linéaire de type $\Delta\Gamma = K\Delta\beta$ où K est une constante. Pour ce faire, on recherche θ_0 tel que la différentielle totale de T est nulle.

$$dT = \frac{\partial T}{\partial \Gamma} d\Gamma + \frac{\partial T}{\partial \beta} d\beta = 0 \quad (2.20)$$

La relation de la compensation est obtenue en intégrant la relation suivante :

$$d\Gamma = -\frac{\frac{\partial T}{\partial \beta}}{\frac{\partial T}{\partial \Gamma}} d\beta \quad (2.21)$$

Cette relation ne peut être linéaire que si l'expression $\frac{\frac{\partial T}{\partial \beta}}{\frac{\partial T}{\partial \Gamma}}$ est une constante K quels que soit Γ et β . Nous en déduisons alors que :

$$\sin 2\alpha \left\{ \cos \Gamma \sin 2(\beta - \theta_0)[2 \sin 2\theta_0 - K] + \sin \Gamma \cos 2\theta_0[K \sin 2\theta_0 - 2] \right\} + \cos 2\alpha \cos 2\theta_0 \sin 2(\beta - \theta_0) = 0 \quad (2.22)$$

Ceci implique que :

$$\begin{cases} 2 \sin 2\theta_0 - K = 0 \\ K \sin 2\theta_0 - 2 = 0 \\ \cos 2\alpha \cos 2\theta_0 \sin 2(\beta - \theta_0) = 0 \end{cases} \quad (2.23)$$

dont la solution est : $K = \pm 2$ et $\theta_0 = \frac{\pi}{4} \pmod{\frac{\pi}{2}}$.

Ainsi, la relation de compensation s'écrit $\Gamma = \pm 2\beta$ et l'équation de la transmittance devient :

$$T = \frac{1}{2} [1 \pm \sin 2\alpha \sin(\Gamma \pm 2\beta)] \quad \text{pour } \theta_0 = \pm \frac{\pi}{4} \quad (2.24)$$

Toute variation de Γ peut être compensée par une variation de β telle que $\Gamma = \pm 2\beta$. Pour avoir un maximum de sensibilité, il faut avoir α tel que : $|\sin 2\alpha| = 1$ soit, $\alpha = \frac{\pi}{4} \pmod{\frac{\pi}{2}}$. La transmittance peut alors se mettre sous la forme :

$$T = \frac{1}{2} \left[1 \pm \sin \left(\Gamma \pm 2\beta \right) \right] \quad (2.25)$$

Ceci nous permet donc une mesure directe du retard de phase, proportionnel à une variation de mesurande, induit par le cristal sonde et dû à tout paramètre tel :

- champ électrique (effet électrooptique)
- température (effet thermooptique)
- contrainte (effet photoélastique)

Nous appliquerons ce principe pour notre capteur. Dans les cas cités ci-dessus, nous savons que le déphasage Γ est relié au mesurande par une relation linéaire. Posons $\Gamma = a.m$, où m est le mesurande et a , une constante lié au matériau. Nous pouvons constater qu'une variation du mesurande Δm entrainera une variation $\Delta \Gamma$ de valeur $\Delta \Gamma = a.\Delta m$:

$$\Gamma \longmapsto \Gamma + a\Delta m \quad (2.26)$$

De ce fait, et d'après l'équation 2.25, elle provoquera aussi un changement d'intensité et donc de point de fonctionnement. Le retour au point de fonctionnement initial peut se faire par rotation de l'analyseur. Nous avons alors la relation suivante :

$$a\Delta m = \mp \Delta\beta \quad (2.27)$$

qui se réécrit :

$$\Delta m = -\frac{2}{a}\Delta\beta \quad (2.28)$$

Cette dernière équation nous permet de connaître aisément, la valeur du mesurande Δm . Pour cela, il faut travailler à intensité constante I_p (point de fonctionnement fixe) par ajustement de l'analyseur.

2.4 Apport de la modulation électro-optique

Considérons d'abord, la cas où le cristal sonde est remplacé par un modulateur électro-optique. Celui-ci est un cristal pourvu de deux électrodes, sur deux faces opposées du cristal, le long du chemin optique.

Le déphasage entre les composantes de la polarisation d'un faisceau lumineux, provoqué par la biréfringence naturelle et par la biréfringence induite par application du champ électrique sur le cristal s'exprime par :

$$\Gamma_{jk} = \frac{\pi}{\lambda} \left[L_i n_k^3 r_\alpha E_p \right] \quad (2.29)$$

λ est la longueur d'onde du faisceau lumineux, L_i la dimension du cristal dans la direction de propagation du faisceau, n_k , l'indice de réfraction du cristal et r_α le coefficient électro-optique effectif du cristal :

$$r_\alpha = r_{jk,p} = r_{kp} - \frac{n_j^3}{n_k} r_{jp} \quad (2.30)$$

où $p = i, j, k$. Dans le cas général, la tension V_p appliquée au cristal est constituée d'une composante continue V_{DC} et d'une composante alternative $V_{AC} = V_m \sin \omega_m t$, soit en considérant la distance inter-électrodes D_p :

$$V_p = E_p D_p = V_{DC} + V_m \sin \omega_m t \quad (2.31)$$

En supposant que la réponse électro-optique soit purement linéaire, l'application de cette tension provoque dans le cristal, un déphasage entre les composantes principales de la polarisation du faisceau lumineux de la forme :

$$\Gamma = \Gamma_{DC} + \Gamma_m \sin \omega_m t \quad (2.32)$$

Γ_{DC} représente le déphasage du à l'application d'un champ électrique constant et Γ_m est le déphasage maximum porté par la pulsation ω_m .

Afin de compléter l'étude de la transmittance dynamique, nous remplaçons Γ dans l'équation 2.25 par son expression donnée par l'équation 2.32. On obtient alors :

$$T = \frac{1}{2} \times \left[1 - \left[\sin(\Gamma_{DC} - 2\beta) \cos(\Gamma_m \sin(\omega_m t)) + \cos(\Gamma_{DC} - 2\beta) \sin(\Gamma_m \sin(\omega_m t)) \right] \right] \quad (2.33)$$

En appliquant, pour chaque terme, $\cos(\Gamma_m \sin(\omega_m t))$ et $\sin(\Gamma_m \sin(\omega_m t))$, les développements en somme contenant les fonctions de Bessel $J_n(\Gamma_m)$ avec $n = 0, 1, 2, \dots$, nous obtenons l'expression suivante :

$$T = \frac{1}{2} \left[1 - \left[\sin(\Gamma_{DC} - 2\beta) \left(J_0(\Gamma_m) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\Gamma_m) \cos(2n\omega_m t) \right) + \cos(\Gamma_{DC} - 2\beta) \left(2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(\Gamma_m) \sin((2n-1)\omega_m t) \right) \right] \right] \quad (2.34)$$

Considérant que les déphasages Γ_m obtenus par effet électro-optique sont faibles, nous pouvons simplifier cette relation. On néglige alors les termes supérieurs ou égaux à Γ_m^3 et on peut évaluer les premiers termes et le dernier du développement par :

$$\begin{cases} J_0(\Gamma_m) &= 1 - \left(\frac{\Gamma_m^2}{4}\right) \\ J_1(\Gamma_m) &= 1 - \frac{\Gamma_m}{2} \left(1 - \frac{\Gamma_m^2}{8}\right) \\ J_2(\Gamma_m) &= \frac{\Gamma_m^2}{8} \left(1 - \frac{\Gamma_m^2}{12}\right) \\ J_n(\Gamma_m) &= \mathcal{O}_{|n \geq 3} \end{cases} \quad (2.35)$$

Cette approximation est justifiée car la valeur des coefficients électro-optiques linéaires est de l'ordre de 10^{-12} m/V. Par conséquent, $\Gamma_m < 0,1$ radian même pour des amplitudes des champs électriques de plusieurs kilo-volts par centimètre. Nous pouvons alors exprimer la transmittance par :

$$T = T_{DC} + T_{\omega} + T_{2\omega} \quad (2.36)$$

où T_{DC} , est la transmittance continue, T_{ω} est la transmittance à la pulsation ω_m et $T_{2\omega}$ est la transmittance à la pulsation 2ω . Ces trois transmittances s'expriment par :

$$\begin{cases} T_{DC} &= \frac{I_{DC}}{I_0} = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{4} \right] \sin(\Gamma_{DC} - 2\beta) \right\} \\ T_{\omega} &= \frac{I_{\omega}}{I_0} = -\frac{1}{2} \Gamma_m \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{8} \right] \cos(\Gamma_{DC} - 2\beta) \sin(\omega_m t) \\ T_{2\omega} &= \frac{I_{2\omega}}{I_0} = -\frac{1}{2} \frac{\Gamma_m^2}{4} \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{12} \right] \sin(\Gamma_{DC} - 2\beta) \cos(\omega_m t) \end{cases} \quad (2.37)$$

Ces trois relations dépendent de l'angle β de l'analyseur ou de la tension V_{DC} que nous appliquons au modulateur électro-optique. Par ajustement de V_{DC} ou de β , nous pouvons alors choisir le point de fonctionnement voulu, correspondant à des valeurs particulières de la transmission optique et donc à des valeurs particulières des intensités I_{DC} , I_ω et $I_{2\omega}$ de sortie optique. Nous pouvons constater sur la courbe 2.4 qu'il existe deux valeurs particulières de l'angle β ou de la tension V_{DC} , correspondant à deux modes de fonctionnement décrits ci-après.

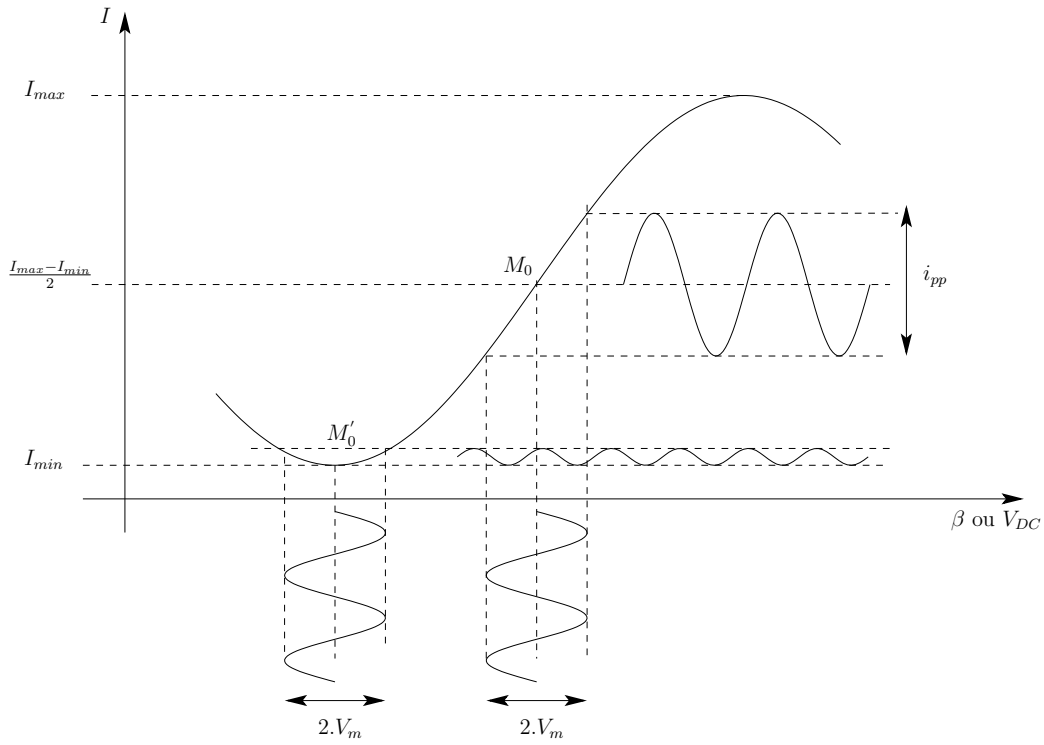


FIG. 2.4: Fonction de transfert et formes d'ondes de la transmission pour deux points de fonctionnement particuliers

Cas où $\beta = \Gamma_{DC}/2 \pm k\pi$

Dans ce cas, les trois équations de transmittance deviennent :

$$\begin{cases} T_{DC} = \frac{1}{2} \\ T_\omega = \pm \frac{1}{2} \Gamma_m \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{8} \right] \sin(\omega_m t) \\ T_{2\omega} = 0 \end{cases} \quad (2.38)$$

Ce point de fonctionnement correspond au point M_0 de la courbe de la figure 2.4 représentative de la transmission pour k pair. L'amplitude de la composante alternative de sortie est de : $J_\omega = \frac{I_0}{2} \Gamma_m \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{8} \right]$. Le signal de sortie

présente donc une composante continue et une composante alternative à la pulsation ω_m .

Cas où $\beta = \Gamma_{DC}/2 - \pi/4 \pm \pi$

$$\begin{cases} T_{DC} &= \frac{1}{2} \left[\frac{\Gamma_m^2}{4} \right] \approx 0 \\ T_\omega &= 0 \\ T_{2\omega} &= -\frac{1}{2} \left[\frac{\Gamma_m^2}{4} \right] \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{12} \right] \cos(2\omega_m t) \end{cases} \quad (2.39)$$

Ce point de fonctionnement correspond au point M'_0 de la courbe de la figure 2.4. Il correspond à la position de transmission maximale (ou minimale) de la composante continue. Pour ce point, il y a extinction de la composante fondamentale à ω_m , ainsi, seule existe la composante à l'harmonique $2\omega_m$. Ce point est appelé *point de doublement de fréquence*.

Ce point nous importe car l'amplitude de $T_{2\omega}$ de l'équation 2.39 est plus faible que l'amplitude de T_ω de 2.38. De ce fait, un déplacement du point M'_0 , provoquera l'apparition d'un signal à la pulsation ω .

Fonction de transfert

Afin de vérifier expérimentalement le comportement de la fonction de transfert, décrite par les équations précédentes, nous avons tracé la caractéristique de ce montage conformément à la figure 2.5. Nous avons commandé le modulateur électro-optique avec une tension comprise entre 0 et 740 volts. Un PC commande, via Labview, l'amplificateur DC de gain 110. L'intensité est mesurée à l'aide d'une photodiode amplifiée par un oscilloscope (Tektronic TDS3032B). L'enregistrement de la fonction de transfert est reporté sur la figure 2.6 De cette mesure, nous pouvons déduire la tension demi-onde $V_\pi = 380$ volts. Ce qui correspond assez bien à la valeur théorique avec une erreur de 7% :

$$V_\pi = \frac{\lambda}{n^3} \frac{d}{rL_1} = 353V \quad (2.40)$$

La figure 2.7 fournit les spectres de l'intensité en sortie du montage optique pour cinq points de fonctionnement lorsque le modulateur est alimenté par une tension continue V_{DC} et par une tension sinusoïdale de fréquence $f_m = \omega_m/2\pi = 1\text{kHz}$.

Nous pouvons tout d'abord constater que l'intensité statique varie bien avec la tension statique V_{DC} appliquée. Sur les graphes 2.7-d et 2.7-e, (corre-

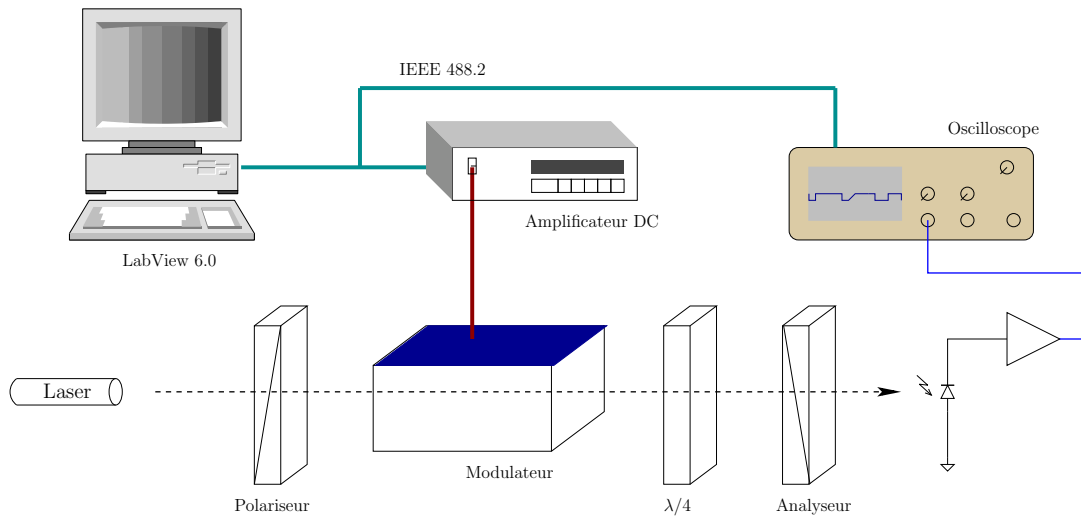


FIG. 2.5: Montage de mesure de la fonction de transfert en transmission

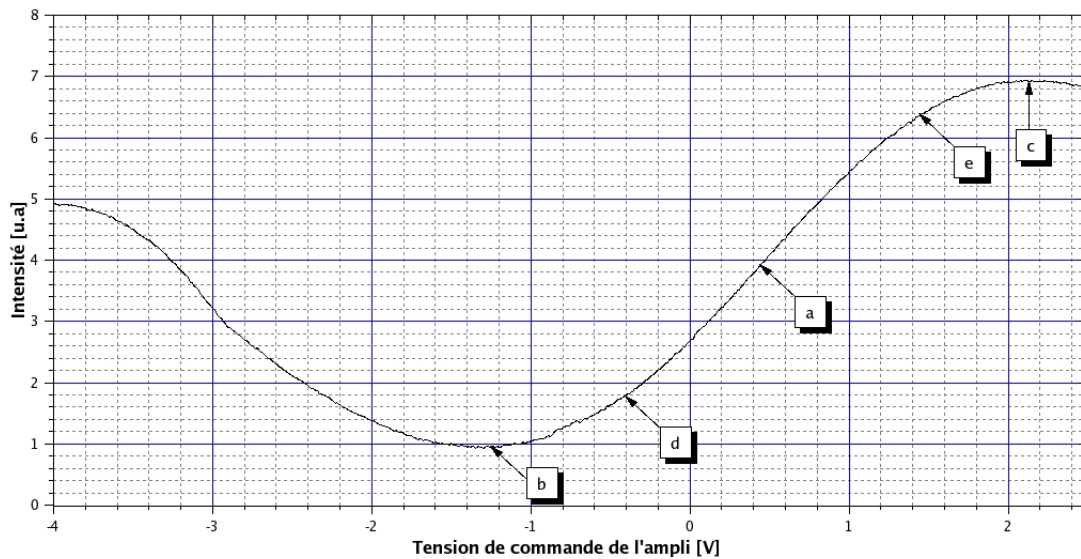


FIG. 2.6: Fonction de transfert du montage en transmission

spondant respectivement aux points *d* et *e* de la courbe 2.6) la tension V_{DC} a été légèrement augmentée. Nous voyons alors l'amplitude du fondamental du signal en f_m apparaître. Son amplitude est du même ordre de grandeur que l'amplitude de l'harmonique en $2f_m$ ce qui montre bien la sensibilité du point de fonctionnement au minimum et au maximum, vis-à-vis de l'amplitude du fondamental ω_m .

Ceci nous renseigne bien évidemment sur le choix du point de fonctionnement. En effet, puisque aux points *b* et *c* l'amplitude du fondamental f_m est nulle mais est d'amplitude quasi-égale à l'amplitude du signal en $2f_m$ lorsque le point de fonctionnement est légèrement décalé, il nous apparaît intéressant

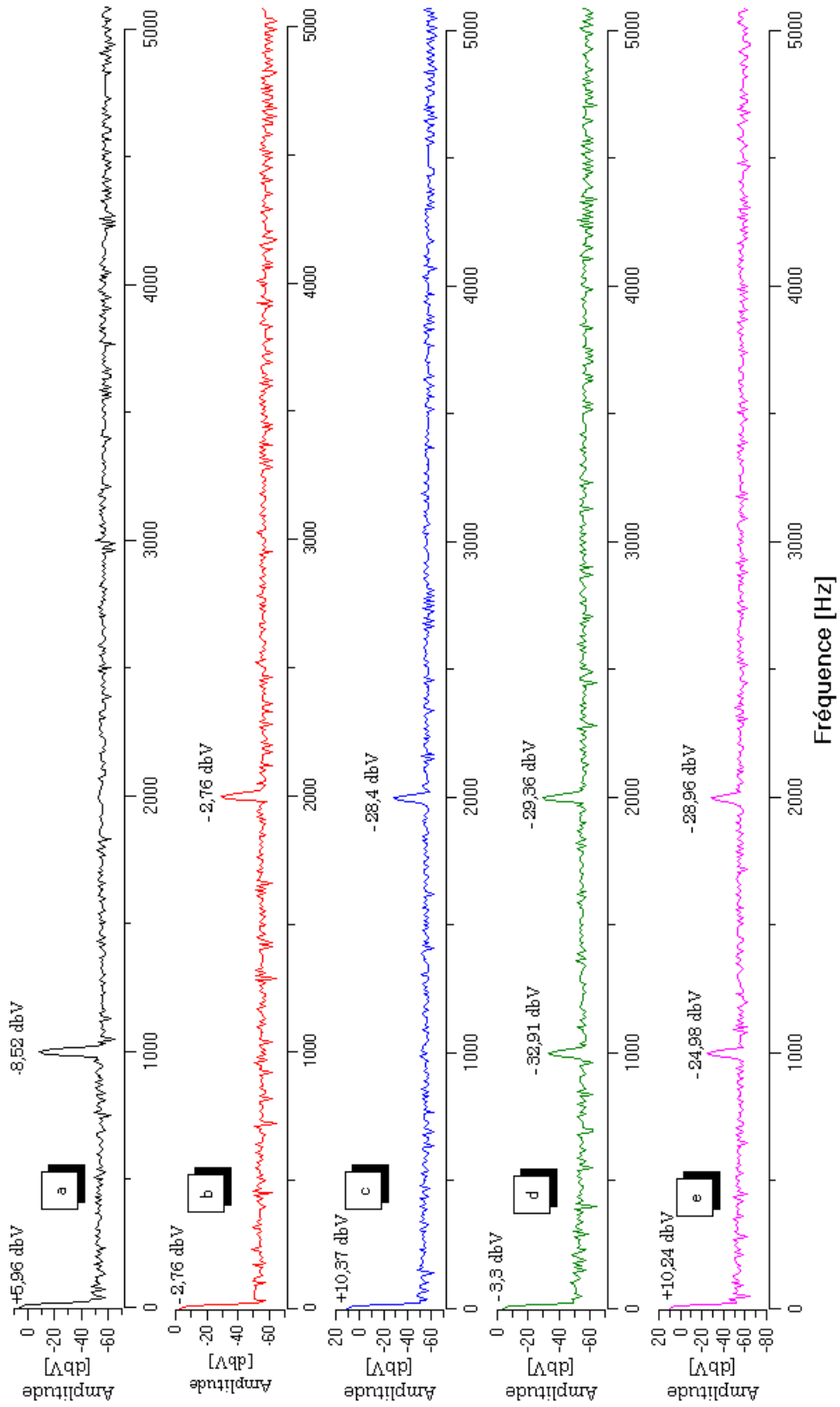


FIG. 2.7: Spectres du signal optique en fonction du point de fonctionnement

de choisir ce point de fonctionnement.

Le modulateur électro-optique permet donc de positionner le point de fonc-

tionnement sur la caractéristique de transfert, tout comme le permet la rotation de l'angle de l'analyseur. Cependant, la commande du modulateur est plus rapide que la commande des moteurs de l'analyseur. Nous utiliserons donc, pour le capteur, un modulateur électro-optique afin de fixer le point de fonctionnement par asservissement.

2.5 Ajout du cristal sonde dans le montage de Sénarmont en modulation

Le cristal sonde, est inséré dans le montage de Sénarmont comme indiqué figure 2.8. Les axes de référence de l'analyseur sont à un angle β des axes

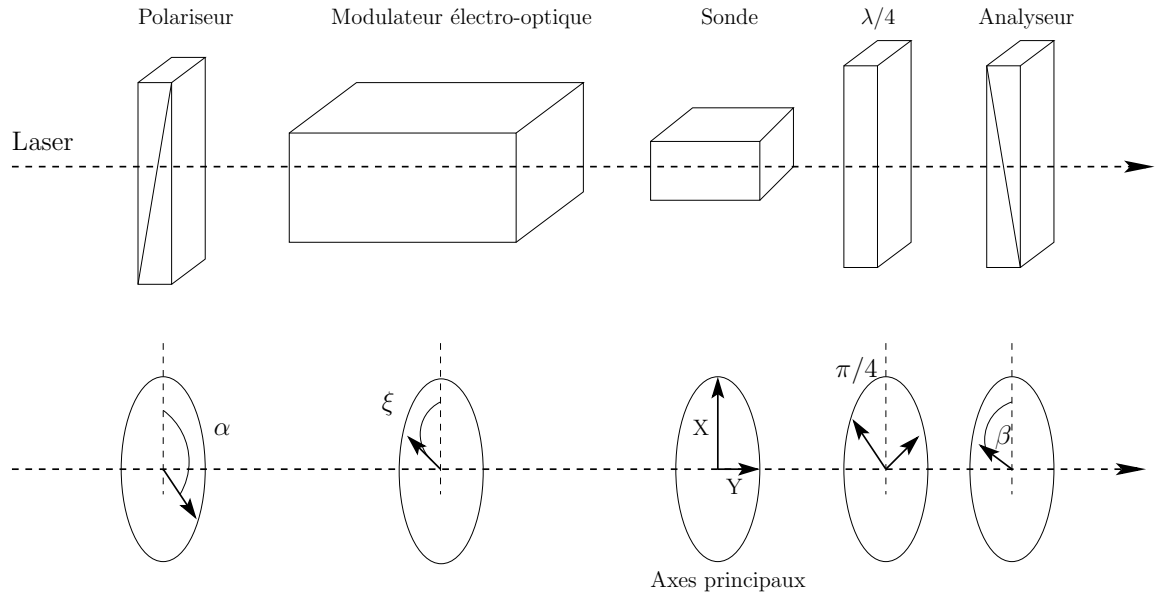


FIG. 2.8: Montage du capteur en transmission

principaux du modulateur. L'angle des axes du polariseur est à α et ceux du cristal sonde à un angle ξ . Dans cette configuration, le vecteur résultant en sortie du montage est :

$$\begin{pmatrix} A'_x \\ A'_y \end{pmatrix} = P_\beta Q_{45} J_0 M_\xi P_\alpha \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

où M_ξ est la matrice de Jones correspondant au cristal sonde qui introduit un retard de phase δ :

$$M_\xi = \begin{pmatrix} \cos^2 \xi e^{-i\delta/2} + \sin^2 \xi e^{i\delta/2} & \cos \xi \sin \xi (e^{-i\delta/2} - e^{i\delta/2}) \\ \cos \xi \sin \xi (e^{-i\delta/2} - e^{i\delta/2}) & \sin^2 \xi e^{-i\delta/2} + \cos^2 \xi e^{i\delta/2} \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

Soit :

$$\begin{pmatrix} A'_x \\ A'_y \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} p'_1 \cos \beta & p'_2 \sin \beta \\ p'_1 \cos \beta & p'_2 \sin \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

avec :

$$p'_1 = a + be^{\mp i\pi/2} \quad p'_2 = a^* e^{\mp i\pi/2} - b^* \quad (2.44)$$

où

$$\begin{aligned} a &= \cos^2 \xi e^{-i(\Gamma/2 \pm \beta + \delta/2)} + \sin^2 \xi e^{-i(\Gamma/2 \pm \beta - \delta/2)} \\ b &= \cos \xi \sin \xi e^{-i(\Gamma/2 \pm \beta - \delta/2)} - e^{-i(\Gamma/2 \pm \beta - \delta/2)} \end{aligned} \quad (2.45)$$

a^* et b^* sont les complexes conjugués de a et de b . En alignant, les axes du modulateur électro-optique et ceux du cristal sonde ($\xi = 0$), nous pouvons simplifier les expressions précédentes pour écrire la fonction de transfert T :

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2} [1 \mp \cos 2(\alpha + \xi) \sin 2\xi \sin(\Gamma \pm 2\beta) \pm \\ &\quad \sin 2(\alpha + \xi) \{ \cos \delta \cos 2\delta \sin(\Gamma \pm 2\beta) + \sin \delta \cos(\Gamma \pm 2\beta) \}] \end{aligned} \quad (2.46)$$

soit :

$$T = \frac{1}{2} \left[1 \pm \sin 2\alpha \sin (\Gamma \pm \delta \pm 2\beta) \right] \quad (2.47)$$

Cette expression nous montre, qu'en positionnant le polariseur à 45° alors, l'équation précédente se simplifie pour :

$$T = \frac{1}{2} \left[1 \pm \sin (\Gamma \pm \delta \pm 2\beta) \right] \quad (2.48)$$

Cette dernière équation est très similaire à l'équation 2.25, si ce n'est la présence de δ , déphasage induit par le cristal sonde. De plus, si l'angle de l'analyseur est à position constante (β constant) alors, *la variation de δ peut être compensée par une variation opposée de Γ* . Nous avons vu au paragraphe précédent que δ pouvait varier avec la variation d'un mesurande m . Si nous voulons appliquer le principe de la compensation vu au paragraphe précédent, il faut que :

$$\frac{d\Gamma}{dm} \pm \frac{d\delta}{dm} = 0 \quad (2.49)$$

Γ est proportionnel à la tension d'alimentation du modulateur électro-optique par la relation : $\Gamma = \frac{\pi V_{DC}}{V_\pi}$. δ est relié à la biréfringence naturelle du cristal par la relation : $\delta = \frac{2\pi L}{\lambda} \Delta n(T, \vec{E}, \sigma, \dots)$.

Le capteur développé est entièrement basé sur la propriété précédente : Toute variation du mesurande peut être compensée par une quantité opposée :

$$\partial \frac{\pi V_{DC}}{V_\pi} = \mp \partial \frac{2\pi L}{\lambda} \Delta n \quad (2.50)$$

Soit, pour la variation de biréfringence :

$$\partial \Delta n = \frac{\lambda \cdot \delta V_{DC}}{2 \cdot L \cdot V_\pi} \quad (2.51)$$

Nous pouvons déduire de cette équation qu'il faut choisir un modulateur électro-optique avec une tension V_{π} faible car la tension d'alimentation du modulateur V_{DC} est limitée par l'électronique de commande. De plus, un produit $(L \cdot \delta n)$ grand apportera une grande sensibilité. Un fonctionnement en réflexion du capteur doublerait cette longueur apparente L grâce au double passage du faisceau dans le modulateur.

Fonction de transfert en température

Afin de vérifier la relation linéaire théorique entre la tension d'alimentation du modulateur et la température, nous avons tracé la caractéristique de transfert du dispositif optique suivant la température et nous en avons déduit la caractéristique $T = f(V_{DC})$.

Nos mesures ont été réalisées avec un cristal sonde en KTP ($KTiOPO_4$). Le cristal capteur est placé dans une enceinte thermostatée (figure 2.9). La température interne de l'enceinte thermique contenant l'échantillon est contrôlée par un régulateur de température qui fournit une précision sur la valeur de $0,1^{\circ}\text{C}^1$.

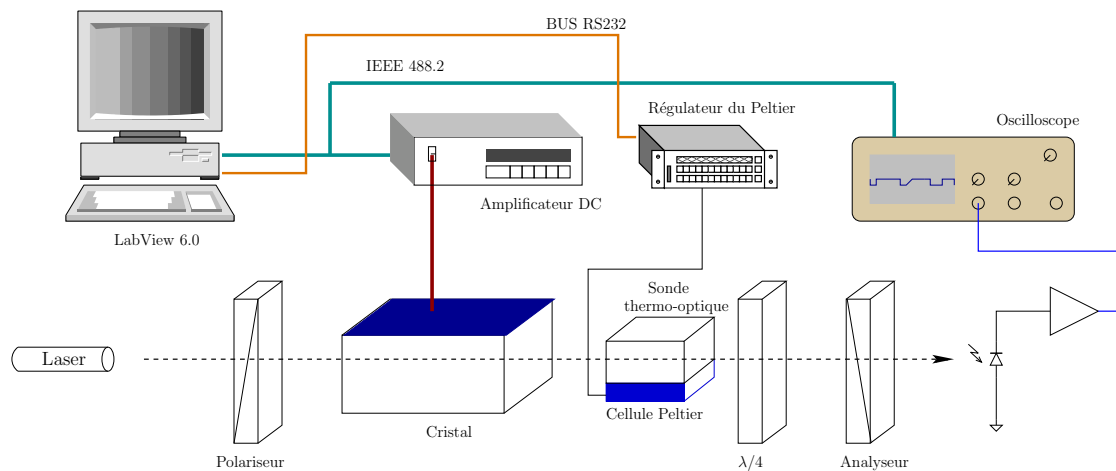


FIG. 2.9: Montage du capteur en transmission DC avec le cristal sonde thermostaté

Les courbes des figures 2.10 et 2.11 représentent la variation de l'intensité lumineuse statique en fonction de la température du cristal sonde. Ces deux courbes nous permettent de voir que l'intensité lumineuse varie bien suivant la loi en $\sin^2(T)$.

¹Marlow Industrie, Contrôleur PID Eurotherm intégré

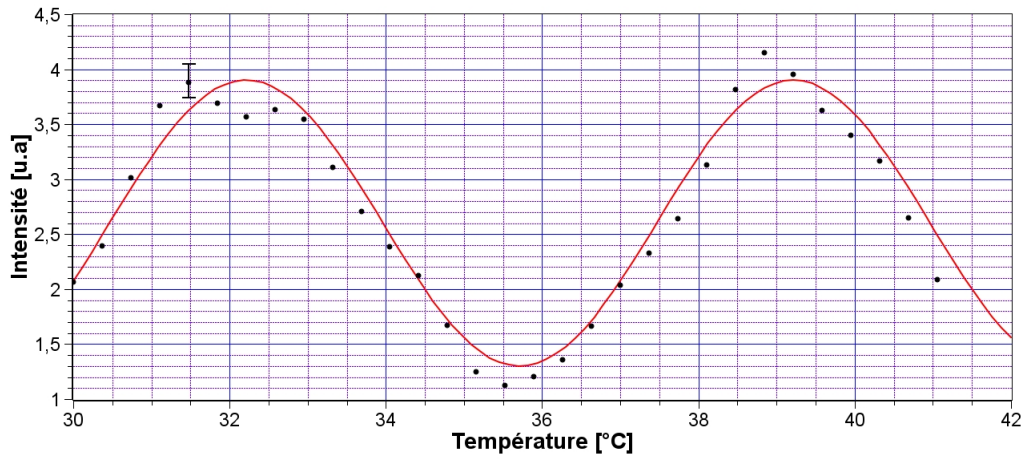


FIG. 2.10: Variation de la température entre 30 et 42°

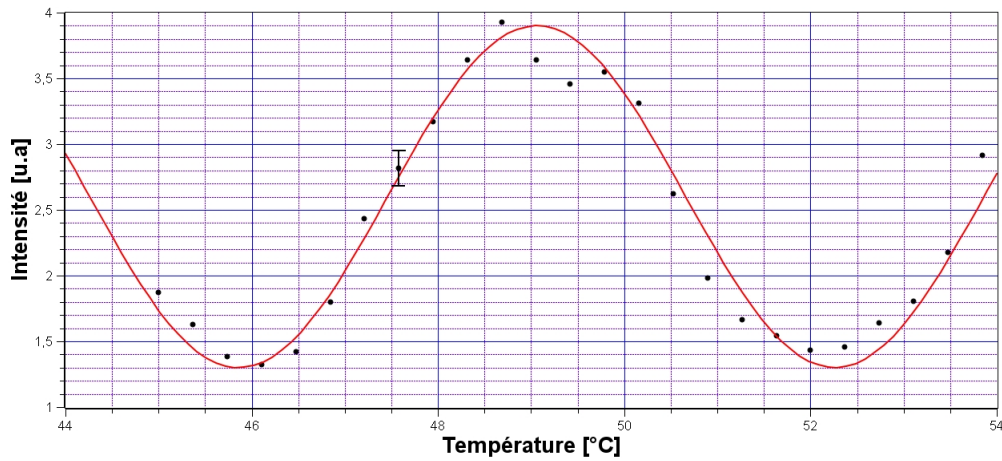


FIG. 2.11: Variation de la température entre 44 et 54°

Caractéristique température - tension de commande

À partir des résultats des figures 2.6 et 2.10, nous pouvons tracer la caractéristique $T = f(V_{DC})$ sur la courbe 2.12.

Nous avons limité la courbe à la plage de commande de l'amplificateur que nous avons réalisé ($-3V$ et $+3V$). Nous obtenons une droite de pente $0,95 \pm 0,044^{\circ}C/V$. En tout état de cause, la dépendance linéaire entre le déphasage et la température de la sonde est ici démontrée.

Définition de la température demi-onde

Par analogie avec la tension V_{π} , tension qui correspond à un déphasage de π , la température demi-onde est donnée par :

$$\Gamma = \frac{2 \cdot \pi \cdot L}{\lambda} \left(\frac{d\Delta n}{dT} \right) T_{\pi} = \pi \quad (2.52)$$

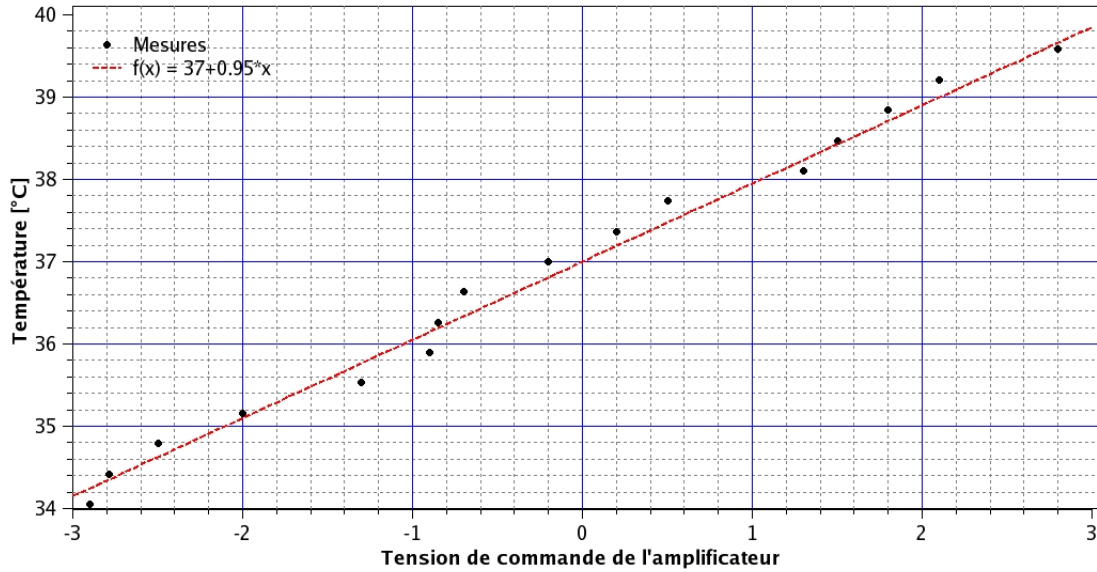


FIG. 2.12: Caractéristique de la température en fonction de la tension de commande de l'amplificateur

soit :

$$T_{\pi} = \frac{\lambda}{2 \cdot L \cdot \xi} \quad (2.53)$$

$\xi = d\Delta n/dT$ est le coefficient thermo-optique qui vaut, dans le cas du KTP, $2,64 \times 10^{-6} C^{-1}$. $\lambda = 633\text{nm}$ et $L = 10\text{mm}$.

Théoriquement, T_{π} vaut $11,9^{\circ}\text{C}$. La valeur expérimentale déduite de T_{π} est de $3,5^{\circ}\text{C}$, ce qui diffère de la valeur théorique.

Cette différence provient principalement du fait que la cellule thermostatée ne possède pas une enceinte homogène. De plus, le capteur (PT100) du contrôleur PID est très éloigné du cristal sonde, ce qui implique une plus grande erreur dûe au gradient thermique.

2.6 Fonctionnement en réflexion

Ce dispositif expérimental est le même montage que précédemment mais adapté en réflexion (figure 2.13). Il s'agit toujours du montage de Sénarmont où la lame $\lambda/4$ et l'analyseur ont été ramenés près de la source laser. La séparation entre l'onde incidente et l'onde réfléchie se fait à l'aide d'un cube séparateur non polarisant. Cette configuration est celle qui sera utilisée définitivement pour caractériser le capteur en particulier sa partie électronique au chapitre 4.

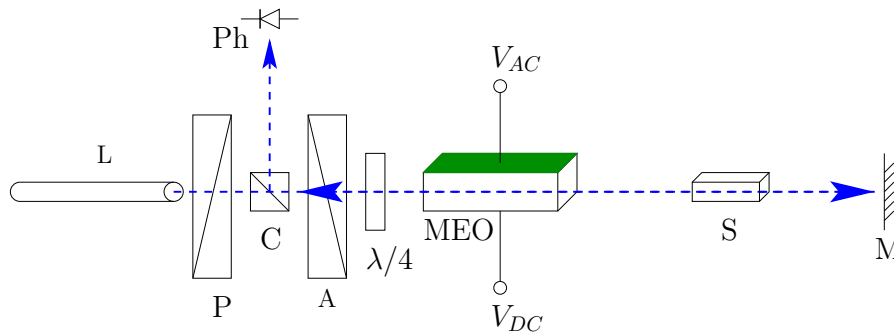


FIG. 2.13: Capteur en réflexion - L : Laser, P : Polariseur, C : Cube séparateur, Ph : Photodiode, A : Analyseur, $\lambda/4$: lame quart d'onde, MEO : Modulateur Électro-Optique, S : Sonde

2.6.1 Fonction de transfert

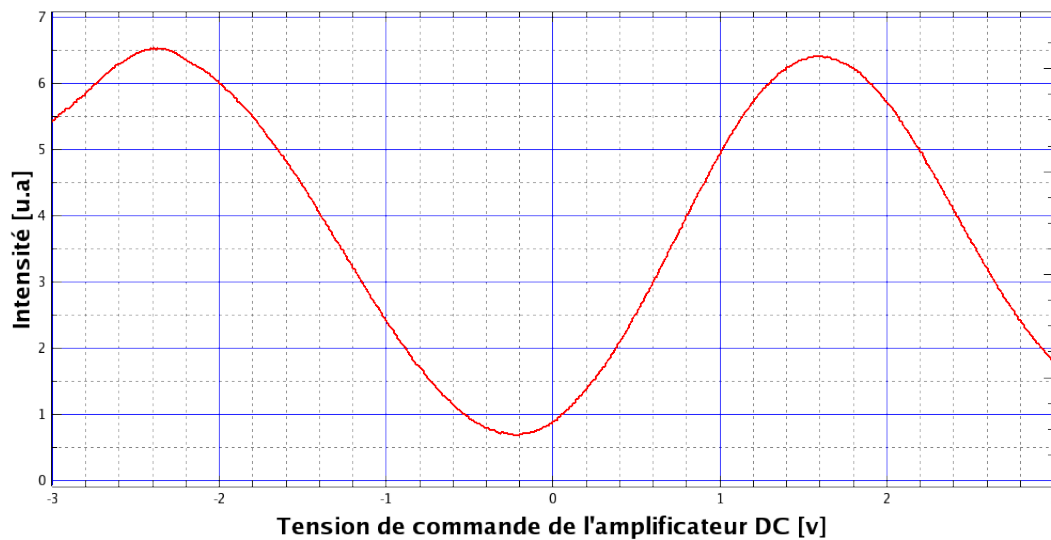


FIG. 2.14: Fonction de transfert du capteur en réflexion

La figure 2.14 montre l'évolution de l'intensité lumineuse à la sortie du dispositif expérimental en fonction de la tension continue appliquée au modulateur électro-optique. La tension V_π est ici, de 192V, ce qui correspond sensiblement à la moitié du V_π obtenue en transmission (380V).

2.6.2 Fonction de transfert en température

La valeur de T_π a diminué et est de $1,7^\circ\text{C}$, ce qui est une excellente valeur car elle doit être proche de la moitié de la valeur de T_π en transmission ($3,5^\circ\text{C}$).

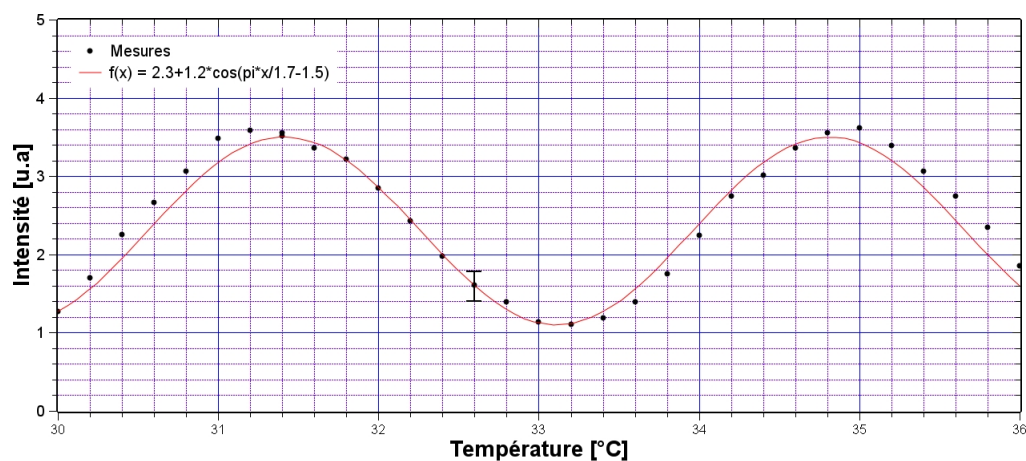


FIG. 2.15: Fonction de transfert du capteur en réflexion avec la sonde de température

2.6.3 Caractéristique température - tension de commande

À partir des 2 courbes 2.14 et 2.15, nous pouvons tracer la caractéristique $T = f(V_{DC})$ sur la courbe 2.16. Nous obtenons une sensibilité de $0,85 \pm$

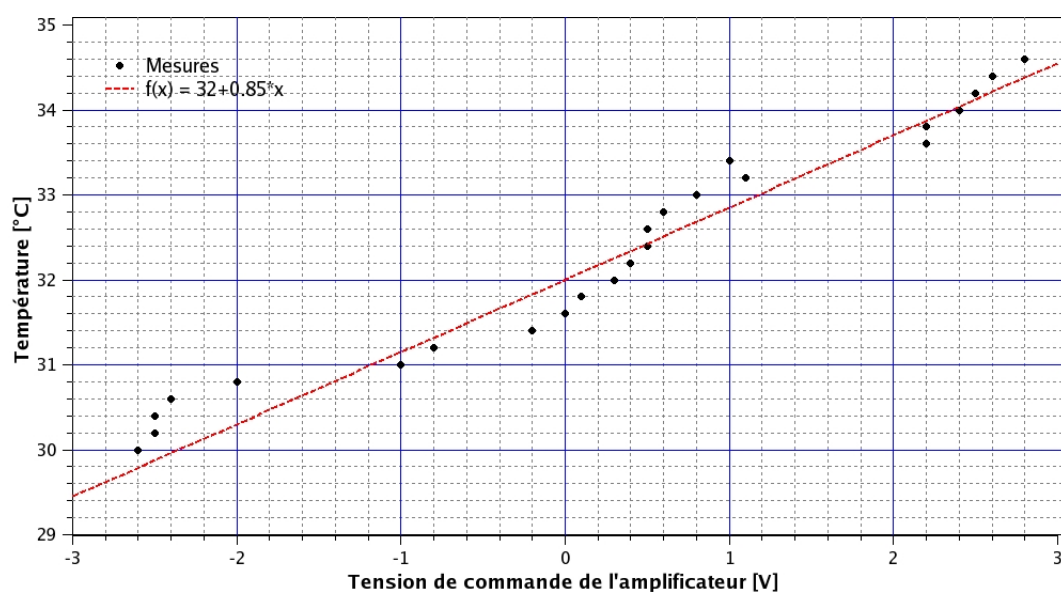


FIG. 2.16: Caractéristique de la température en fonction de la tension de commande de l'amplificateur

$0.72^\circ\text{C}/\text{V}$ quasiment identique à la sensibilité en transmission qui était de $0,93^\circ\text{C}/\text{V}$.

2.7 Fonctionnement en transmission avec fibre optique

Afin de valider une solution où le cristal sonde serait déporté, nous avons adapté le montage de Sénarmont en ajoutant une fibre optique. Le dispositif en transmission précédent est modifié pour permettre l'insertion d'une lame demi-onde et d'une fibre optique. La lame demi-onde nous permet d'ajuster, après la lame $\lambda/4$, la polarisation de l'onde lumineuse qui est couplée dans la fibre. Cette polarisation qui est linéaire doit en effet être orientée suivant l'axe préférentiel de la fibre. La fibre optique est une fibre à maintien de polarisation fabriquée par Newport et référencée S-SFV. Son cœur fait moins de $3\mu\text{m}$ de diamètre. Nous pouvons observer sur la figure 2.17, la forme du cœur de ce

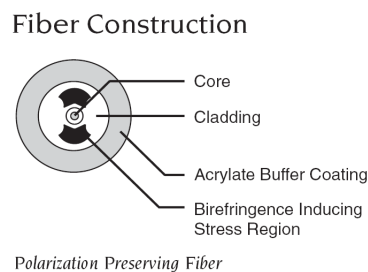


FIG. 2.17: Cœur d'une fibre Optique à maintien de polarisation

type de fibre, contrainte afin de permettre à l'onde de se propager suivant une seule polarisation.

2.7.1 Fonction de transfert

La figure 2.18 décrit le banc expérimental que nous avons caractérisé.

Mesure sans le cristal sonde

Nous avons relevé l'intensité sans le cristal sonde, en sortie du montage, en fonction de l'angle de analyseur pour plusieurs orientations de la lame $\lambda/2$. Les résultats obtenus sont reportés sur la figure 2.19. Nous pouvons constater que lorsque la polarisation couplée est correctement réglée, la fonction de transfert possède le maximum de contraste ($\Theta_{\lambda/2} = 110^\circ$).

Nous pouvons constater que la courbe à 60° possède le minimum de contraste (2,8%) tandis que les courbes à 110° et à 80° possèdent le maximum de contraste (15%). Ce qui correspond bien à ce que nous attendions puisque le

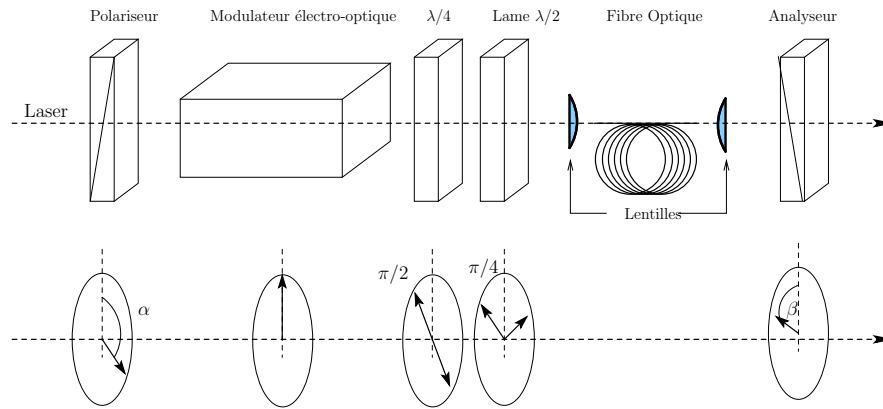


FIG. 2.18: Montage du capteur en transmission avec fibre Optique à maintien de polarisation

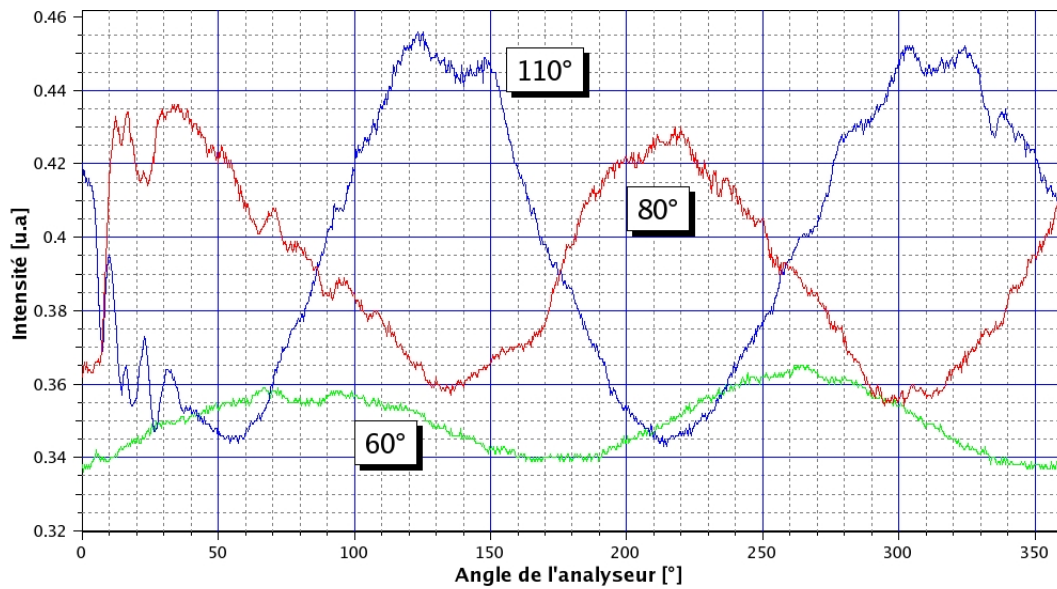


FIG. 2.19: Réseau de caractéristiques de la fonction de transfert du montage en fonction de l'angle de l'analyseur (abscisse) et de l'angle de la lame $\lambda/2$ (courbes)

minimum de contraste se situe à -45° du maximum. Nous avons donc choisi de positionner l'angle de la lame demi-onde à 110° afin de caractériser le montage avec une sonde en KTP (ce que nous allons voir dans la suite). La figure 2.20 montre le banc expérimental du capteur réalisé avec la fibre optique à maintien de polarisation.

Mesure avec le cristal sonde

Le montage précédent est conservé. Seul le cristal sonde, monté sur un support thermostaté (comme sur la figure 2.9) est inséré (figure 2.21). La



FIG. 2.20: Photo du banc expérimental du capteur en transmission avec fibre optique à maintien de polarisation

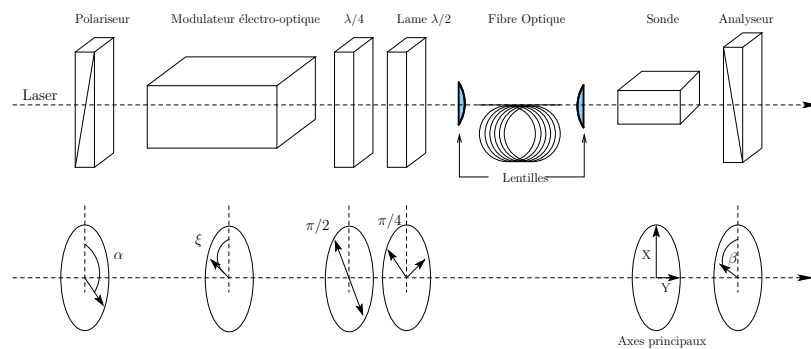


FIG. 2.21: Montage du capteur en transmission avec fibre optique à maintien de polarisation et la sonde de température (KTP)

température est réglée tous les 0.1°C à l'aide du régulateur Eurotherm. Les mesures ont été faites à température ambiante. De la figure 2.22, nous pouvons constater que nous retrouvons bien l'allure de la fonction de transfert telle que mesurée sans la fibre, bien que les mesures soient très bruitées du fait du signal très faible. La valeur de T_{π} est toujours de $3,5^{\circ}\text{C}$ environ, ce qui est en excellent accord avec la valeur déterminé au paragraphe 2.5.

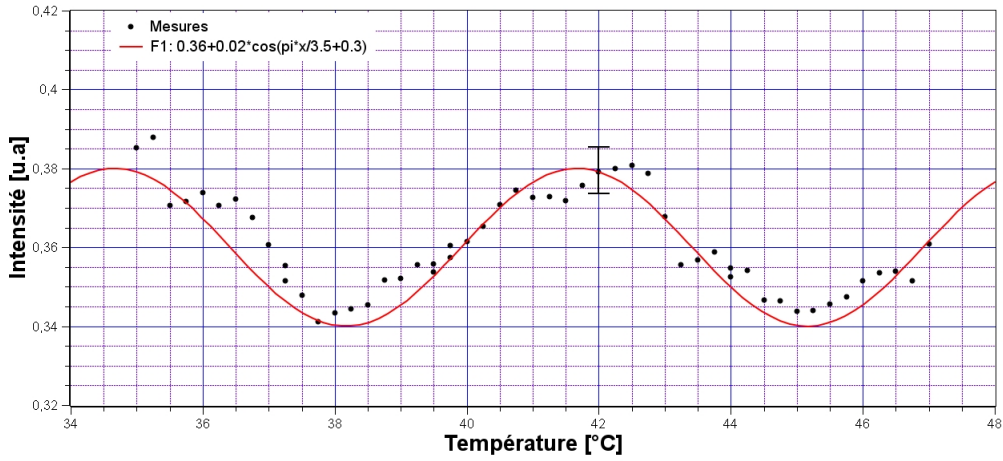


FIG. 2.22: Fonction de transfert du capteur en transmission avec fibre Optique à maintien de polarisation et sonde de température

2.7.2 Caractéristique température - tension de commande

À partir des 2 courbes 2.21 et 2.22, nous pouvons tracer la caractéristique $T = f(V_{DC})$ sur la courbe 2.23. Nous constatons que la valeur de la pente est de $1,1^{\circ}\text{C}/\text{V}$ ce qui est toujours en bon accord avec la valeur trouvée au paragraphe 2.5.

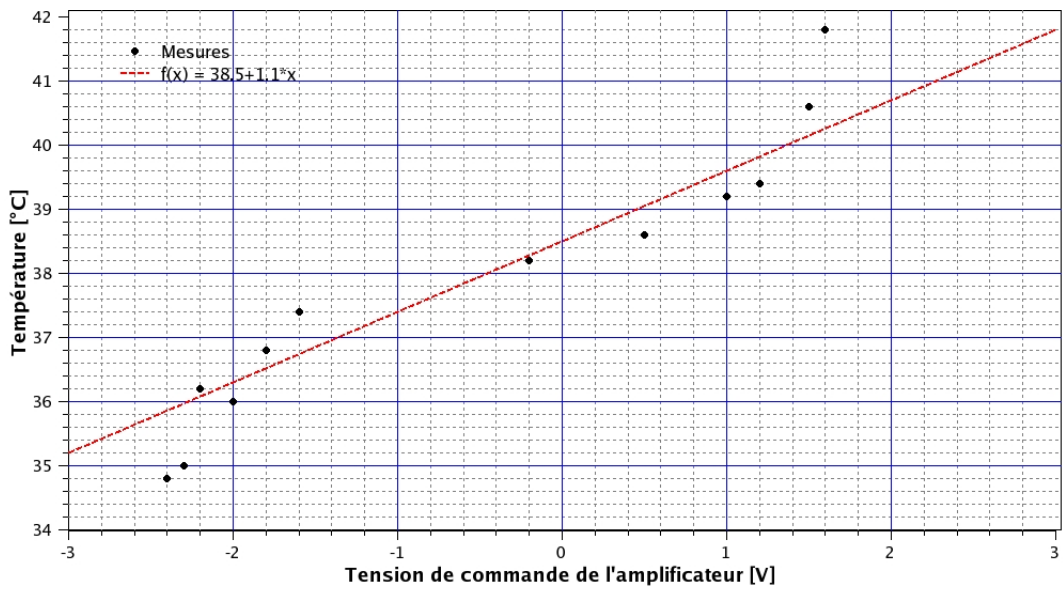


FIG. 2.23: Caractéristique de la température en fonction de la tension de commande de l'amplificateur

2.8 Fonctionnement en réflexion avec fibre optique et cristal sonde

À partir des études précédentes et pour nous approcher du montage réel, tel que nous l'envisageons dans la version finale, nous avons tenté de réaliser une mesure de la variation de température en réflexion selon la figure 2.24. Malheureusement, le couplage dans la fibre optique, au "retour" du faisceau s'est avéré impossible du fait de la trop faible intensité du faisceau en sortie de la fibre optique.

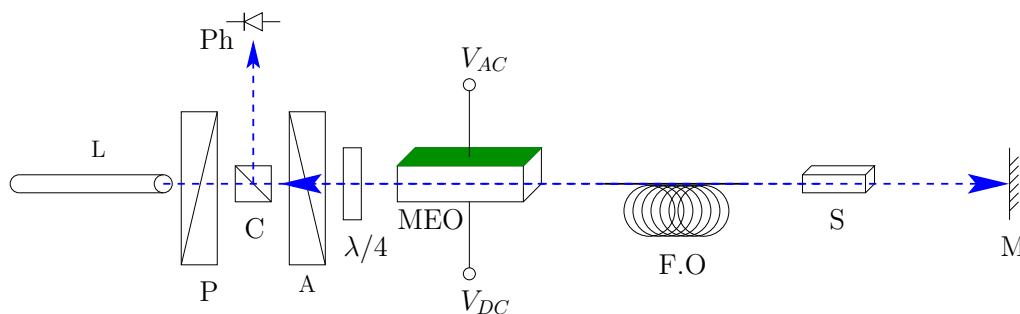


FIG. 2.24: Montage du capteur optique en configuration terminale : Fonctionnement en réflexion avec fibre optique à maintien de polarisation - L : Laser, Ph : Photodiode, C : Cube séparateur, P : Polariseur, A : Analyseur, $\lambda/4$: lame quart d'onde, MEO : Modulateur Électro-Optique, F.O : Fibre Optique, S : Sonde

2.9 Conclusion

Nous avons présenté différentes architectures afin de valider la partie instrumentation optique de notre capteur. La configuration avec fibre optique présente de nombreuses difficultés pratiques à mettre en œuvre. La mécanique disponible ne permet pas de couplage correct dans la fibre. La faisabilité de l'ajout d'une fibre optique à maintien de polarisation a cependant été montrée. Cette partie du capteur devra, de toute évidence, être sous-traitée à un industriel afin d'avoir une instrumentation optique de qualité. Le fonctionnement en réflexion sans fibre optique sera adopté pour les mesures électroniques et la caractérisation complète du capteur. Enfin, nous avons dressé ci-après, un tableau comparatif des 3 modes de fonctionnements étudiés : transmission, réflexion et transmission avec fibre optique.

Comparaison des fonctionnements en transmission et en réflexion

Paramètre	Transmission	Réflexion	Transmission avec fibre optique
V_π	380V	192V	380V
T_π	3,5°	1,7°	3,3°
Contraste	75%	80%	15%
Sensibilité	0,95°C/V	0,85°C/V	1,1°C/V

Chapitre 3

Instrumentation électronique

Sommaire

3.1	Introduction	53
3.1.1	Mesure par des techniques adaptées	53
3.1.2	Mesure des composantes harmoniques	55
3.2	Présentation de la partie électronique du capteur développé	56
3.3	L'alimentation sinusoïdale	57
3.3.1	Générateur de signaux	57
3.3.2	Amplification du signal sinusoïdal	57
3.4	L'amplificateur continu	58
3.4.1	Structure retenue	63
3.4.2	Conclusion	65
3.5	La détection synchrone	66
3.5.1	Réalisation pratique	66
3.5.2	Caractéristique statique	68
3.5.3	Caractéristique dynamique	69
3.6	Le comparateur	70
3.7	Le correcteur PID	71
3.7.1	Effet particulier de l'action intégrale	72
3.8	Fonctionnement en boucle fermée	72
3.9	Conclusion	73

3.1 Introduction

Après avoir déterminé le montage optique adéquat, en particulier, le choix du montage de Sénarmont en réflexion avec une compensation linéaire du déphasage dû à une variation de mesurande, par application d'une tension continue sur un modulateur électro-optique, nous devons, suivant le même raisonnement, déterminer l'électronique de commande qui appliquera cette tension continue et effectuera la compensation. Nous allons donc nous intéresser en détail au fonctionnement du montage de la chaîne électronique du capteur réalisé. Celle-ci permet l'asservissement sur un modèle classique en automatique linéaire de la transmittance du montage optique en un point particulier. Nous allons, dans un premier temps, nous intéresser aux techniques utilisées récemment pour la détection et la mesure de signaux optiques.

3.1.1 Mesure par des techniques adaptées

Ces techniques sont souvent un "mélange" des techniques directes et par détection synchrone vues au chapitre 2. Après l'amplificateur et le filtre, on trouve des montages multiplieurs dont le rôle est soit de discriminer plusieurs signaux entre-eux [42], soit de linéariser le signal issu de la photodiode. On peut citer, l'article de Minoni [43] dans lequel, via 2 multiplications (figure 3.1), il extrait le fondamental et le premier harmonique du signal afin de compter les franges d'interférences. Un autre système à 2 multiplieurs

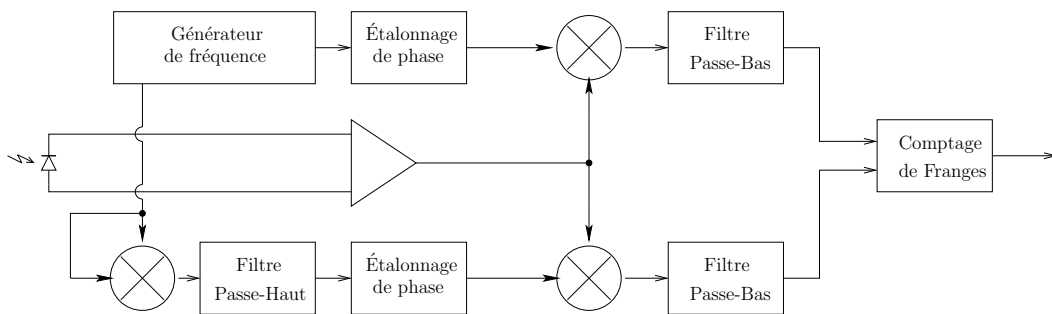


FIG. 3.1: Comptage de franges d'interférences à partir du fondamental et du première harmonique du signal optique

a été proposé par Link [44] afin de quantifier le retard de phase $\Delta\phi_h(t) = \phi^*(t) - \phi(t)$. Ceci est réalisé à partir de la recombinaison du signal $\Delta\phi_h(t) = \arctan \frac{y(t)}{x(t)}$, où $x(t)$ et $y(t)$ sont les composantes en sinus et en cosinus respec-

tivement. Le calcul aboutit à l'expression suivante :

$$\Delta\phi(t) \approx 0.5 \sin \rho [2\phi(t) - \sin 2\phi(t) + 1] \quad (3.1)$$

ρ est l'erreur de phase entre les deux signaux sinus et cosinus. Cette relation est résolue informatiquement. Elle permet d'obtenir une résolution inférieure au nanomètre. Enfin, citons les travaux de Lo & Hsu [45] qui, en utilisant aussi un schéma à 2 multiplieurs et une détection synchrone, permet de mesurer les variations de biréfringence. Ces auteurs utilisent le schéma de la figure 3.2. On peut écrire que :

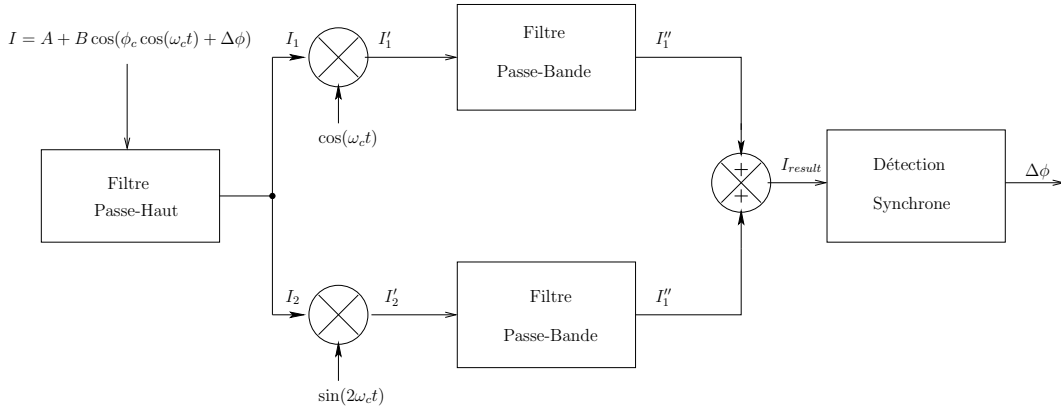


FIG. 3.2: Mesure de Biréfringence par montage à double mutliplieur et détection synchrone

$$I_1'' \approx -B J_2(\phi_c) \cos(\omega_c t) \cos(\Delta\phi) \quad (3.2)$$

$$I_2'' \approx B [J_3(\phi_c) - J_1(\phi_c)] \sin(\omega_c t) \sin(\Delta\phi) \quad (3.3)$$

La somme $I_1'' + I_2''$ vaut I_{result} , c'est à dire :

$$I_{result} = C [\cos(\omega_c t) \cos(\Delta\phi) + \sin(\omega_c t) \sin(\Delta\phi)] \quad (3.4)$$

si

$$-B J_2(\phi_c) = B [J_3(\phi_c) - J_1(\phi_c)] = C \quad (3.5)$$

Soit,

$$I_{result} = C \cos(\omega_c t - \Delta\phi) \quad (3.6)$$

Nous retrouvons, ici, une information $\Delta\phi$ aisément mesurable par détection.

3.1.2 Mesure des composantes harmoniques

Cette technique revient à faire une transformée de Fourier rapide (FFT) du signal issu de la photodiode. Cette méthode convient bien à la vélocimétrie Doppler. En utilisant 2 interféromètres, Allgeier [46] a conçu un capteur de vitesse de grande précision (figure 3.3). La fréquence Doppler, $f_d = \frac{2\nu n \cos \theta}{\lambda}$

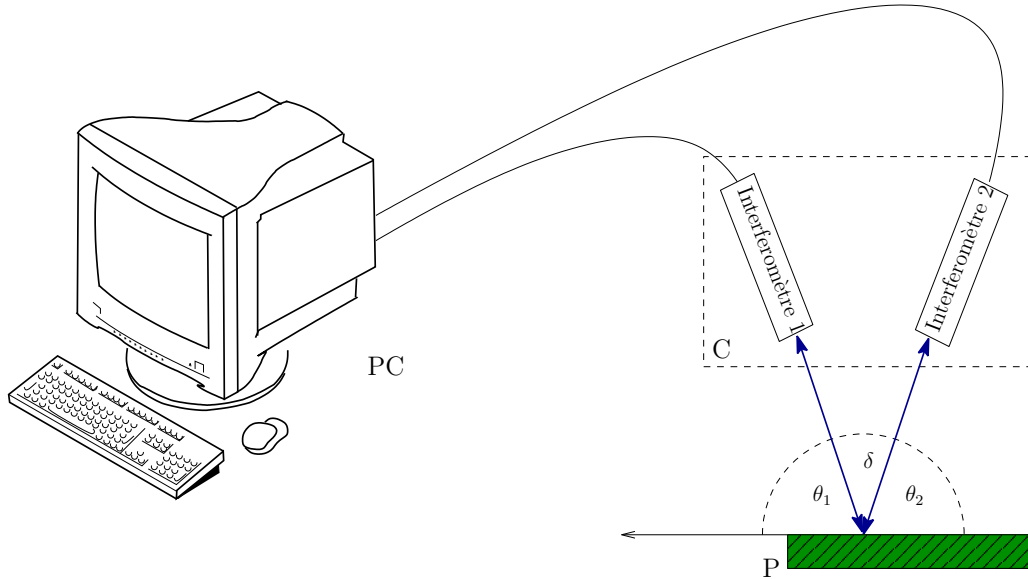


FIG. 3.3: Capteur de vitesse à double interféromètre - C : Capteur, P : Pièce en mouvement, PC : Ordinateur

est mesurée en sortie de chaque interféromètre. La configuration angulaire constante donne : $\theta_1 + \theta_2 + \delta = \pi$. Connaissant ces trois paramètres, on peut exprimer la vitesse comme étant :

$$\nu = \pm \frac{1}{2n} \sqrt{\frac{f_{d1}^2 \lambda_2^2 + f_{d2}^2 \lambda_1^2 + 2f_{d1}^2 \lambda_1^2 f_{d2}^2 \lambda_2^2 \cos \delta}{\sin^2 \delta}}$$

L'ordinateur, via une carte d'acquisition Analogique/Numérique, réalise la transformée de Fourier Rapide et mesure les fréquences Doppler. Un capteur très original a été proposé par Rodriguez-Asomoza [47]. Sur les électrodes d'un interféromètre de Mach-Zehnder, il a fixé une antenne radio-fréquence (RF) accordée entre $915MHz$ et $950MHz$. La variation de champ électrique, modifie la marche de phase et l'intensité lumineuse est alors portée à la fréquence RF. La variation de tension RF en sortie de la photodiode, est proportionnelle à l'amplitude du champ électrique. Cette technique nécessite un traitement du signal, certes classique mais onéreux.

3.2 Présentation de la partie électronique du capteur développé

Le montage optique est constitué par le montage de Sénarmont modifié comme nous l'avons vu au chapitre précédent. L'aspect électronique du montage optique concerne le système de détection constitué d'une photodiode et d'un amplificateur à transimpédance ainsi que du modulateur électro-optique. Celui-ci est alimenté par deux signaux électriques, une tension sinusoïdale de

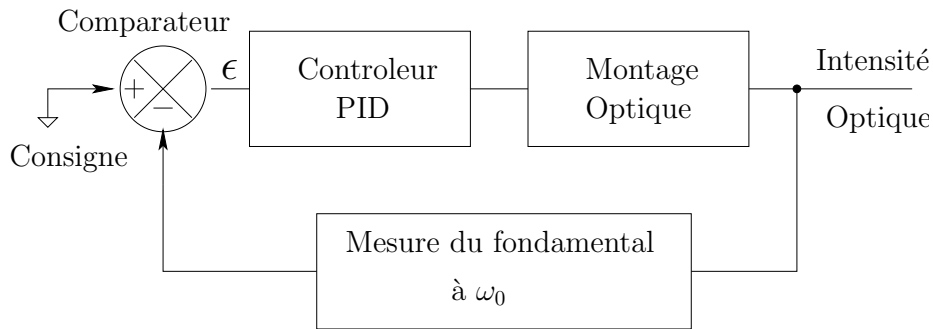


FIG. 3.4: Chaîne électronique conçue pour l'asservissement du capteur

plusieurs dizaines de volts d'amplitude et une tension continue variable de plusieurs centaines de volts. Le système de détection convertit l'intensité optique du faisceau lumineux et la transforme en tension.

Le comparateur et le correcteur PID, constituent le bloc *régulation* fondamental au fonctionnement du capteur, qui permettra de connaître, en sortie du correcteur PID, la tension nécessaire à la compensation de la variation du mesurande et qui conduira donc à la valeur de ce dernier. Le schéma synoptique que nous allons étudier peut se mettre sous une forme plus complète que celle de la figure 3.4. Sur la figure 3.5, nous avons mis en évidence, le modulateur électro-optique et ses deux alimentations, le système de détection et la détection synchrone qui permet la mesure de l'amplitude du signal à la pulsation ω_0 . Le générateur de signaux possède deux sorties : une tension sinusoïdale qui attaque le modulateur via un transformateur et une tension triangulaire pour la commande de l'amplificateur continu à modulateur de largeur d'impulsion (MLI). La sortie sinusoïdale attaque également la détection synchrone.

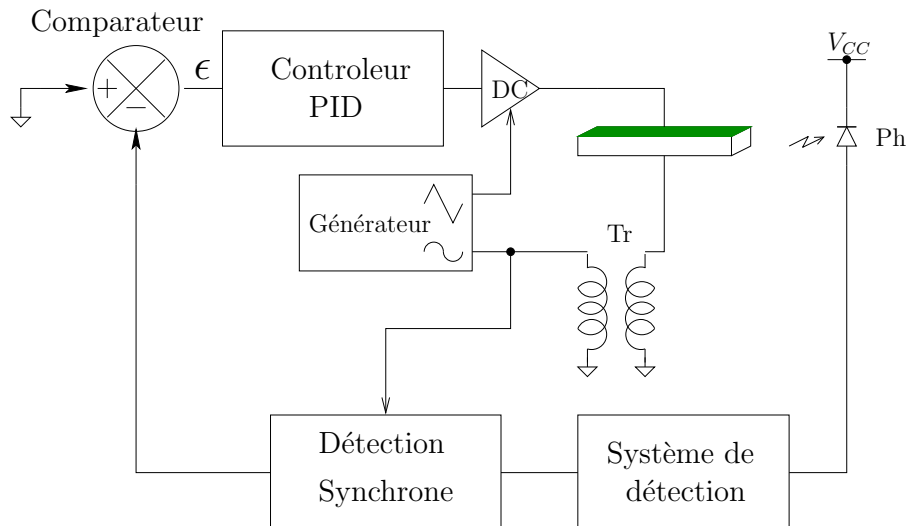


FIG. 3.5: Schéma de la chaîne électronique faisant apparaître les alimentations du modulateur électro-optique

3.3 L'alimentation sinusoïdale

3.3.1 Générateur de signaux

Le générateur est constitué par un circuit intégré classique : le XR2206 de EXAR Industries. Nous avons fixé par un circuit RC, sa fréquence d'oscillation à 20,7kHz. Ce circuit possède 3 sorties, sinusoïdale, triangulaire et carré. Le signal sinusoïdal généré présente un peu de distorsion comme on peut le constater sur la figure 3.6 où nous pouvons observer deux harmoniques à 41,4kHz et à 62,1kHz. Ces harmoniques possèdent des amplitudes atténuées de près de 30dB et 40dB respectivement. Cette distorsion ne constitue pas un inconvénient pour deux raisons, le transformateur Tr, possède comme on le verra, une fréquence de coupure haute proche de 25kHz et de ce fait, les harmoniques double et triple seront très atténuées. De plus, puisque l'asservissement se fait sur le fondamental du signal uniquement, les autres harmoniques n'ont aucune influence sur la mesure.

3.3.2 Amplification du signal sinusoïdal

L'amplification est réalisée par un transformateur Tr de rapport 10. Nous avons mesuré en sortie du transformateur, la valeur efficace du signal amplifié sur une durée de 15min. Nous pouvons déduire de la figure 3.7 que la stabilité est de $\pm 0,8\%$. De même, la dérive en fréquence (figure 3.8 est très faible et égale à $\pm 0,8\%$. En tout état de cause, une quelconque dérive fréquentielle

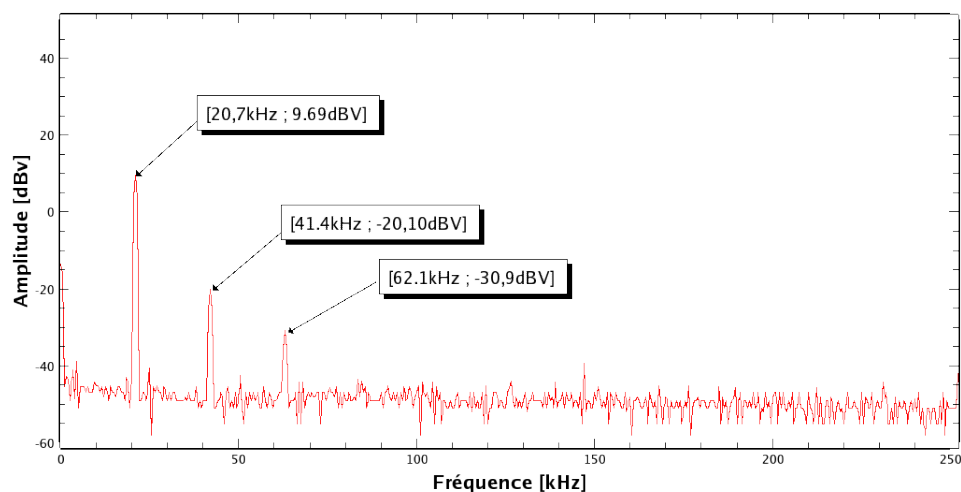


FIG. 3.6: Harmoniques du signal de la figure de modulation

n'aurait eu aucune répercussion sur la qualité de l'asservissement puisque la détection du fondamental se fait de façon *synchrone* sur cette même fréquence.

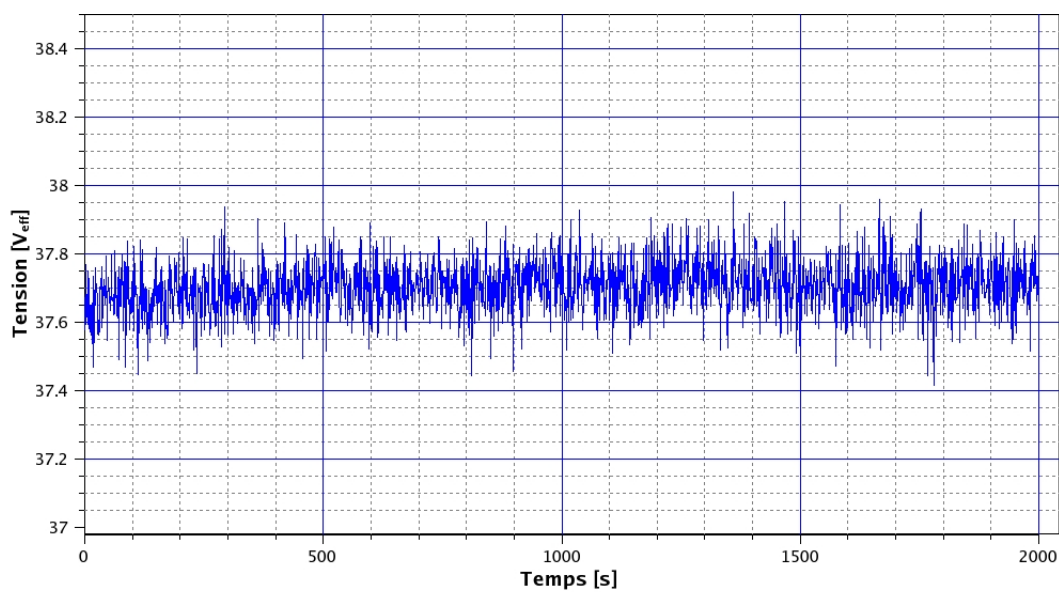


FIG. 3.7: Évolution de l'amplitude du signal de sortie du générateur mesuré après le transformateur

3.4 L'amplificateur continu

L'amplificateur continu est articulé autour d'une alimentation DC-DC (CA05P) de chez EMCO, fournissant une tension continue variable entre 0 et 500V pour une commande comprise entre 0 et 5V. Les temps de montée

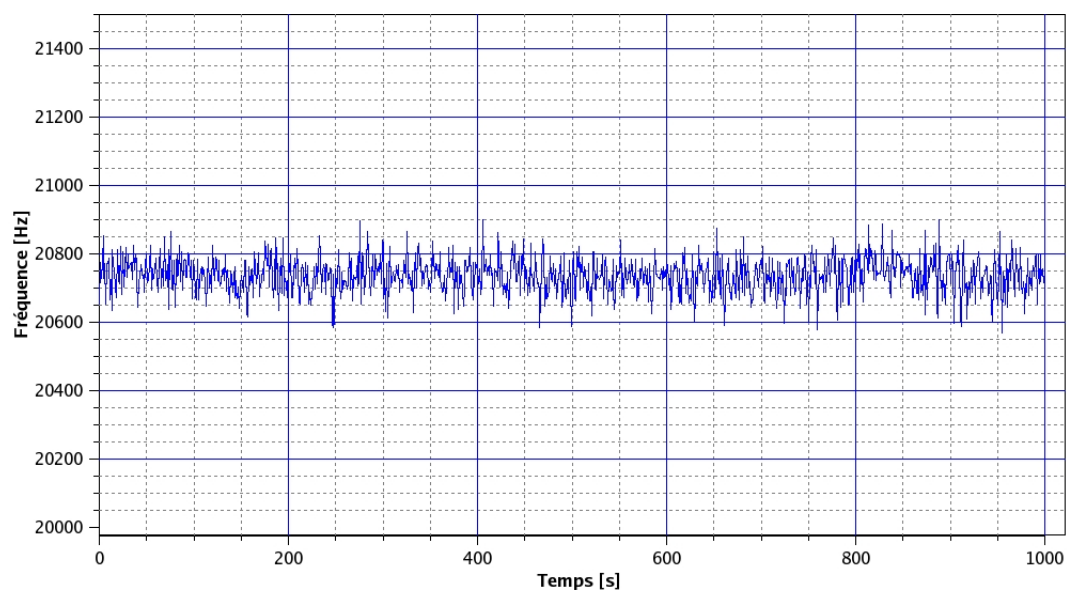


FIG. 3.8: Évolution de la fréquence du signal de sortie du générateur mesuré après le transformateur

et de descente sont, d'après le constructeur de 25ms et 35ms respectivement. Nous avons, dans un premier temps, conçu l'amplificateur DC avec deux circuits CA05 afin d'avoir une grande gamme de tension de commande comprise en 0V et 1000V. Nous avons étudié en détail ce montage afin de nous assurer des performances indiquées par le constructeur. Pour cela, nous avons considéré le montage de la figure 3.9.

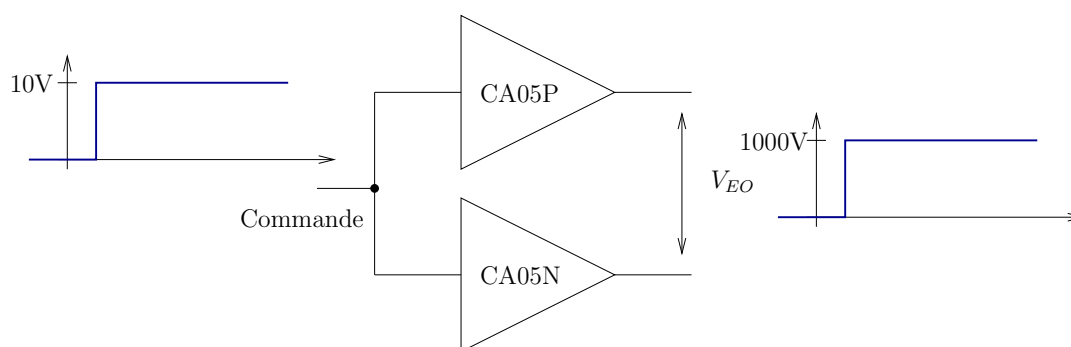


FIG. 3.9: Montage de test du circuit CA05 (La version P fourni une tension positive et la version N fourni une tension négative)

Caractéristique statique

Afin de nous assurer de la linéarité, nous avons appliqué une tension continue variable entre 0 et 10V et tracé (cf figure 3.10) la caractéristique de

transfert statique du montage. Nous pouvons observer la bonne linéarité même si l'amplification annoncée de 100 n'est que de 80.

Caractéristique dynamique

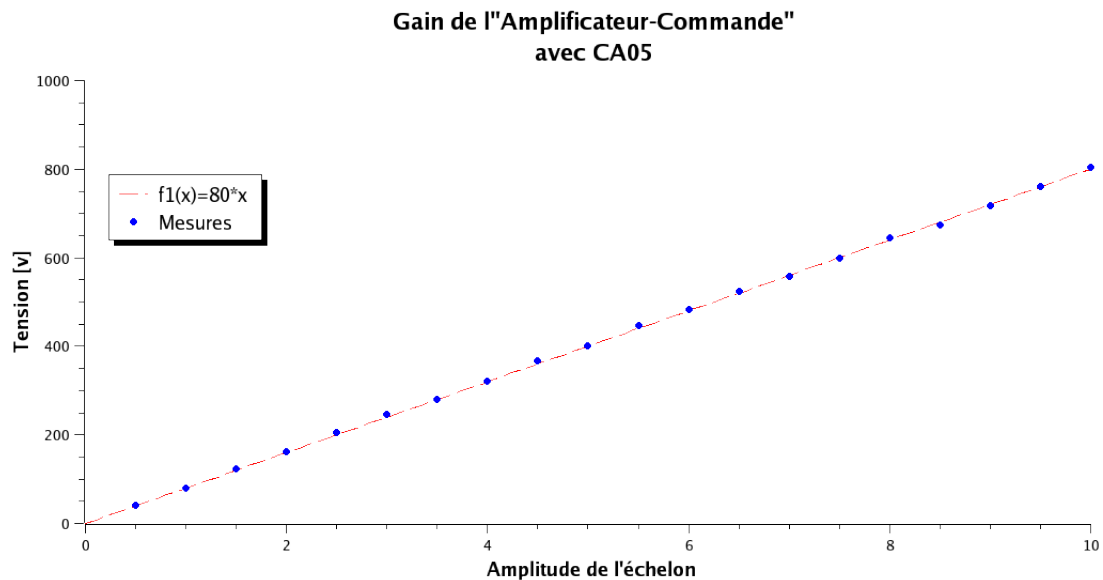


FIG. 3.10: Stabilité de la tension efficace en sortie du transformateur

Nous avons ensuite caractérisé les temps de montée et de descente en appliquant un échelon d'amplitude variable afin de vérifier les performances annoncées par le constructeur (fire 3.11). Nous pouvons observer sur la fig-

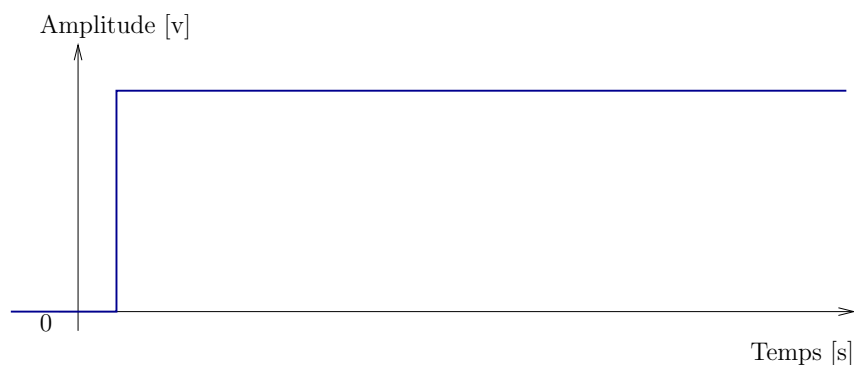


FIG. 3.11: Echelon de commande de l'amplificateur DC

ure 3.12 que les temps annoncés par le constructeur ne sont absolument pas respectés puisque les temps mesurés vont de 0,3s pour le plus court à 33s pour le plus élevé. D'autre part, la grande dépendance du temps de réponse avec l'amplitude de l'échelon, ne permet pas un fonctionnement linéaire du

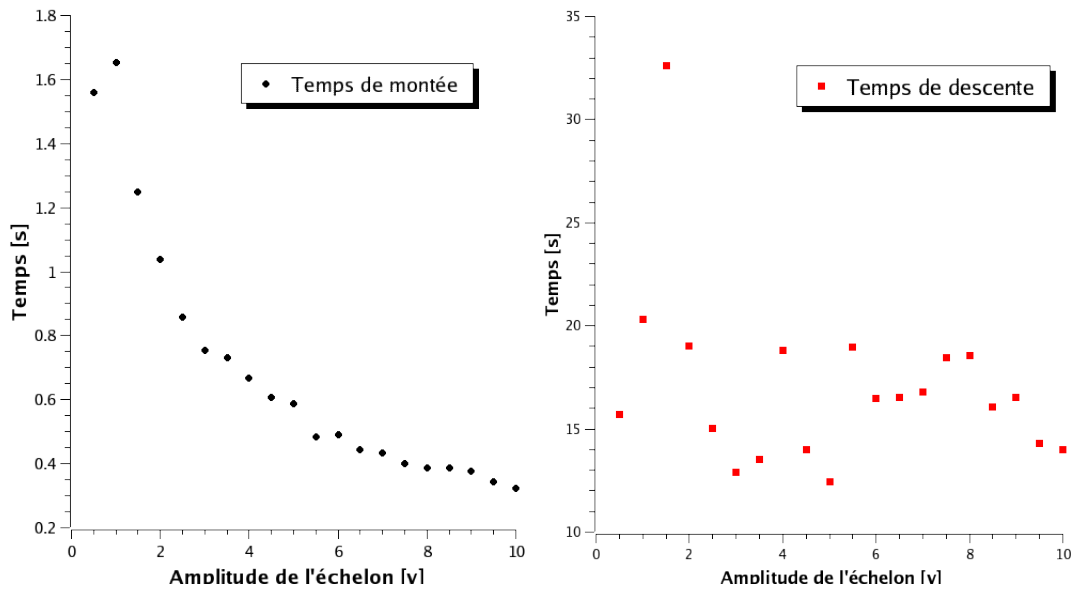


FIG. 3.12: Temps de montée et de descente suivant l'amplitude de l'échelon de commande

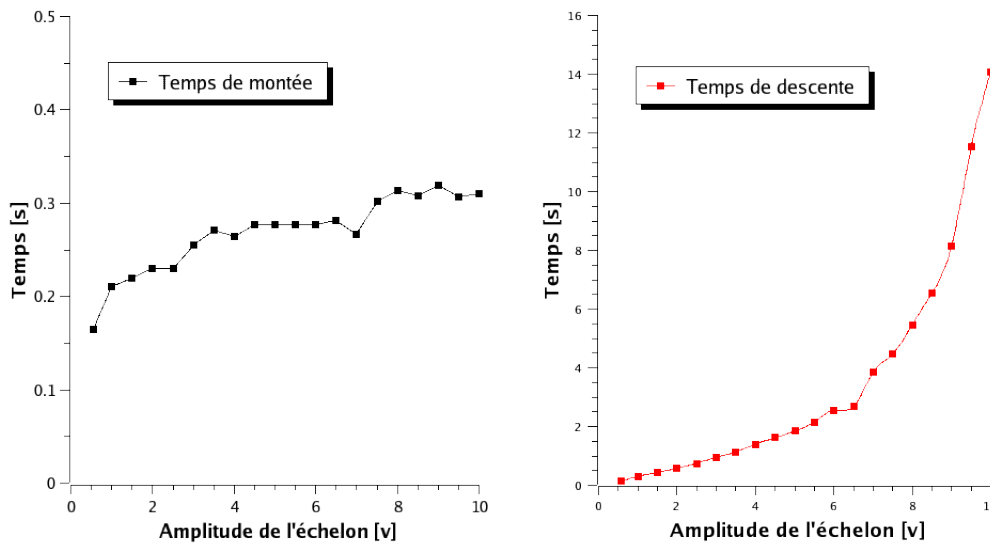


FIG. 3.13: Temps de montée et de descente suivant l'amplitude de l'échelon de commande

capteur. Cette dépendance s'atténue quelque peu (figure 3.13) si on ajoute une tension de décalage de +5V à l'échelon.

Nous avons cherché à comprendre le fonctionnement de ce circuit à partir du schéma synoptique donné par le constructeur et reporté sur la figure 3.14. Ce schéma a été simulé avec SPICE en prenant, pour l'oscillateur, une fréquence de 250kHz (fréquence typique donnée par le constructeur), un transformateur de rapport de transformation de 10, une diode Shottky comme re-

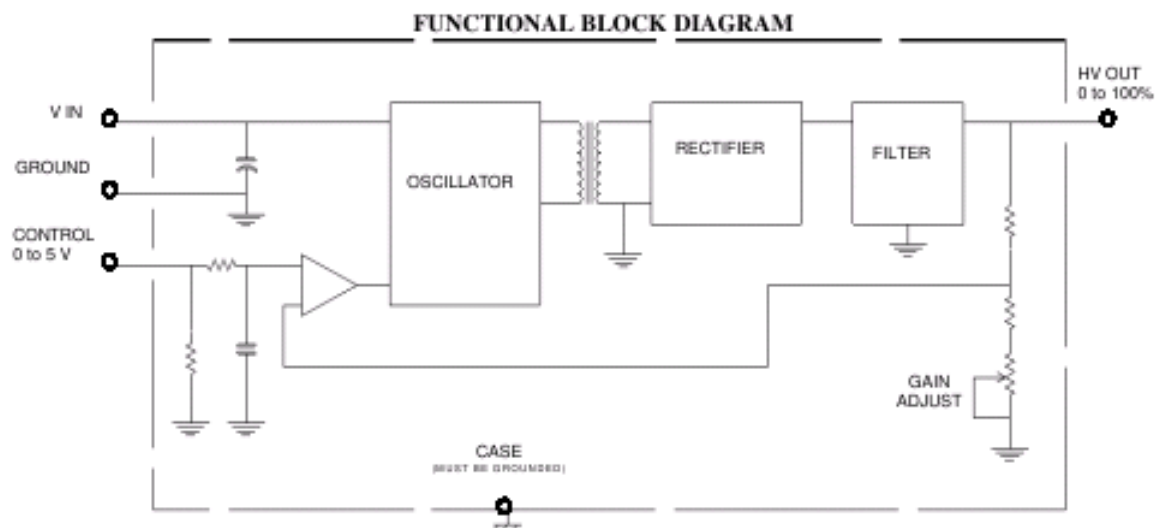


FIG. 3.14: Schéma de principe du circuit CA05

dresseur (rectifier) et un condensateur en parallèle avec une résistance comme filtre. La constante de temps de ce filtre a été fixé à 14s. Le résultat, en terme de tension de sortie, est représenté figure 3.15. Le temps de montée que l'on peut en déduire est de 150ms et le temps de descente n'est pas quantifiable. En

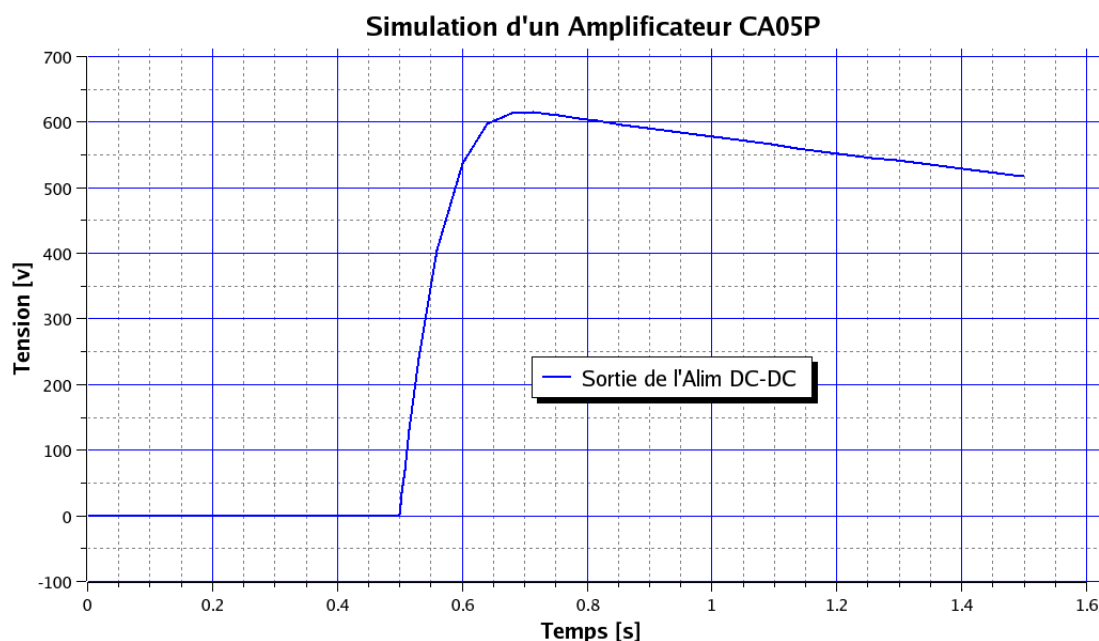


FIG. 3.15: Courbe de sortie du circuit CA05P simulé à l'aide de SPICE

tout état de cause, il correspond à la constante de temps du circuit R-C. Nous pouvons remarquer que les temps de montée et de descente correspondent tout à fait à ceux mesurés précédemment.

Cette simulation nous permet de comprendre pourquoi le fonctionnement n'était pas celui attendu et indiqué par le constructeur. La structure utilisée n'autorise absolument pas de temps de réponse court (proche de 100ms) en particulier pour le temps de descente où le circuit RC de sortie filtre le signal à 250kHz et possède une fréquence de coupure basse et donc un temps de réponse long. Cette configuration du montage ne convenant pas, nous avons choisi un montage plus fiable, que nous allons décrire dans la suite.

3.4.1 Structure retenue

Pour cette seconde solution, nous avons choisi de réaliser l'amplificateur continu, en utilisant le circuit CA05 comme tension d'alimentation constante d'un amplificateur à découpage. Le principe est explicité figure 3.16. Le com-

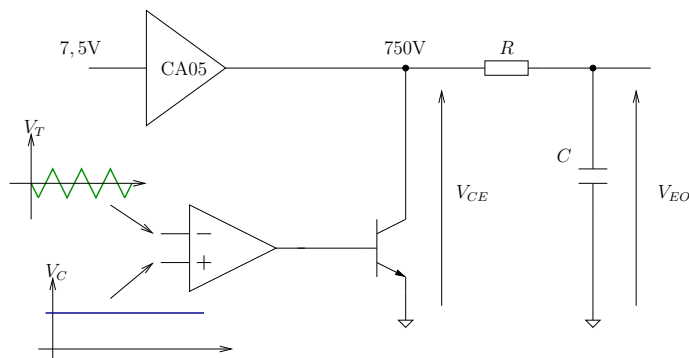


FIG. 3.16: Schéma de principe de l'alimentation DC réalisée

parateur fournit à la base du transistor, un signal carré d'amplitude $\pm 15\text{V}$ et de fréquence fixe, celle fournie par le générateur de signal triangulaire V_T à 20,7kHz. Le rapport cyclique est variable avec la tension continue de commande V_C . En V_{EO} , nous obtenons aussi le même signal carré mais compris entre 0 et 750V. Le circuit RC permet de ne conserver que la composante continue, proportionnelle à V_C . Le transistor est un BU505 fabriqué par Philips, supportant une forte tension $V_{CE_{max}}$ de l'ordre de 800V. La figure 3.17, montre les courbes caractéristiques à différents endroits du montage.

Caractéristique statique

Nous avons tracé figure 3.18 en fonction de la tension V_C , la tension de l'amplificateur en V_{EO} . Nous pouvons observer que la zone de fonctionnement linéaire se situe entre -3 et $+3$ volts, pour une tension de sortie comprise entre 80 et 740V. La zone linéaire de fonctionnement correspondant à l'amplification de l'amplificateur réalisé qui est de 110.

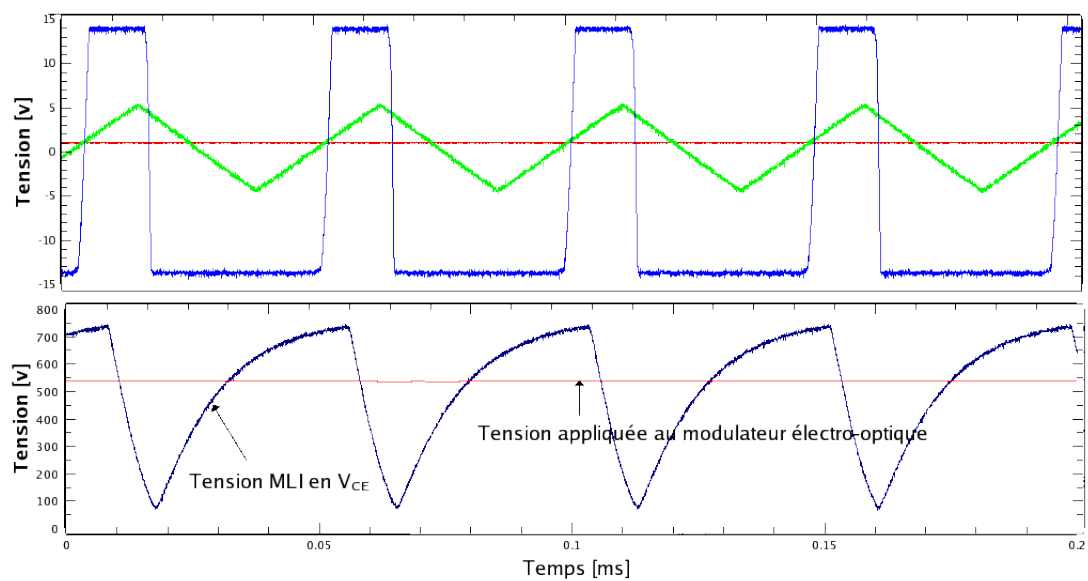


FIG. 3.17: Courbes caractéristiques décrivant le fonctionnement de l'amplificateur à MLI

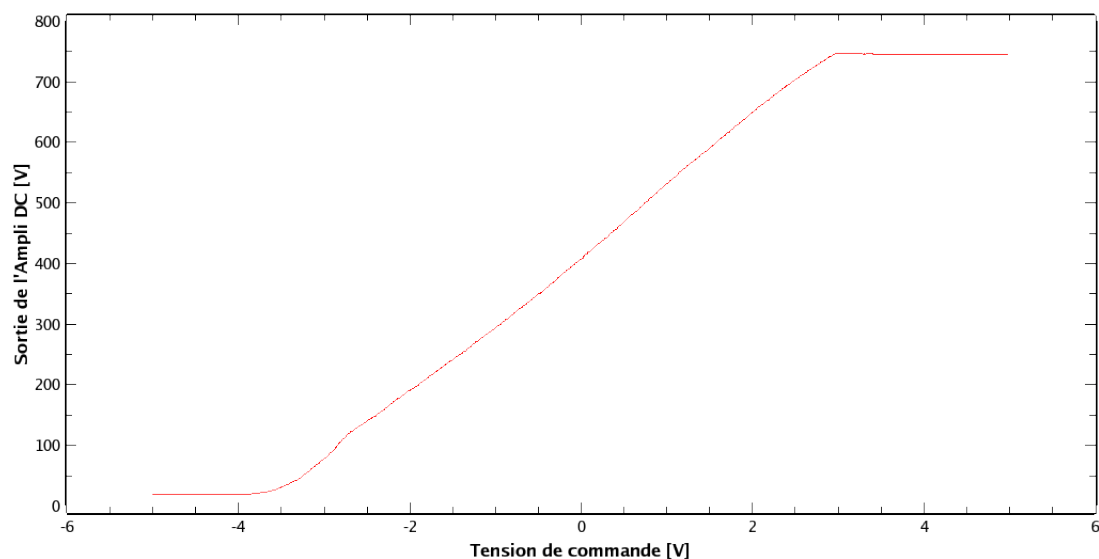


FIG. 3.18: Caractéristique statique de l'amplificateur DC à Modulation de Largeur d'Impulsion

Caractéristique dynamique

Nous nous sommes ensuite intéressé au comportement dynamique de ce circuit et nous avons pu vérifier que le temps de réponse était grandement amélioré par rapport au montage précédent. La figure 3.19, montre une courbe caractéristique dont on peut déduire le temps de montée et constater qu'il est de l'ordre de 20ms, ce qui correspond à un temps de réponse de 100ms. Le

tableau 3.1 résume pour différents points de la caractéristique de la figure 3.18, les temps de montée et de descente.

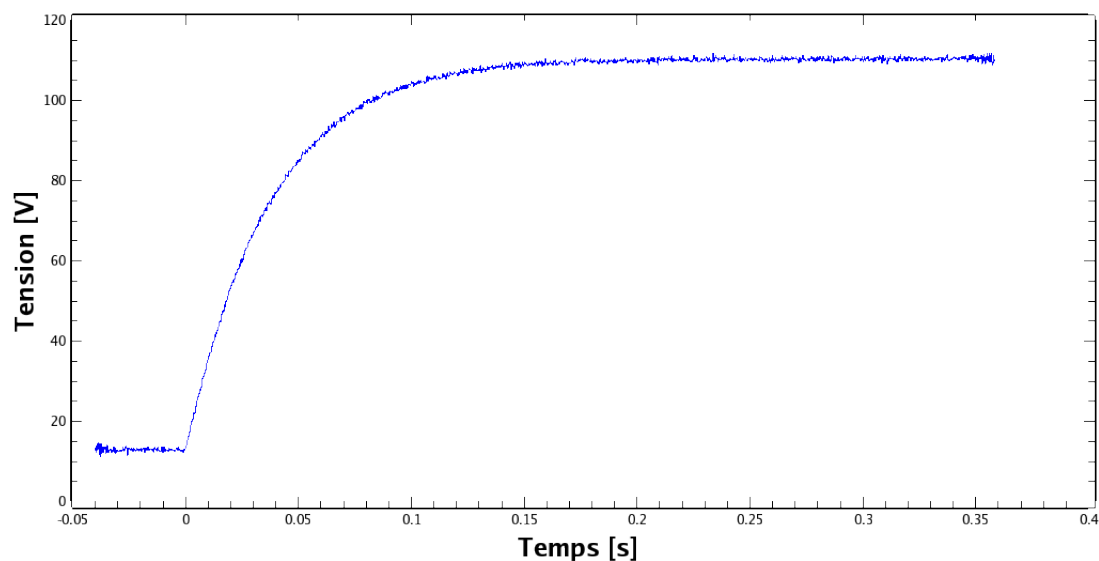


FIG. 3.19: Courbe de réponse à un échelon de 1V ($0 \rightarrow 1$) de l'amplificateur continu

TAB. 3.1: Temps de montée et de descente pour différents points dans la zone de fonctionnement linéaire de l'amplificateur continu

Point de fonctionnement [V]	Temps de montée [ms]	Temps de descente [ms]
-3	20	22
-2	20	23
-1	18	20
0	20	20
1	20	21
2	21	20

3.4.2 Conclusion

Nous pouvons conclure que cette configuration permet l'égalité des temps de montée et de descente et autorise des temps de réponse courts de l'ordre de 100ms [48]. Nous pouvons résumer les propriétés de l'amplificateur par le tableau 3.2 :

TAB. 3.2: Résumé des caractéristiques de l'amplificateur continu

	Minimum	Typique	Maximum
Temps de montée [ms]	18	20	21
Temps de descente [ms]	20	20	23
Temps de réponse [ms]	-	100	115
Amplification	-	110	-
Tension d'entrée [V]	-3	-	+3
Tension de sortie [V]	80	-	740

3.5 La détection synchrone

3.5.1 Réalisation pratique

La détection synchrone est réalisée par un circuit multiplieur (AD633 - Analog Devices) associé à un filtre passe-bas du premier ordre (figure 3.20). La composante continue issue du système de détection V_{Ph} est supprimée par soustraction. Ce signal est ensuite multiplié avec le signal de référence issu du générateur XR2206. Le multiplieur possède un facteur d'échelle de $10V^{-1}$. Il est donc nécessaire d'amplifier le signal avant de le filtrer pour ne récupérer que la composante continue proportionnelle au fondamental de pulsation ω_0 . La fréquence du filtre est fixée à 300Hz. Un amplificateur ajuste ensuite la tension entre -1,5V et +1,5V.

L'intensité lumineuse à la sortie du montage optique est convertie en courant puis en tension, par un amplificateur à transconductance. Ce signal est composé d'un fondamental à ω_0 et d'une harmonique à $2\omega_0$ comme nous le montre les figures 3.21 et 3.22. Par ailleurs, nous pouvons constater que l'harmonique à 62,1kHz issu du générateur a disparu.

Le multiplieur voit donc à son entrée, deux signaux :

$$V_{ref} = A_f \cos(\omega_0 \cdot t) \quad (3.7)$$

le signal de référence et

$$V_f = A_0 \cos(\omega_0 \cdot t) + A_1 \cos(2\omega_0 \cdot t) \quad (3.8)$$

le signal issu du système de détection.

À la sortie du multiplieur, on a :

$$V_m = \frac{A_f \cdot A_0}{2} + \frac{A_f \cdot A_0 \cos(2\omega_0 t)}{2} + \frac{A_f \cdot A_1 \cos(\omega_0 t)}{2} + \frac{A_f \cdot A_1 \cos(3\omega_0 t)}{2} \quad (3.9)$$

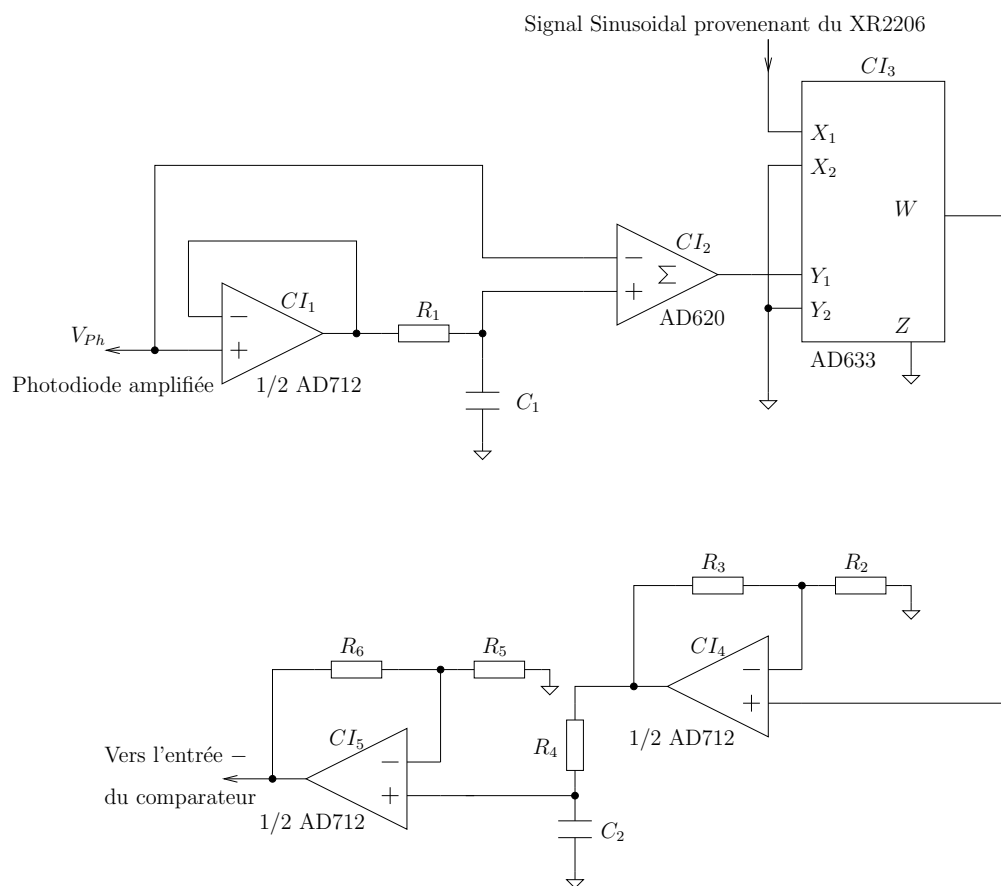


FIG. 3.20: Circuit réalisant la mesure de l'amplitude l'harmonique à ω_0

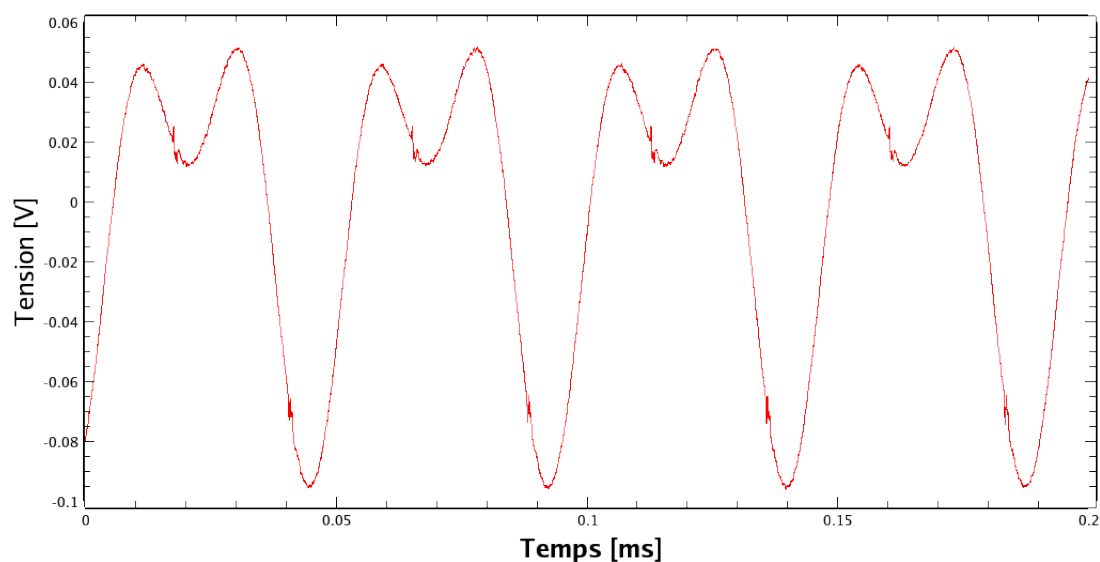


FIG. 3.21: Signal issu du système de détection pour un point de fonctionnement donné du montage optique

Le signal V_m possède quatre composantes avec des pulsations égales à 0, ω_0 , $2\omega_0$ et $3\omega_0$ comme le montre la figure 3.23. La composante à la pulsation nulle

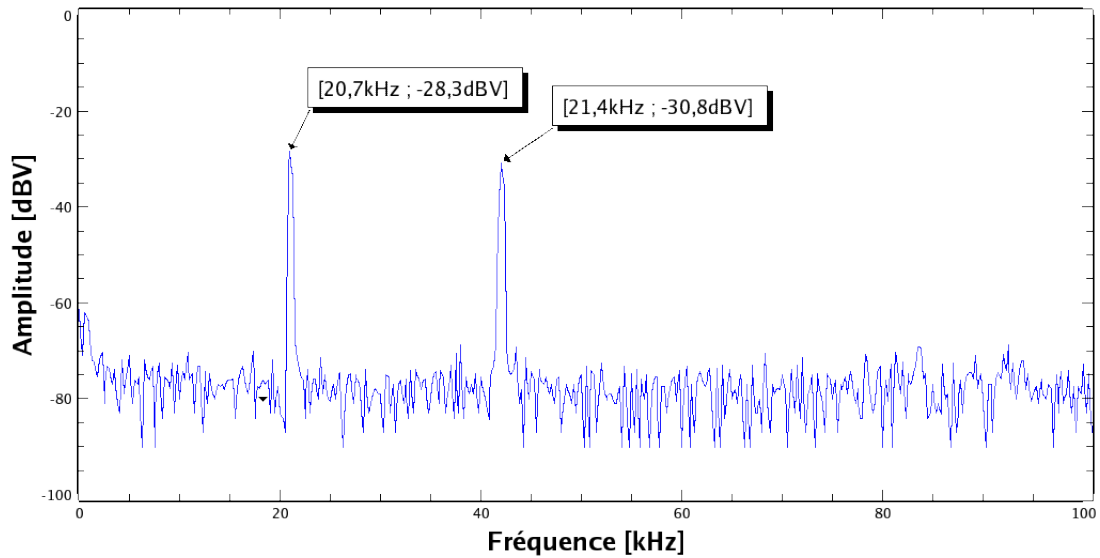


FIG. 3.22: Spectre du signal de la figure 3.21.

(tension continue) est proportionnelle à l'amplitude A_0 de la sous-composante à la pulsation ω_0 de V_f . C'est le mécanisme de décalage en fréquence. C'est ce signal continu, obtenu après filtrage, qui attaque le comparateur et permet donc l'asservissement (figure 3.5).

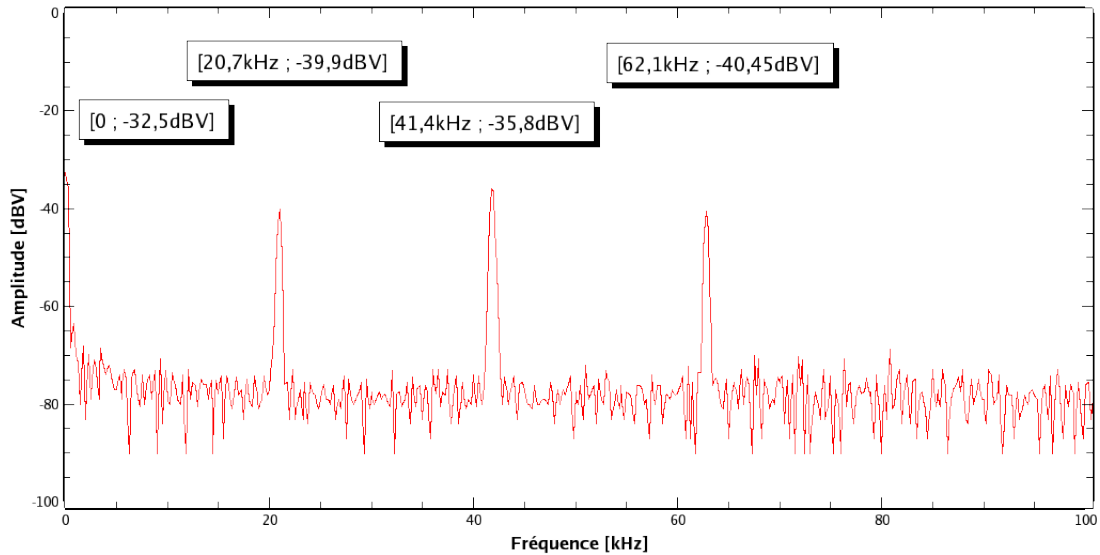


FIG. 3.23: Spectre du signal en sortie du multiplieur

3.5.2 Caractéristique statique

La figure 3.24 montre l'enregistrement du signal représentatif de la transmittance du montage optique et du signal issu de la détection synchrone en

fonction de la tension de commande de l'amplificateur continu. Comme attendu, aux extrêmes de la transmittance, l'amplitude du signal à la pulsation fondamentale est nulle. Il existe une légère erreur de 50mV due aux imperfec-

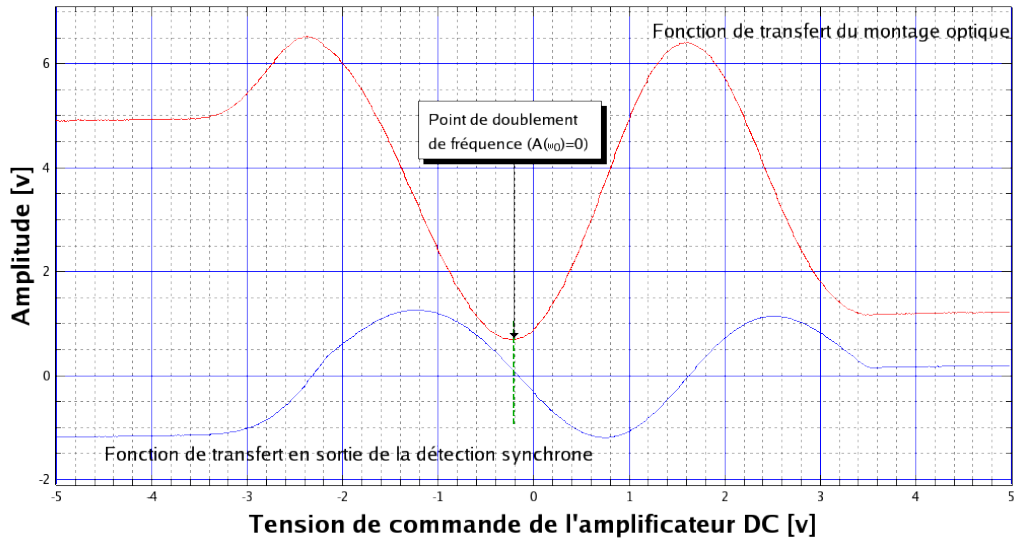


FIG. 3.24: Caractéristique de transfert du montage optique associée à la détection du fondamental

tions de composants, en particulier les tensions d'offset des AOP et des entrées différentielles du multiplieur. Ce défaut ne gêne en rien le fonctionnement du montage, comme nous le verrons au paragraphe 3.6.

De plus, au point de doublement de fréquence, la fonction de transfert en sortie de la détection synchrone présente une zone quasi-linéaire, dans laquelle nous réaliserons l'asservissement.

3.5.3 Caractéristique dynamique

La caractéristique dynamique de la détection synchrone est importante puisqu'elle va nous fournir le temps de réponse total (commande+détection) à partir duquel nous déduirons les trois paramètres du correcteur PID. La figure 3.25 montre la réponse de cet ensemble en sortie de la détection synchrone lorsque l'ampli continu est soumis à un échelon de tension de -75mV . L'identification de cette caractéristique avec un système $F(p)$ représentatif de la chaîne AmpliDC-Montage Optique-Détection a été réalisée à l'aide de la méthode Strejc rappelée à l'annexe A-4. De cette identification, nous pouvons déduire que :

- $A = -1,97$ (obtenu d'après la figure 3.24)
- $n = 2$

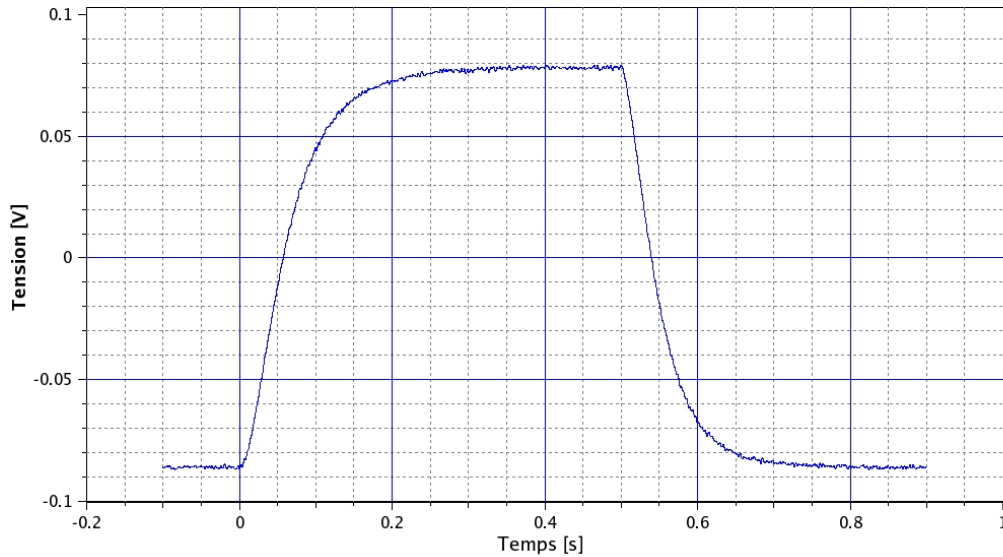


FIG. 3.25: Réponse globale de la chaîne Commande-Optique-Détection

- $\tau = 25,5\text{ms}$
- $T = 2,32\mu\text{s}$

Le système peut donc s'écrire :

$$F(p) = -1,97 \frac{e^{-2.32 \times 10^{-6} p}}{(1 + 25,5 \times 10^{-3} p)^2}$$

Nous pouvons nous rendre compte que le système possède un faible retard à l'origine et qu'il est amorti d'un facteur d'amortissement $z = 1$. Il est possible alors, de rendre le système plus rapide en incorporant dans la chaîne directe, un correcteur PID dont le rôle sera aussi d'améliorer le temps de réponse du système.

3.6 Le comparateur

La comparateur (figure 3.26) possède une fonction simple, il compare la valeur en sortie de la détection synchrone à la valeur de consigne à laquelle il faut asservir le point de fonctionnement. Le potentiomètre fixe la valeur de consigne. Lorsque le système est asservi et ne subit aucune perturbation, la tension en sortie du comparateur doit être nulle. La valeur de la consigne doit être nulle en théorie, mais nous avons vu sur la courbe 3.24 que diverses imperfections imposaient une tension de consigne non nulle. Cette tension est ajustable par une résistance ajustable multistades afin d'avoir une bonne précision. Le réglage fin se fait à l'aide d'un analyseur de spectre, afin de s'assurer que l'amplitude de la composante à la pulsation fondamentale est

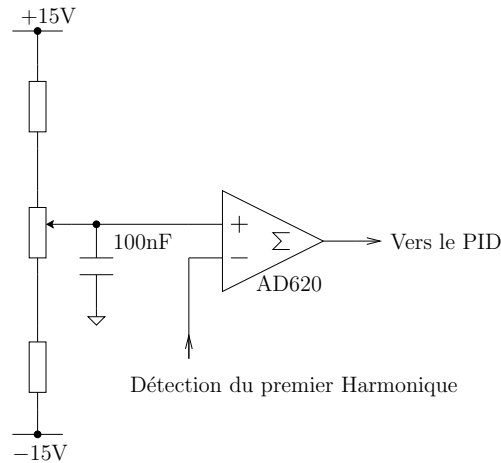


FIG. 3.26: Circuit réalisant la comparaison entre la sortie de la détection synchrone à la valeur de consigne

bien nulle.

3.7 Le correcteur PID

Le rôle du correcteur PID est d'assurer un temps de réaction minimal au changement de consigne mais aussi de garantir une erreur *nulle* en sortie du comparateur. Ceci implique que la valeur de consigne corresponde bien à l'intensité mesurée. Il s'insère entre le comparateur et le processus (figure 3.27).

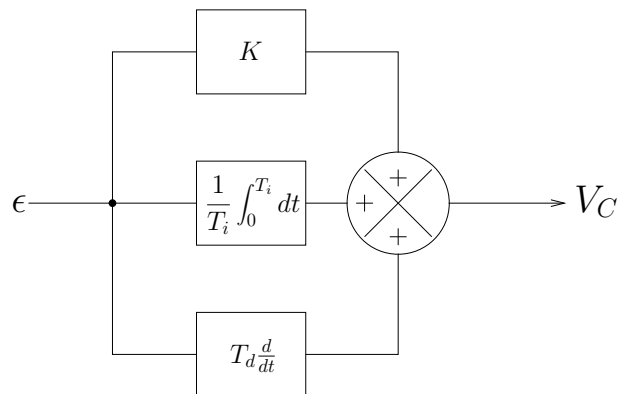


FIG. 3.27: Structure du correcteur PID utilisée

Son équation de fonctionnement est :

$$V_C(t) = K\epsilon + \frac{K}{T_i} \int_0^{T_i} \epsilon dt + KT_d \frac{d\epsilon}{dt} \quad (3.10)$$

et sa fonction de transfert est :

$$H(p) = K \frac{1 + T_i p + T_i \cdot T_d p^2}{T_i p}$$

Le correcteur choisi est un correcteur PID parallèle (figure 3.28).

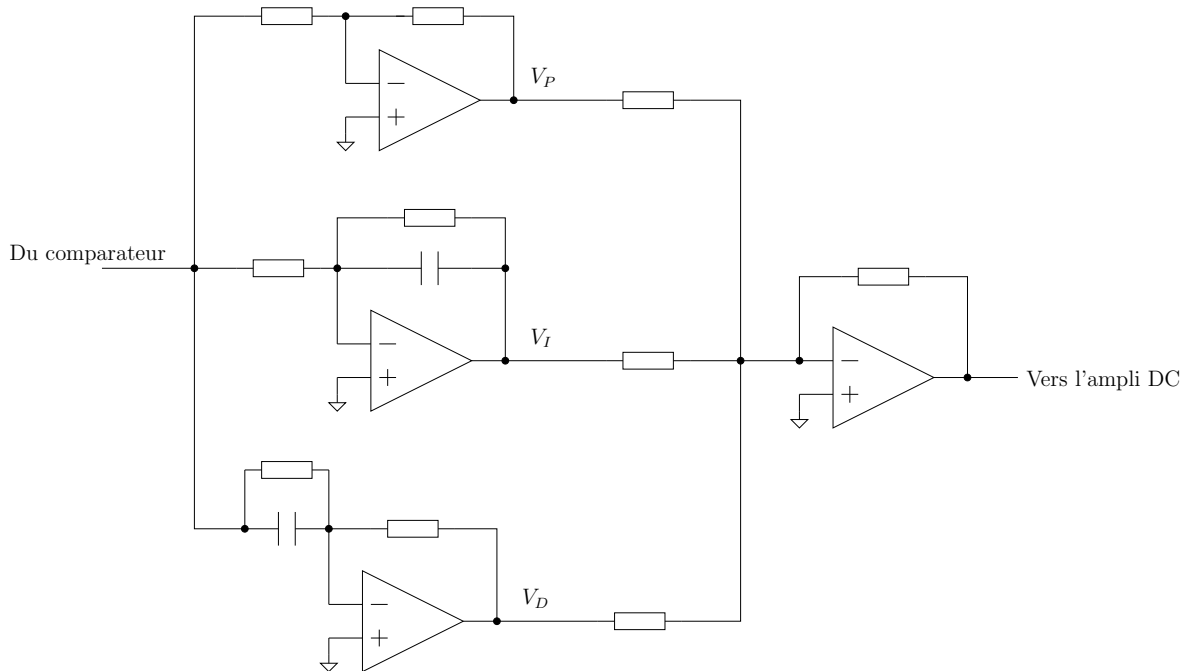


FIG. 3.28: Schéma du correcteur PID utilisé

3.7.1 Effet particulier de l'action intégrale

D'après l'équation 3.10, l'effet intégrale est prépondérant suivant la valeur de T_i . Dans les régulateurs industriels notamment, T_i est d'autant plus grand que l'action intégrale est faible. Le rôle principal de l'action intégrale est *d'éliminer* l'erreur statique. Toutefois l'action intégrale est un élément à retard de phase, donc l'augmentation de l'action intégrale (c'est à dire la diminution T_i) produit une instabilité. La valeur optimale est choisie pour satisfaire un compromis stabilité-rapidité.

Les valeur de K , T_i et T_d ont été déterminé par la méthode de Ziegler-Nichols (cf annexe A-5)

3.8 Fonctionnement en boucle fermée

Le fonctionnement général du montage a été vérifié en boucle fermée, afin de s'assurer de la stabilité des montages optiques et électroniques. La consigne est ajustée par le potentiomètre à 0V, et ce pour asservir au point de

fonctionnement correspondant au doublement de fréquence. Nous mesurons en entrée de l'amplificateur continu, l'évolution temporelle du signal (cf figure 3.29). Pour cela, nous avons fait l'acquisition de l'amplitude du signal à l'aide

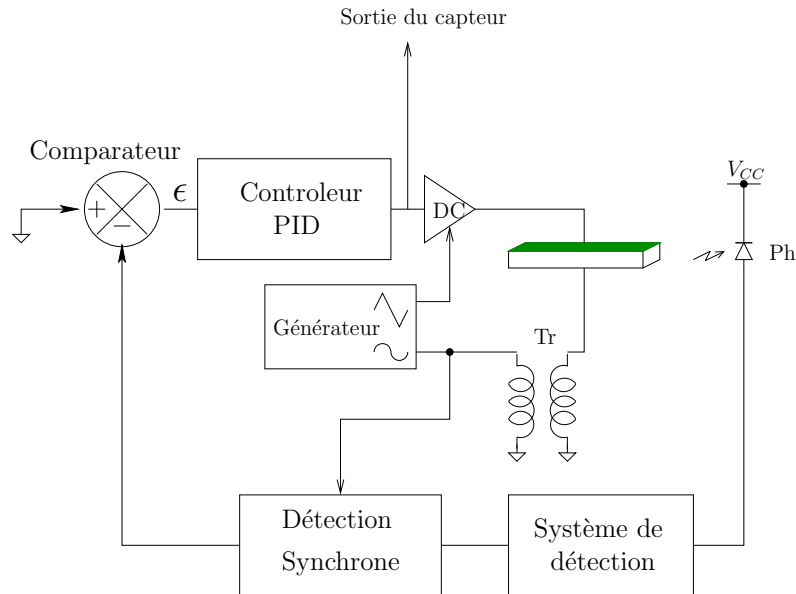


FIG. 3.29: Schéma de la mesure de la stabilité de l'asservissement sans sonde

d'un l'oscilloscope TDS 3032, déjà utilisé. Les mesures ont été automatisées sous labview. L'entrée de l'amplificateur continu est aussi la sortie du correcteur PID : c'est elle qui variera lors d'une perturbation dans la chaîne ou lors d'une variation du mesurande. Ce signal doit donc être stable en l'absence de cristal sonde afin de n'attribuer les variations qu'au cristal sonde. La figure 3.30 montre la stabilité de la commande continue de l'amplificateur continu [49]. La stabilité est quantifiée en faisant le rapport de la plus grande variation sur la valeur de départ. Nous pouvons observer que la stabilité du système ne varie que de 2.27% sur une durée de 8 heures, ce qui correspond à une variation de 45mV. Cette variation peut être due au Laser, dont les performances en stabilité sur le long terme, ne sont pas données par le constructeur, au modulateur électro-optique en $LiNbO_3$ qui bien qu'étant dans une configuration qui devrait le rendre insensible à la température, possède tout de même un très faible coefficient thermo-optique. De même, la chaîne électronique n'est pas, en toute rigueur, insensible aux variations de température.

3.9 Conclusion

Nous avons développé toute l'instrumentation électronique qui va nous permettre de réaliser des acquisitions de mesurandes. Le système électronique

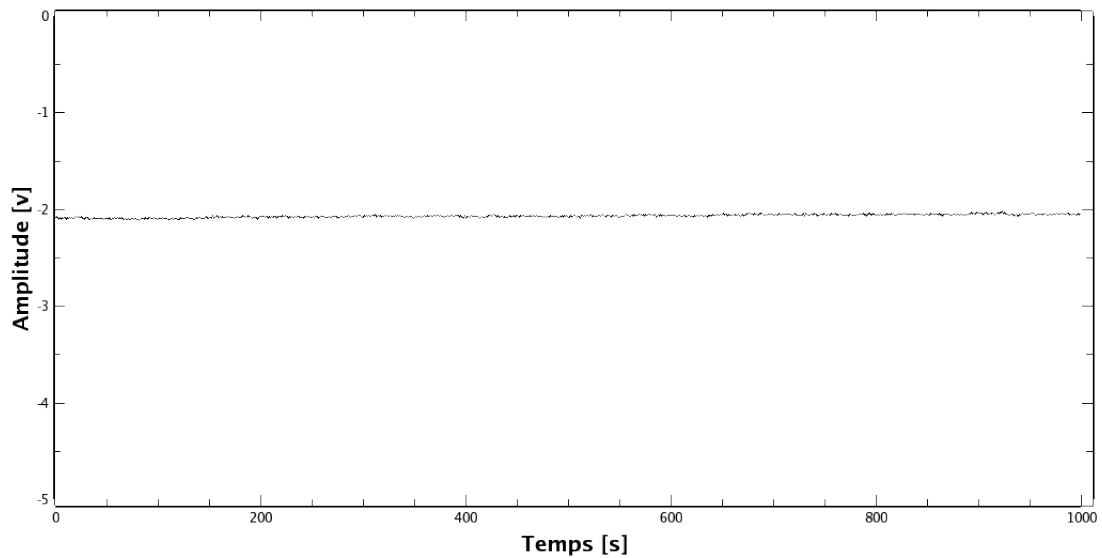


FIG. 3.30: Stabilité de l'asservissement sans sonde

est articulé autour d'un asservissement de position avec une consigne nulle, qui correspond à la valeur de l'amplitude de la composante à la pulsation fondamentale à laquelle nous voulons réguler. La mesure du fondamental du signal issu de la photodiode est réalisée par une détection synchrone et le correcteur utilisé est un PID (le système possède une stabilité excellente puisque inférieure à 2.3% sur 8 heures). Nous allons maintenant nous intéresser aux performances du système en particulier en régime dynamique (étude en mode régulation pour la mesure de température).

Chapitre 4

Performances du capteur

Sommaire

4.1	Introduction	76
4.2	Configuration	76
4.3	Caractéristiques du montage asservi	77
4.3.1	Temps de réponse	77
4.3.2	Stabilité	77
4.4	Montage capteur	79
4.4.1	Sensibilité	79
4.4.2	Résolution	80
4.4.3	Précision	81
4.4.4	Erreur de linéarité	82
4.4.5	Erreur de Gain	82
4.4.6	Incertitude relative due au filtrage	82
4.4.7	Bilan des incertitudes	83
4.4.8	Consommation	83
4.4.9	Encombrement	83
4.5	Insensibilité à la dérive du laser	83
4.6	Limites de l'instrumentation	85
4.7	Conclusion	86

4.1 Introduction

Nous avons étudié aux deux chapitres précédents, les aspects instrumentaux. Nous nous intéressons désormais aux caractéristiques et aux performances du capteur. L'asservissement que nous avons développé permet un positionnement stable du point de fonctionnement sur toute la fonction de transfert du montage optique. Nous avons choisi comme point de fonctionnement, le point de doublement de fréquence, afin de se situer dans la zone linéaire de notre système de détection et, comme nous le verrons, afin de nous permettre d'avoir une insensibilité relative aux instabilités laser.

4.2 Configuration

Pour mémoire, la configuration optique retenue est celle de la figure 4.1.

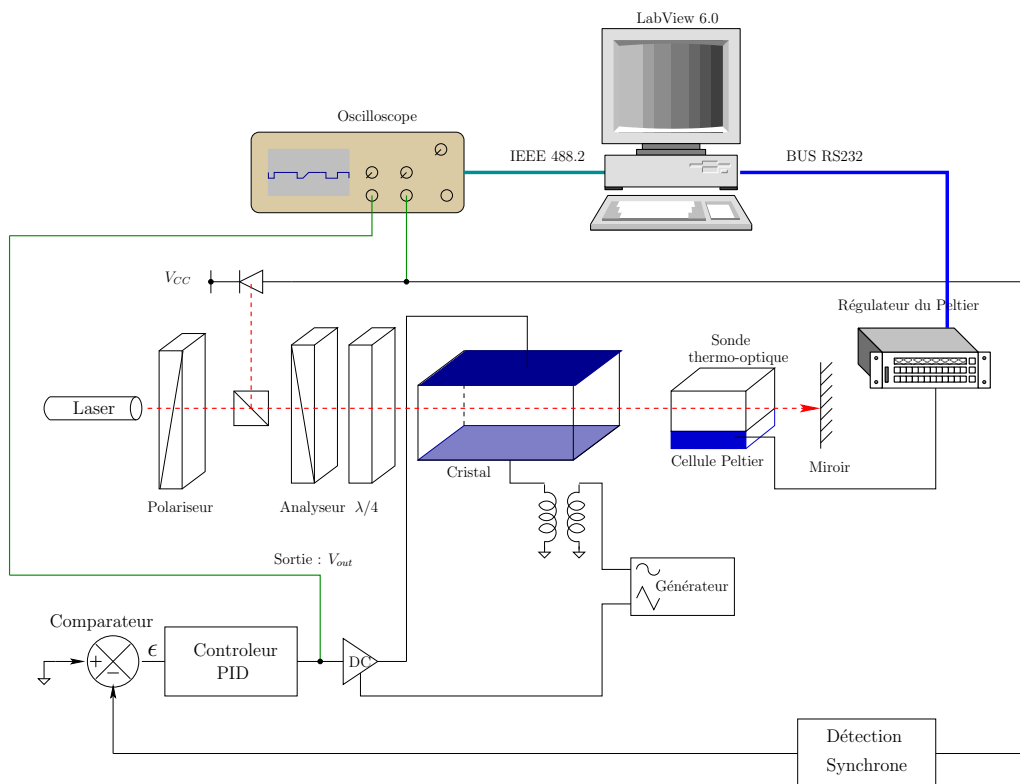


FIG. 4.1: Montage complet du capteur avec les appareils de mesures

Nous rappelons, très brièvement, les principales caractéristiques de l'instrumentation :

- Montage optique de Sénarmont avec modulateur électro-optique
- Gestion totale du modulateur :
 - génération du signal alternatif à ω_0

- génération du signal continu de compensation
- Amplificateur continu $0 \rightarrow 740\text{v}$
- Mesure du second harmonique par détection synchrone à ω_0
- Maintien du point de fonctionnement par asservissement
- Régulateur de type PID

On peut schématiser le capteur ainsi : l'entrée est la variation du mesurande appliquée au cristal sonde, la sortie est la tension de compensation (tension de commande de l'amplificateur continu)

4.3 Caractéristiques du montage asservi

Avant de nous intéresser au fonctionnement en mode capteur, nous avons qualifié en terme de stabilité et de temps de réponse l'instrumentation électronique associé au montage optique sans cristal sonde.

4.3.1 Temps de réponse

Dans le but d'évaluer les performances dynamiques du capteur ainsi réalisé, nous avons caractérisé la réponse temporelle du système en boucle ouverte dans un premier temps et en boucle fermée dans un second temps. Pour ceci, nous avons imposé à l'entrée de l'amplificateur DC, un échelon de tension représentatif d'une variation de mesurande (figure 4.2). En boucle ouverte, le temps de réponse du système est de 100ms, temps principalement dû au temps de réponse de l'amplificateur DC. La figure 4.3 représente l'erreur ϵ en sortie du comparateur lorsque le système bouclé est soumis à la même perturbation que précédemment. Le signal d'erreur retrouve bien une valeur nulle, confirmant que le correcteur PID joue son rôle de régulateur, avec un temps de réponse amélioré qui vaut 50ms.

4.3.2 Stabilité

Afin de juger de la stabilité du capteur réalisé, nous avons enregistré le signal de commande de la tension V_{DC} appliquée au MEO, lorsque le système est soumis à une perturbation. Cet enregistrement est reporté sur la figure 4.4. La tension de commande atteint sa valeur finale au bout de 50ms comme attendu. Cette valeur reste ensuite stable à $\pm 2,3\%$ près sur une durée de 8 heures. Cette valeur est à rapprocher de la valeur trouvée au paragraphe 3.8 et qui correspond à l'incertitude sur la stabilité sans cristal sonde. L'utilisation

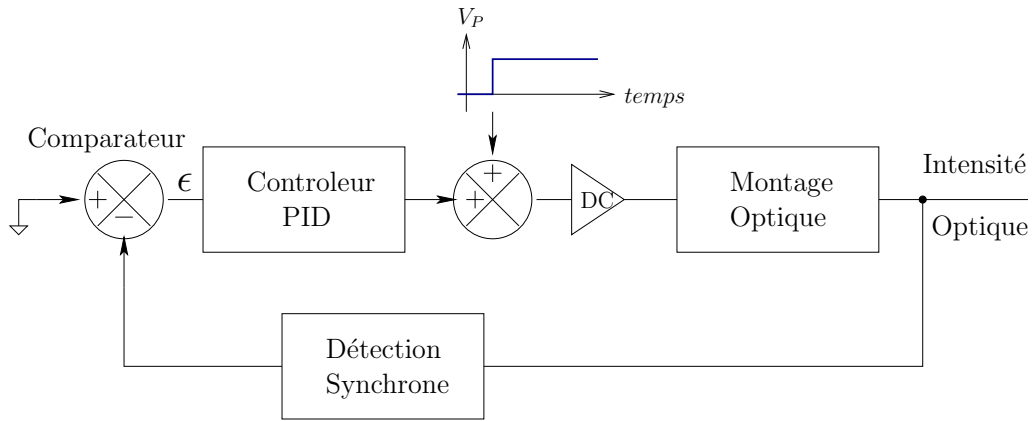


FIG. 4.2: Schéma du montage utilisé pour la caractérisation des performances temporelles du capteur

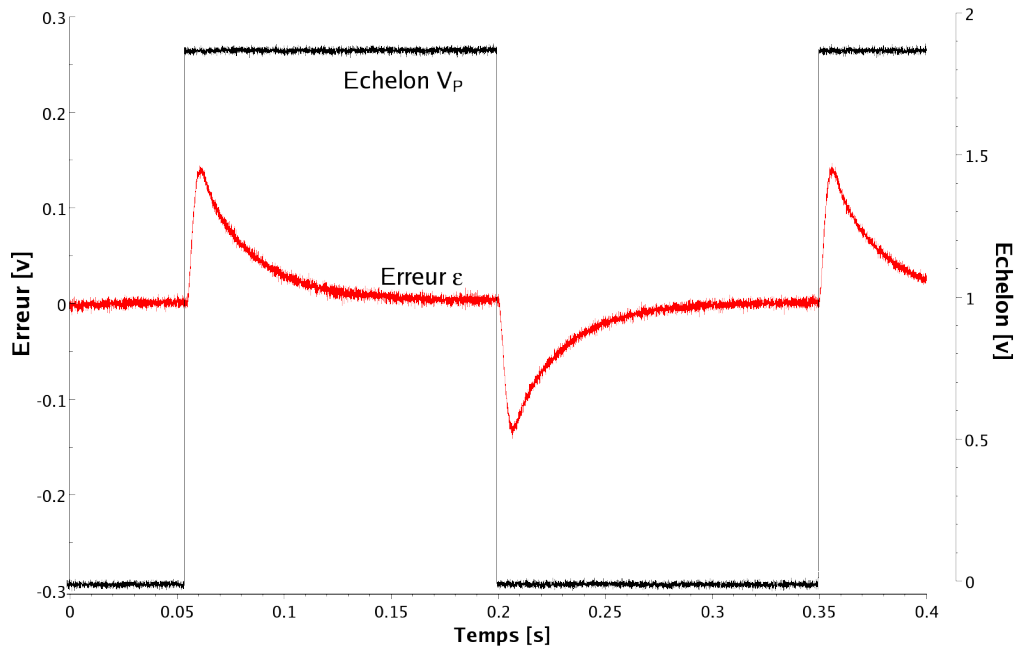


FIG. 4.3: Evolution de l'erreur à l'entrée du correcteur lorsque le capteur est soumis à une perturbation

d'un asservissement nous permet d'avoir une excellente précision car la valeur de consigne est égale à la valeur mesurée. De plus, le réglage du "zéro" de l'amplitude du fondamental à ω_0 , se fait à l'analyseur de spectre en observant la sortie du comparateur. Ceci permet d'améliorer considérablement la précision. Un réglage sur un oscilloscope, en observant uniquement une forme d'onde à $2\omega_0$ ne suffit pas.

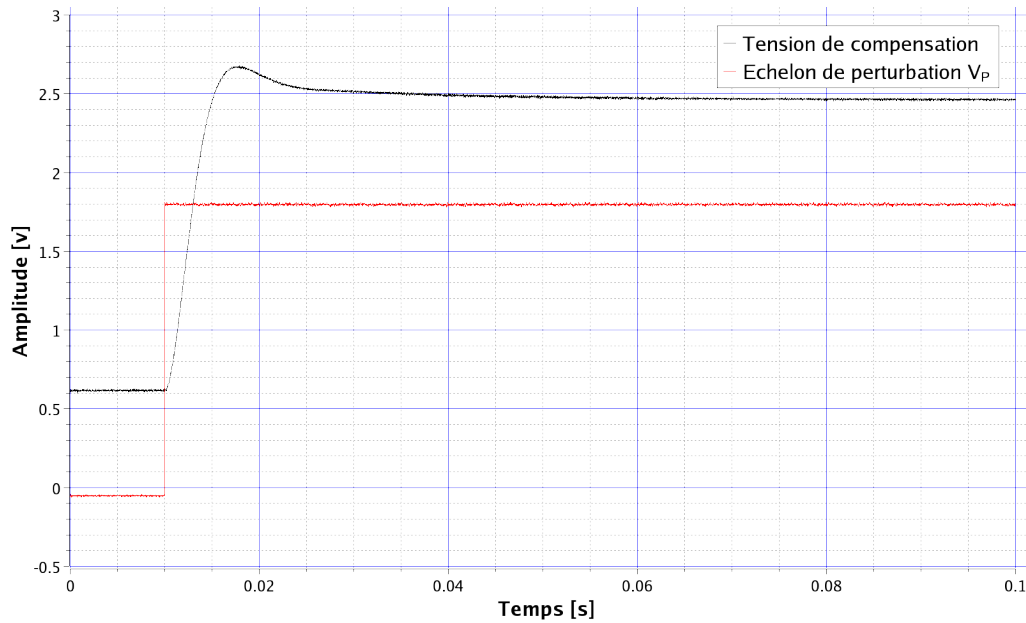


FIG. 4.4: Stabilité du capteur en terme de tension de compensation appliquée au MEO lorsqu'il est soumis à une perturbation

4.4 Montage capteur

C'est le système électronique qui définit principalement les performances du capteur car des paramètres comme : rapidité, précision, linéarité ne peuvent être modifiés ou altérés que par la partie électronique. La partie optique, tel que le conditionneur de capteur, permet d'avoir comme principale propriété, de permettre une compensation linéaire de la variation du mesurande. Toutes les définitions des incertitudes sont rappelées dans l'annexe A-6.

4.4.1 Sensibilité

La sensibilité est la valeur définie par la variation de tension par rapport à la variation du mesurande :

$$S = \frac{dV}{dm}$$

Ici, pour le mesurande choisi, nous avons mesuré (figure 4.5) la variation de tension en sortie de l'amplificateur de commande V_{out} en correspondance avec la température appliquée au cristal sonde. Les mesures ont été effectuées à température ambiante, entre 28°C et 33°C. Nous avons réalisé un ajustement linéaire qui nous donne :

$$V(T) = T \times 0,91 \pm 0,017 - 27,93 \pm 0,54 \quad (4.1)$$

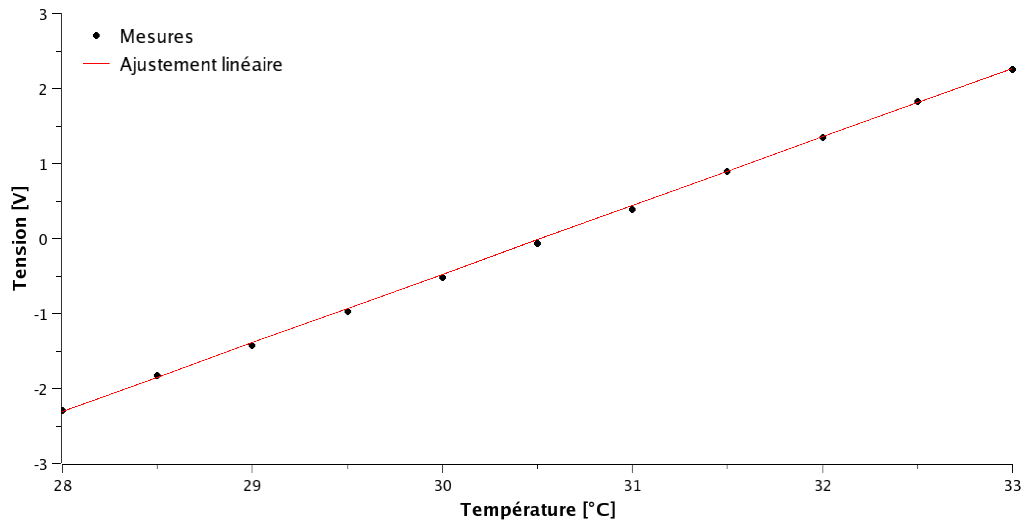


FIG. 4.5: Sensibilité du capteur

D'après la pente de la courbe, nous obtenons, une sensibilité de $0,91V/^{\circ}C$. Ce résultat est très important car il confirme la compensation linéaire, principe de base de notre capteur. Cette sensibilité est, en théorie l'inverse de la sensibilité déterminé au paragraphe 2.6.3 qui était de $0,85^{\circ}C$. On trouve donc une valeur du même ordre de grandeur, mais présentant tout de même une erreur de 30%. Cette erreur est principalement due aux points de mesure assez dispersés ce qui engendre un ajustement des courbes du paragraphe 2.6.3 peu précis.

4.4.2 Résolution

La résolution est définie comme la plus petite variation du mesurande mesurable. La figure 4.6 montre le signal de sortie à température constante. N'ayant pas de contrôleur de température avec une faible résolution (de l'ordre de $1m^{\circ}C$), nous estimons la résolution à l'aide du bruit superposé à notre signal de sortie, qui, selon toute vraisemblance n'est pas dû à une quelconque variation de température. De cette figure, nous pouvons remarquer que l'amplitude du bruit est de $4mv$. En nous aidant de la sensibilité, nous pouvons en déduire la résolution en température :

$$r_T = \frac{4mv}{0,91}$$

Ce qui fait une résolution de :

$$r_T = 4.39m^{\circ}C$$

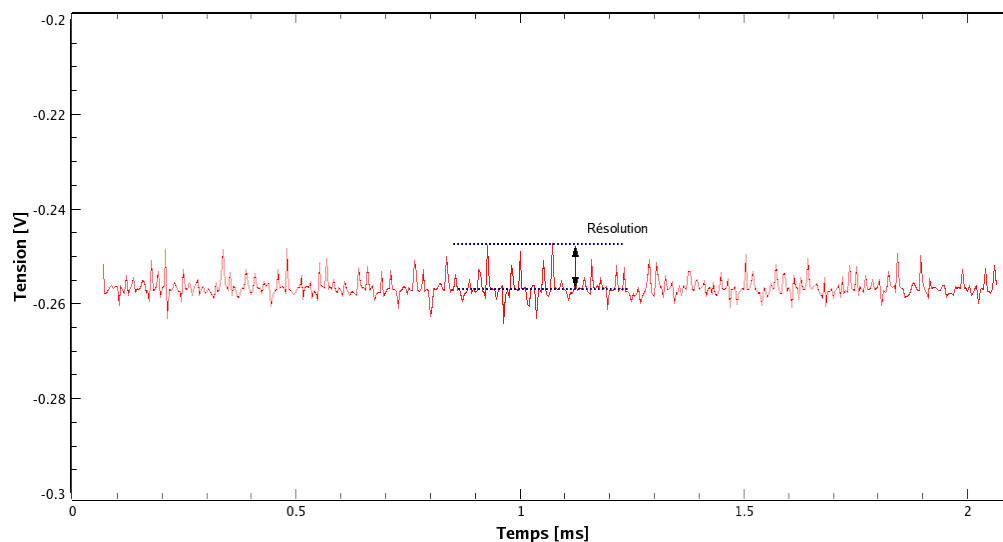


FIG. 4.6: Signal proportionnel au mesurande. Influence du bruit sur la résolution

4.4.3 Précision

Pour évaluer la précision, nous avons effectué une étude statistique sur 200 mesures. La sonde était asservie à 33°C. La figure 4.7 montre, l'occurrence des mesures en fonction de la valeur de la tension de sortie. Nous observons que la tension est de 2,21V et les valeurs minimales et maximales mesurées sont de 2,18V et de 2,23V respectivement. Ce qui nous fait une erreur type, évalué

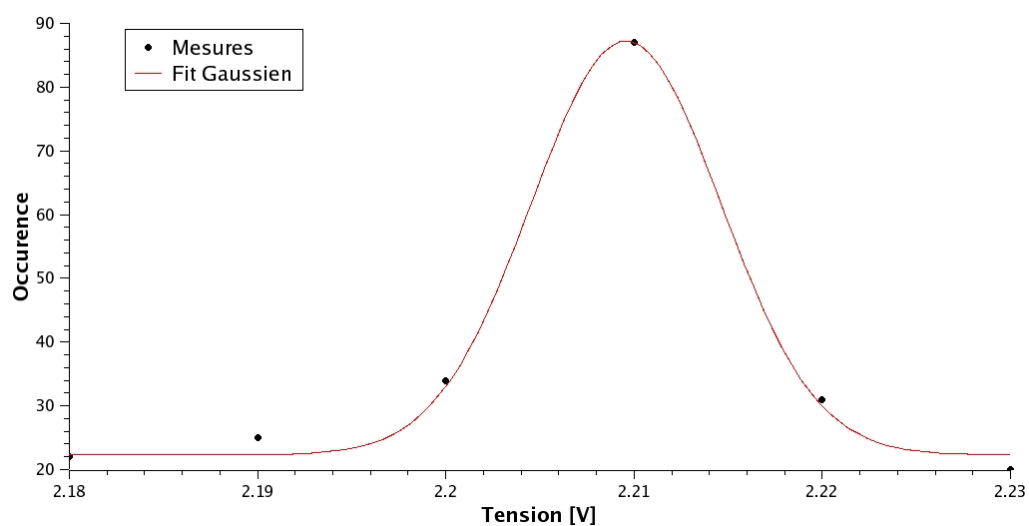


FIG. 4.7: Mesure de la précision par campagne de mesure statistique

par l'écart type de 10mV. Nous ramenons cette valeur en degrés Celsius à l'aide de la sensibilité :

$$P = 10mV/0,91 = 11m^{\circ}C \quad (4.2)$$

4.4.4 Erreur de linéarité

L'erreur de linéarité ϵ_l est définie comme étant l'écart du point le plus éloigné de la droite caractéristique, par rapport à la pleine échelle de la tension de sortie (cf figure 4.18). Elle caractérise, la justesse d'une mesure. On trouvera, à l'annexe A-6 un rappel des différentes définitions des erreurs. Nous avons le point le plus éloigné en $T = 30,5^{\circ}$, alors $\partial V_l = (0,91 \times 30,5 -$

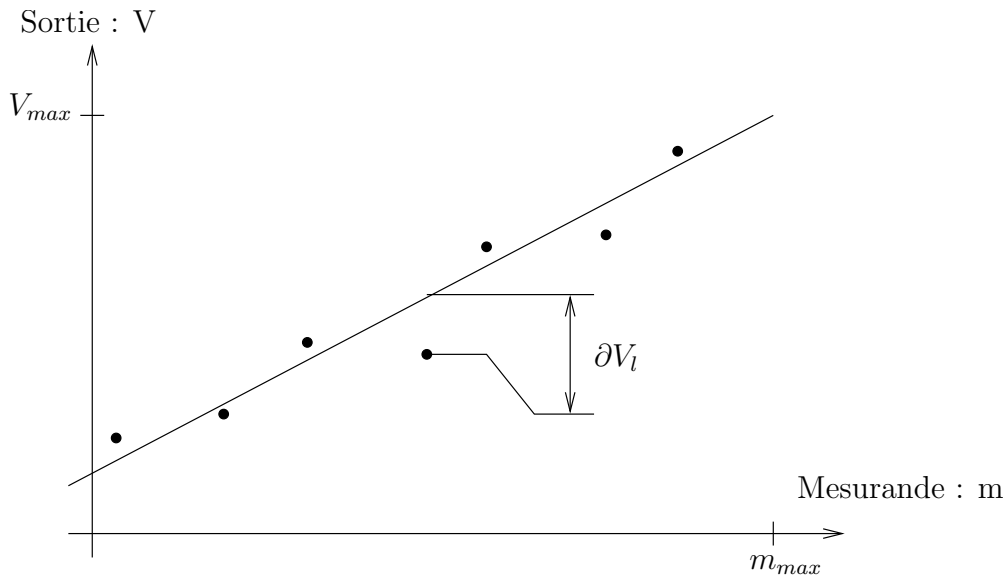


FIG. 4.8: Définition de l'erreur de linéarité

$27,93) - (-0,071)) = -0,104V$. La plage de sortie est comprise entre $-2,29V$ et $+2,26V$, elle vaut donc : $4,55V$. L'ensemble nous donne une erreur de linéarité de :

$$\epsilon_l = \pm \frac{-0.104}{4.55} = \pm 2.2\%$$

4.4.5 Erreur de Gain

L'erreur de gain ϵ_G est donné par l'incertitude sur le gain obtenu par l'ajustement linéaire de l'équation 4.1 :

$$\epsilon_G = \pm 1.7\%$$

4.4.6 Incertitude relative due au filtrage

Le filtrage apporte une incertitude du fait qu'il doit permettre de supprimer un signal composé de plusieurs harmoniques pour ne garder que la

valeur moyenne constante. En cas de filtrage non efficace, il restera une faible ondulation superposée au signal constant. On caractérise l'incertitude apporté par un filtre du premier ordre par :

$$\epsilon_f = -\frac{1}{2} \left[\frac{F_{2\omega_0}}{F_c} \right]^2$$

où $F_{2\omega_0}$ est la fréquence double de modulation et F_c est la fréquence de coupure la plus basse du filtre de la chaîne de mesure. Ici, $F_{2\omega} = 22,4kHz$ et $F_c = 135Hz$, ce qui nous donne une incertitude relative due au filtrage de :

$$\epsilon_f = 8.29 \times 10^{-3}\%$$

4.4.7 Bilan des incertitudes

La qualité de notre capteur est déterminé par le bilan des incertitudes. Il est défini par la somme des incertitudes précédemment définis :

$$\epsilon_{total} = \epsilon_l + \epsilon_G + \epsilon_f = 2,2\% + 1.7\% + 8,29 \times 10^{-3}\% \approx 3,9\%$$

Ceci est un bon résultat, comparable à ceux des capteurs industriels, obtenu grâce à la technique de l'asservissement et grâce à une instrumentation électronique utilisant des composants très faible bruit (moins de $16nV/\sqrt{Hz}$) et possédant une très faible dérive thermique (environ $7\mu V/^\circ C$).

4.4.8 Consommation

La consommation dépend principalement du circuit CA05 car il est conçu sur le principe d'une alimentation à découpage. Au plus, le montage consomme 0,5A sous $\pm 15V$, soit un maximum de 15W.

4.4.9 Encombrement

La figure 4.9 montre l'encombrement de la maquette. Il est bien évident que pour une éventuelle industrialisation, l'encombrement qui est de 12cm x 24cm peut être grandement réduit.

4.5 Insensibilité à la dérive du laser

Des mesures ont été effectuées en faisant varier la puissance laser, à l'aide d'une densité optique variable. L'atténuateur est placé sur un support en translation latérale. Il est déplacé manuellement. Malgré, de brusques varia-

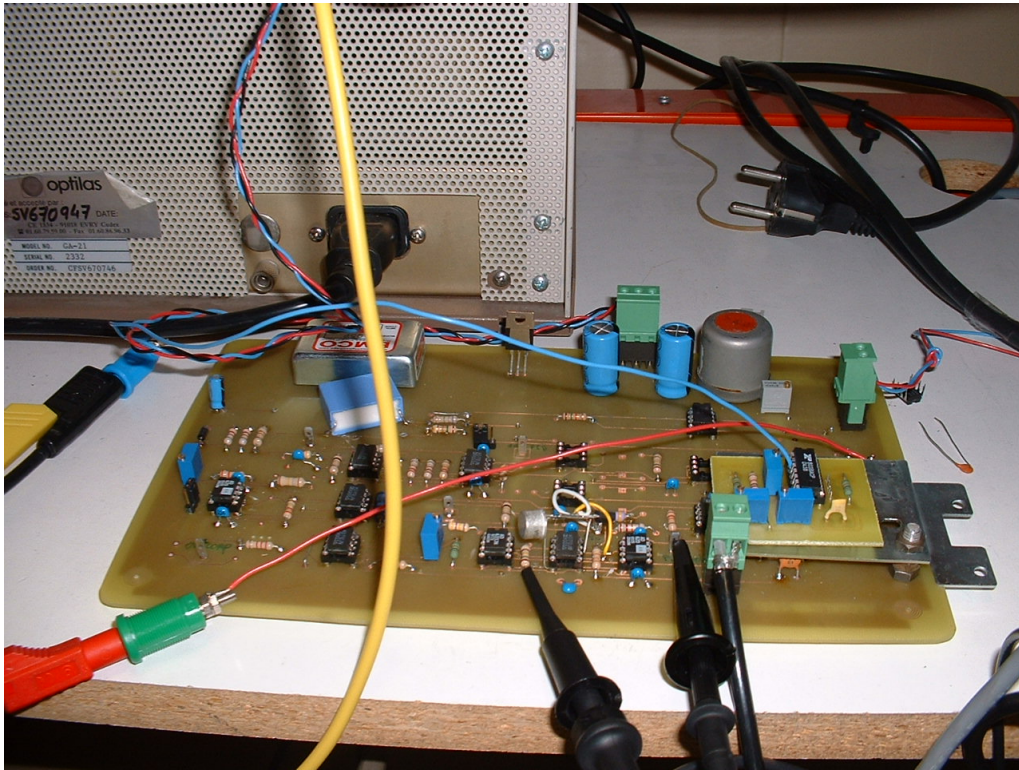


FIG. 4.9: Photo de la maquette électronique

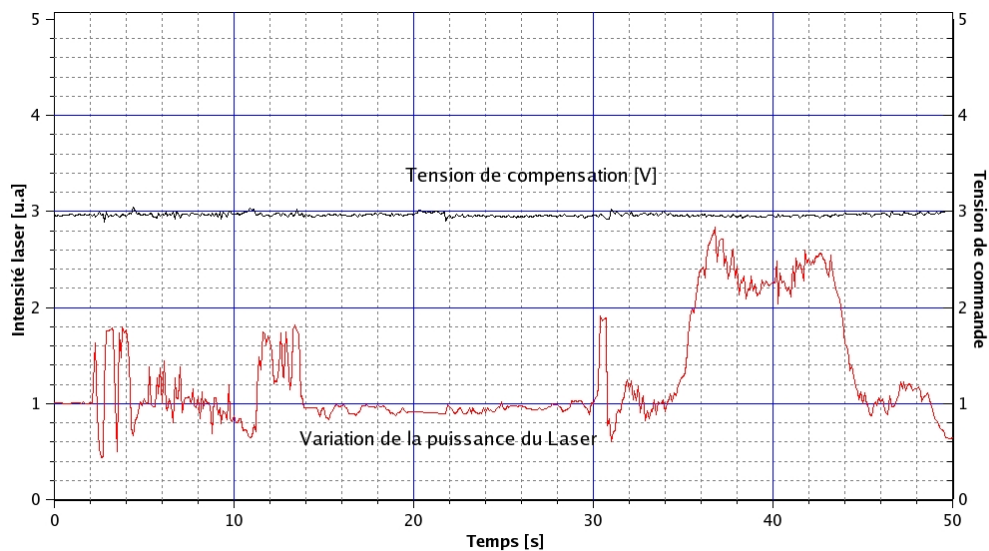


FIG. 4.10: Comportement de l'intensité optique lorsque de variations de la puissance du laser

tions, allant jusqu'à presque 300% de la puissance initiale, on observe, figure 4.10 une excellente stabilité de la commande ce qui montre bien, la non influence de l'intensité aux variations de la puissance laser. On remarque tout de même une faible variation de la commande (en particulier, aux instants 11s ou 21s), ceci est certainement dû à une légère vibration mécanique de la

table lors du déplacement de l'atténuateur, plutôt qu'à une perturbation quelconque. Nous pouvons expliquer et comprendre cette propriété en étudiant la fonction caractéristique pour différentes valeurs de I_0 . Nous obtenons, une série de courbes dont la valeur la plus faible (en $\Gamma = 2\pi$) ne varie pas. Le choix du point de fonctionnement en $\Gamma = 2\pi$ nous permet donc de nous affranchir des variations de la puissance du laser. Ce résultat montre clairement

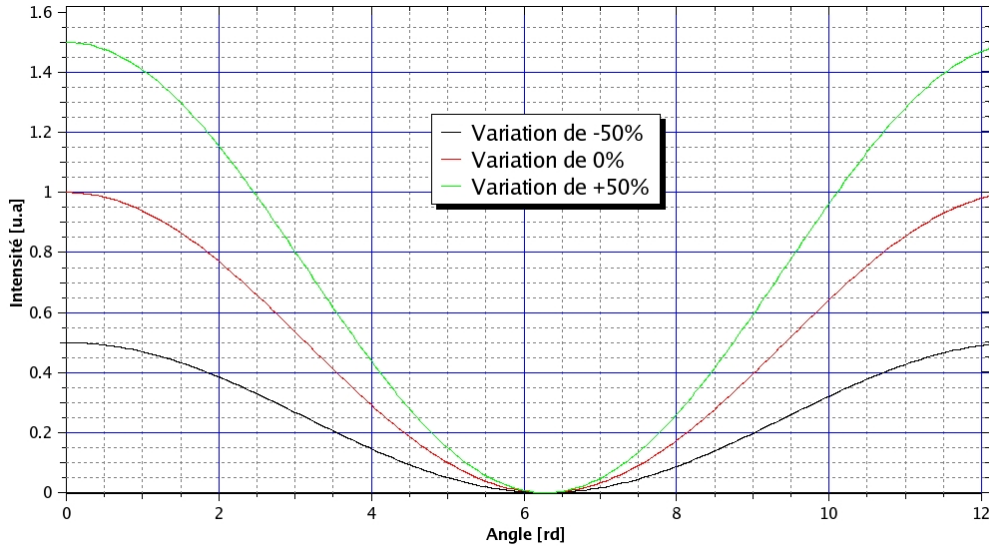


FIG. 4.11: Influence de la variation de la puissance Laser sur la fonction de transfert

que la dérive du laser ne peut pas être considérée par le système comme une variation d'intensité due à une variation de mesurande. Les mesures effectuées sur le montage asservi mais sans le cristal capteur le démontre (figure 4.10).

4.6 Limites de l'instrumentation

La première limite est donnée par la sonde elle-même : c'est elle qui détermine, conjointement avec l'alimentation de la partie électronique, la pleine échelle de mesure. Par exemple, pour un capteur électro-optique :

$$\Gamma = -\frac{2\pi}{\lambda} \cdot L\Delta n(E) \quad (4.3)$$

et

$$\beta = \pi \frac{V}{V_\pi} \quad (4.4)$$

La limitation "optique" est liée à la biréfringence $\Delta n(E)$ et la limitation "électronique" est due aux alimentations qui bornent l'amplitude du signal de compensation V .

La seconde limitation est liée à la rapidité du système électronique qui peut cependant être améliorée en utilisant des multiplieurs de plus grande bande passante. Cependant, leur prix est beaucoup plus élevé que les circuits que nous avons utilisés (AD633).

La troisième limitation est liée à la détection du signal de modulation par la photodiode. En effet, l'entrée du système de détection de la boucle de retour doit avoir, en toutes circonstances, le signal modulé à la pulsation ω_m présent. En cas de perte de ce signal, il n'y a plus d'asservissement et le capteur ne fonctionne plus. Cependant, il peut être intéressant de générer une valeur minimale de l'amplitude du signal modulé afin de diminuer les coûts. Nous avons donc diminué l'amplitude de la tension au primaire du transformateur afin de quantifier la valeur minimale détectable par le circuit de la boucle de retour.

L'amplitude minimale mesurée du signal de modulation est de 12,3V. C'est une valeur qui nous permet de ne pas utiliser le transformateur élévateur.

4.7 Conclusion

Le tableau 4.1, résume les principales caractéristiques de notre capteur. Nous avons donc réalisé un capteur performant pouvant s'adapter à différents

Linéarité	très bonne : principe de la compensation dans le montage de Sénarmont
Précision	très bonne : 11m°C utilisation d'un asservissement
Résolution	très bonne : 4,4m°C
Rapidité	très bonne : 50ms
Incertitudes	faibles : $\pm 3,9\%$
Consommation	moyenne : 15W
Prix	partie électronique : 350 euros, partie optique : 1000 euros

TAB. 4.1: Tableau récapitulatif des principales propriétés du capteur

types de mesurandes.

Conclusions & perspectives

L'objectif de ce travail consistait à montrer la faisabilité d'un capteur électro-optique innovant, basé sur la mesure de variation de biréfringence. Le capteur est composée de deux instrumentations, optique et électronique. Ces deux parties ont été étudiées en détail. Le montage optique est basé sur un montage de Sénarmont adapté en réflexion, au sein duquel, un cristal est inséré et sert de sonde. La variation de biréfringence de celui-ci est compensé par un modulateur électro-optique de niobate de lithium qui assure de plus, la fonction de modulation.

Le montage électronique a été conçu afin d'avoir un fonctionnement autonome. Le principe retenu est celui d'un asservissement par un correcteur de type PID, de l'amplitude du fondamental d'un signal modulé. Cet asservissement se fait en un point particulier de la transmittance du capteur. Au point dit *de doublement de fréquence*, l'amplitude du fondamental est nul ; lorsque la biréfringence du cristal sonde varie, le point de fonctionnement s'écarte du point de doublement de fréquence. Le repositionnement en ce point est automatique. La valeur de cette compensation est directement proportionnelle à la valeur du mesurande.

Le mode de fonctionnement (modulation) et le point de fonctionnement (doublement de fréquence) choisis, permettent de s'affranchir de l'influence de la variation de la puissance laser ou de la présence de lumière ambiante parasite.

Le capteur a été validé pour des mesures en température et est actuellement en test pour des mesures de champs électriques. Le cristal utilisé est un cristal de KTP. Le capteur possède une sensibilité de $0,9V/^{\circ}C$ et un temps de réponse de 50ms. Le système possède une précision de $6,6m^{\circ}C$ et l'erreur commise est de $\pm 3,9\%$.

Le capteur s'adaptera à d'autres mesurandes par un étalonnage adéquat, indispensable pour toute application capteur. De plus, cet étalonnage permet de s'affranchir des différents défauts de la partie optique du capteur (mauvais

alignement des éléments par exemple).

Perspectives

À court terme nous envisageons, dans un premier temps de tester et valider le capteur pour d'autres mesurandes. Nous avons déjà commencé à évaluer le capteur pour des mesures de champ électrique, et nous pensons également à le tester pour des mesures de pression.

Dans un second temps, nous pensons à nous affranchir d'une des limites principales du capteur développé et qui concerne la dynamique de mesure. Celle-ci est effectivement bornée par l'excursion en tension continue qui est limitée par ce que peut supporter le modulateur. L'idée est de ramener la tension lorsqu'elle a atteint sa valeur limite, à une valeur inférieure, tout en conservant un point de fonctionnement similaire. Pour cela, nous avons pensé à la conception d'un montage électronique, autorisant grâce à la périodicité de la transmittance optique, un décalage de V_π , de la tension générée par l'amplificateur continu. La figure 4.12 montre le principe du saut de V_π . Lorsque la tension de commande du modulateur électro-optique atteint sa tension maximum (ou minimum), qui est proche de la tension de saturation, il faut ajouter (soustraire) à cette valeur, la quantité V_π . Le point de fonctionnement est ainsi maintenu au doublement de fréquence, et le capteur est ramené dans une zone de fonctionnement médium pour le modulateur.

À plus long terme, nous pouvons envisager de travailler à l'intégration du capteur et à l'optimisation de son fonctionnement en mode fibré.

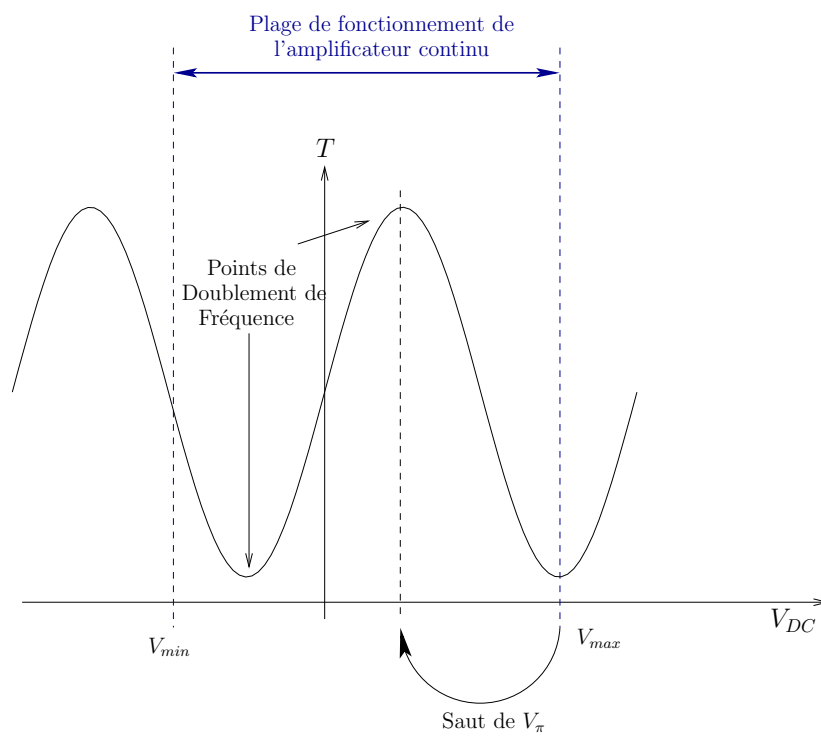


FIG. 4.12: Correction de la faible plage de tension de commande du MEO par saut de $|V_{\pi}|$

Bibliographie

- [1] M. Ferretti. "Capteurs à fibres optiques". *Techniques de l'ingénieur, Technical Report*, 1(II) :415–, 1994.
- [2] Brian Culshaw. "Optical systems and sensors for measurement and control". *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 16 :978–986, 1983.
- [3] Goldstein Robert. "Electro-optic devices in review". *Lasers and Applications*, April 1986.
- [4] K. Iwamoto and I. Kamata. "Pressure sensor using optical fibers". *Applied Optics*, 29(3), January 1990.
- [5] Hassan El-Kashef. "Optical and electrical properties of materials". *Review Of Scientific Instruments*, 65(6) :2056–2061, June 1994.
- [6] Lionel Duvillaret, Stéphane Riolland, and Jean Louis Coutaz. "Electro-optic sensors for electric field I and II". *Journal of Optical Society of America*, 19(10) :1030–1032, October 2002.
- [7] Landolt and Bornstein. "*Numerical data and functional relationships in Science and Technology*", volume 11.
- [8] A. Yariv and P. Yeh. *Optical Waves in Crystals*. 1984.
- [9] J.D Bierlein and G.B. Arweiler. "Electro-optic and dielectric properties of $KTiOPO_4$ ". *Applied Physics Letters*, 49(15) :917–919, 1986.
- [10] F. Cecelja, M. Bordovsky, and W. Balachadran. "Lithium Niobate sensor for measurements of dc electric fields". *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 50(2) :465–469, 2001.
- [11] Brandi Fernando, Polacco Erseo, and Ruoso Giuseppe. "Stress-optic modulator : A novel device for high sensitivity linear birefringence measurements". *Measurements in Sciences and Technologies*, 12 :1503–1508, 2001.
- [12] S. M. Jeon and Y. P. Kim. "Temperature measurements using fiber optic polarization interferometer". *Optics and Laser Technology*, 36 :181–185, 2004.

- [13] Yong Zhao and Yanbiao Liao. "Novel optical fiber sensor for simultaneous measurement of temperature and salinity". *Sensors and Actuators B*, 86 :63–67, 2002.
- [14] I. Braslavsky and S. G. Lipson. "Interferometric measurement of the temperature field in the vicinity of ice crystals growing from supercooled water". *Physics A*, 249 :190–195, 1998.
- [15] W. Lukosz, Ch. Stamm, H. R. Moser, R. Ryf, and J. Dübendorfer. "Difference interferometer with new phase-measurement method as integrated-optical refractometer, humidity sensor and bio-sensor". *Sensors and Actuators B*, 38(39) :316–323, 1997.
- [16] E. F. Schipper, A. M. Brugman, C. Dominguez, L. M. Lechuga, R. P. H. Kooyman, and J. Greve. "The realization of an integrated mach-zehnder waveguide for immunosensor in silicon technology". *Sensors and Actuators B*, 40 :147–153, 1997.
- [17] E. F. Schipper, R. P. H. Kooyman, R. G. Heidman, and J. Greve. "Feasibility of optical waveguide immunosensors for pesticide detection : physical aspects". *Sensors and actuators B*, 24(25) :90–93, 1995.
- [18] Henri Huraud de Sénarmont. *Annales de Chime et de Physique*, 73 :337–, 1840.
- [19] Henri Huraud de Sénarmont. "Commentaire au mémoire de Fresnel sur la double réfraction". *Journal de l'école Polytechnique*, 20 :1–27, 1853.
- [20] N. N. Nagib. "New formulas for phase retardance measurements of birefringent plates". *Optics and Laser technology*, 31 :309–313, 1999.
- [21] Laurent Guilbert, J.P. Salvestrini, and Z. Czaplá. "Indirect pockels effect in rubidium hydrogen selenate : measurement of the larger r_{42} coefficient". *Journal of Optical Society of America*, 17(12) :1980–1985, December 2000.
- [22] Guilbert L., Salvestrini J.P., Hassan H., and Fontana M. D. "Combined effects due to phase, intensity and contrast in electrooptic modulation : Application to ferroelectric materials". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35(3) :273–280, March 1999.
- [23] P. Kurzynowski. "Sénarmont compensator for elliptically birefringent media". *Optics Communications*, 197 :235–238, October 2001.
- [24] P. Kurzynowski and W. A. Woźniak. "Phase retardation measurement in simple and reverse Sénarmont compensators without calibrated quarter

- wave plates". *International Journal for Light and Electron Optics*, 1 :51–53, 2002.
- [25] Francisco G. PeanaLecona, Juan F. Mosino, Valey N. Filippov, R. A. Martinez-Celorio, and Oracio C. Barbosa-García. "An electro-optic fibre sensor with double pass configuration for measuring high ac voltage". *Measurement in Sciences Technology*, 15 :1129–1132, 2004.
- [26] N. N. Nagib. "Polarization metrology : advanced treatment of the senarmon compensator arrangement for calibrating plates". *Metrologia*, 38 :253–257, 2001.
- [27] Jones R. Clark. "A new calculus for the treatment of optical systems". *Journal of Optical Society of America*, 31 :488–499, July 1941.
- [28] J.P. Salvestrini, L. Guilbert, M. D. Fontana, and Z. Czaplá. "Electro-optical properties of rubidium hydrogen selenate : influence of the dc electric field and origin of the large electro-optic coefficient". *Journal of Optical Society of America*, 14(11) :2818–2822, November 1997.
- [29] A. Kumada, M. Chiba, and K. Hidaka. "Potential distribution measurement of surfacique discharge by pockels sensing technique". *International Journal for Light and Electron Optics*, 84(6) :3059–3065, 1998.
- [30] Wen-Kai Kuo, Wei-Hsuan Chen, Yang-Tung Huang, and Sheng-Lung Huang. Two dimensional electric-field vector measurement by a LiTaO₃ electro-optic probe tip, journal = Measurement in Sciences Technology, year = 2004, volume = 15, pages = 1129-1132,.
- [31] W. K. Kuo, S. L. Huang, T. S. Horng, and L. C. Chang. "Two dimensional mapping of electric-field by electro-optic prober". *Optics Communications*, 149 :55–60, 1998.
- [32] T.S.J. Lammerink and J.H.J Fultman. "Measuring method for optical fibre sensors". *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 17 :1127–1129, 1984.
- [33] N. Servagent, T. Bosch, and M. Lescure. "Design of a phase-shifting optical feedback interferometer using an electro-optic modulator". *IEEE Journal of Selected Topics in quantum electronics*, 6(5) :798–802, 2000.
- [34] Dharmadhikari J.A., Dharmadhikari A.K., Mehendale N.Y., and Aiyer R.C. "Low cost pockels cell driver for pulsed solid state lasers". *Optics and Laser Technology*, 30 :447–450, 1998.
- [35] Ph. Benech and C. Monllor. "Optical non-contact transducer". *Measurement in Sciences Technology*, 4 :1222–1227, 1993.

- [36] K. S. Lau, K. H. Wong, and S. K. Yeung. "Fibre optic sensors for laboratory measurements". *European Journal of Physics*, 13 :227–235, 1992.
- [37] Fokine M., Nilsson L.E., Claesson A, Berlemont D., Kjellberg L., Krummenacher L., and Margulis W. "Integrated fiber mach-zehnder interferometer for electro-optic switching". *Optics Letters*, 27(18) :1643–1645, September 2002.
- [38] Ren Xin-gen and Xu Guo-ping. "Spice model for the intrinsic noise of laser diodes". *Journal of Optical Communications*, 15(4) :135–137, 1994.
- [39] G. Kloos. "Design of a mach-zehnder interferometer for the measurement of electrostrictive strains". *Measurement in Sciences and Technology*, 7 :1027–1031, 1996.
- [40] Hiroshi Ono and Nozomu Kowatari. "Simultaneous measurements of complex birefringence in azo dye doped polymer films induced by linearly polarized light". *Journal of Physics D : Applied Physics*, 31 :1511–1515, 1998.
- [41] V. R. Philp, D. J. Booth, A. Shelamoff, and M. J. Linthwaite. "A simple fibre optic sensor for measurement of vibrational frequencies". *Measurement in Sciences and Technology*, 3 :603–606, 1992.
- [42] Li C. and Yoshino T. "Simultaneous measurement of current and voltage by use of one bismuth germanate crystal". *Applied Optics*, 41(25) :5391–5397, 2002.
- [43] Minoni U., Sardini E., Gelmini, Docchio F., and Marioli D. "A high frequency sinusoidal phase-modulation interferometer using an electro-optic modulator : Development and evaluation". *Review of Scientific Instruments*, 62(11) :2579–2583, November 1991.
- [44] Alfred Link and Hans-Jürgen Von Martens. "Amplitude and phase measurement of sinusoidal vibration in the nanometer range using laser interferometer". *Measurement*, 24 :55–67, 1998.
- [45] Yu-Lung Lo and Ping-Feng Hsu. "Birefringence measurements by an electro-optic modulator using a new heterodyne scheme". *Optics in Engineering*, 41(11) :2764–2767, November 2002.
- [46] Thomas Allgeier, Heinrich Höfler, and Elmar Wagner. "High precision length measurement by means of multi-sensory laser-feedback interferometer". *Optics and Lasers in Engineering*, 32 :541, September 2000.
- [47] J. Rodriguez-Asomoza, R. Rosas-Romero, S. E. Lobato-Liaros, R. Alejos-Palomares, J. A. Navarro-Martínez, and C. Gutiérrez-Martínez. "Electric

- signal sensor using an electro-optic coherence modulator". *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 54(1) :347–351, 2005.
- [48] R. Claverie, J.P. Salvestrini, and M. D. Fontana. "Feedback loop for electro-optic sensors". Sept. 2006.
- [49] R. Claverie, J.P. Salvestrini, and M. D. Fontana. "Nouvelle architecture de capteur électro-optique". Oct. 2006.
- [50] Christine Barthod, Michelle Passard, Jacques Bouillot, Christine Galez, and Masoud Farzaneh. "High electric field measurement and ice detection using a safe probe near power installations". *Sensors and Actuators A*, 113 :140–146, 2004.
- [51] B. M. Novac, M. Ganciu, m. C. Enache, R. Smith, H. R. Stewardson, and V. V. Vahder. "A fast electro-optic high-voltage sensor". *Measurement in Sciences Technology*, 6 :241–242, 1995.
- [52] Guo Jihua, Zhang Yan, and Shen Shuai. "Compensation of nonlinearity in a new optical heterodyne interferometer with doubled measurement resolution". *Optics Communications*, 184 :49–55, October 2000.
- [53] D. A. Chubley, G. P. Newton, K. D. Skeldon, K. A. Strain, and J. Hough. "Narrow-band phase noise measurement around an electro-optically applied, RF phase modulation of a laser field. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 3 :196–199, 2001.
- [54] F. Abdi, Aillerie, P. Bourson, M. D. Fontana, and K. Polgar. *Journal of Applied Physics*, 84(4) :2251–2254, 1998.
- [55] Sabido Delfin Jay M., Tabara Masafumi, Fong Thomas K., Lu Chung-Li, and Kazovsky Leonid G. "Improving the dynamic range of a coherent AM analog optical link using a cascaded linearized modulator". *IEEE photonics technology letters*, 7(7) :813–815, July 1995.
- [56] Pie-Yau Chien and Chen-Hsing Chao. "Interferometric phase-locking of two electronic oscillators based on a cascade electro-optic modulator". *Japanese journal of applied physics*, 32(3) :414–416, March 1993.
- [57] Yue Zhou Z., Tang Suning, and Chen Ray T. "A linear electro-optic modulator based on an array of mach-zehnder interferometers". In *SPIE*, volume 3288, pages 232–241, 1998.
- [58] Xie Xiaobo, Khurgin Jacob, Kang Jin, and Chow Fow-San. "Linearized mach-zehnder intensity modulator". *IEEE photonics technology letters*, 15(4) :531–533, April 2003.

- [59] Ed. L. Wooten, Karl M. Kissa, Alfredo Yi-Yan, Edmond J. Murphy, Donald A. Lafaw, 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 in quantum electronics*, 6(1) :69–82, January/February 2000.

Annexes

A-1 : Matrices de Jones

TAB. 4.2: Matrices de Jones de l'analyseur (A), de la lame quart-onde (Q_{-45}), du polariseur (P_{90}) et du cristal (J_0) dans une configuration standard

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$$
$$P_{90} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$
$$Q_{-45^\circ} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{bmatrix}$$
$$J_0 = \begin{bmatrix} e^{-\frac{i\Gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{\frac{i\Gamma}{2}} \end{bmatrix}$$

A-2 : Capteur de présence de glace

L'indice n , variant lorsque E varie, ce montage est adapté comme capteur de champ électrique puisque, de ce fait, le retard est proportionnel au champ E par la relation [28] :

$$\Gamma(E) = 2\pi \frac{L}{\lambda} \Delta n(E)$$

Avec :

$$\Delta n(E) = \Delta n_0 - \frac{1}{2} n^3 r \cdot E$$

Barthod [50] utilise cette méthode pour détecter la présence de glace sur des câbles à haute tension. Le capteur utilise un cristal de niobate de lithium et est positionné entre le câble et un blindage servant de masse (figure 4.13).

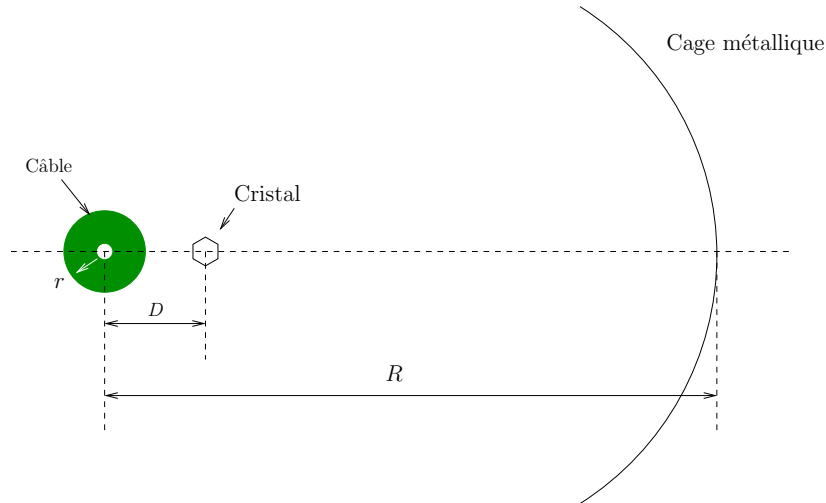


FIG. 4.13: Détecteur de gel - Le cristal est un $LiNbO_3$ et la cage métallique est relié à la masse

Lorsque la glace apparaît, celle-ci se comporte comme un diélectrique. La relation établie entre le champ électrique sur le cristal et la permittivité relative est :

$$\frac{E_{air}}{E_{crystal}} = \frac{(\epsilon_r - 1) \ln[(\ln(R_c - r_c)/(R_c + r_c))] + \epsilon_r \ln(R/r)}{\ln(R/r)}$$

En sachant que $r_c \ll R_c$, cette relation peut s'approximer à

$$\frac{E_{air}}{E_{cristal}} = \epsilon_r$$

Cette relation a été ajustée après simulation à

$$\frac{E_{air}}{E_{cristal}} = \frac{\epsilon_r}{2}$$

Dans une configuration améliorée et blindée d'un capteur dont le fonctionnement est proche de celui-ci, Novac [51] a permis d'avoir des temps de réponse très rapides, de l'ordre de $3ns$.

A-3 : Correction des non-linéarités

Non linéarité de phase - Interféromètre de Michelson

Dans le cas d'un interféromètre de Michelson, Guo [52] a modifié la structure hétérodyne d'un interféromètre afin de compenser les non-linéarités et ainsi, améliorer les performances des systèmes de mesures. Ces non linéarités, dues à l'assymétrie de l'interféromètre [52] ou au bruit de phase du Laser [53], n'interviennent que pour des faibles valeurs de mesurandes (qq nm pour un capteur de déplacement) et empêchent d'améliorer la résolution. L'intensité reçue s'exprime par :

$$I_c = \cos [(\omega_1 - \omega_2)t + \Delta\phi + \Phi]$$

Où Φ représente l'ensemble des non linéarités en particulier, celle due au Laser. Les non-linéarités causées par le matériel optique (prisme, miroir, lame, etc.) et étudiés par Abdi [54] sont négligeables. L'interféromètre proposé par Guo est illustrée figure 4.14.

À la sortie du détecteur D_1 , le faisceau Laser selon l'axe x , en une fréquence ω_1 (bras de mesure) et en une fréquence ω_2 (bras de référence). Les champs correspondants sont données par :

$$E_{r\omega_1} = \frac{1}{2}\alpha e^{i(-\omega_2 t + \phi_r)}$$

$$E_{m\omega_2} = \frac{1}{2}e^{i(-\omega_2 t + \phi_r)}$$

$$E_{r\omega_1} = \frac{1}{2}e^{i(-\omega_1 t + \phi_m)}$$

$$E_{r\omega_2} = \frac{1}{2}\beta e^{i(-\omega_2 t + \phi_m)}$$

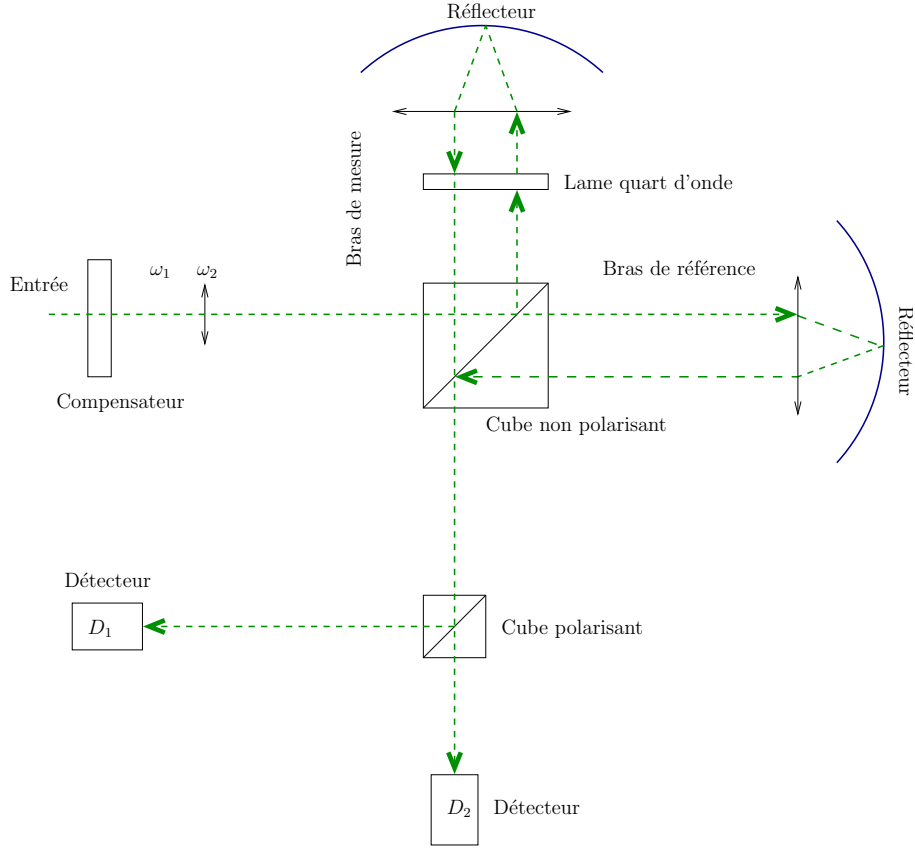


FIG. 4.14: Linéarisation d'un capteur interférométrique de Michelson

Les indices r et m indiquent respectivement, les faisceaux de référence et de mesure et α et β représentent l'amplitude des non-linéarités $E_{\omega_1} = \begin{bmatrix} 1 \\ \alpha \end{bmatrix} e^{-i\omega_1 t}$ et $E_{\omega_2} = \begin{bmatrix} \beta \\ 1 \end{bmatrix} e^{-i\omega_2 t}$ et $\alpha = |\alpha|e^{i\phi_\alpha}$, $\beta = |\beta|e^{i\phi_\beta}$ La phase due aux non-linéarités en sortie du détecteur D_2 est alors donnée par :

$$\Phi_{non} \approx -2 \sin \Delta\phi [|\alpha| \cos \phi_\alpha + |\beta| \cos \phi_\beta]$$

À comparer avec l'expression dans le cas d'un interféromètre sans compensation :

$$\Phi_{non} \approx -\sin \Delta\phi [|\alpha| \cos \phi_\alpha + |\beta| \cos \phi_\beta] + \cos \Delta\phi [|\alpha| \cos \phi_\alpha - |\beta| \cos \phi_\beta]$$

La disposition optique ainsi adoptée, permet de quasiment supprimer les non-linéarités. Lors de mesures, ces non-linéarités ont été divisés par un facteur de 33 à 330 autorisant une résolution inférieure à $1nm$.

Non linéarité de la fonction de transfert - Interféromètre de Mach-Zehnder

La linéarisation du fonctionnement du modulateur Mach-Zehnder est très étudiée car un modulateur linéaire permettrait d'augmenter la dynamique du signal émis. Plusieurs techniques ont été proposées : mise en cascade de plusieurs modulateurs [55, 56], modulateurs Mach-Zehnder en parallèle [57]. Ces techniques sont coûteuses et difficilement réalisables pour des modulateurs commerciaux. Récemment, Xie [58], a conçu un modulateur linéaire à base d'électrode(s) en anneau(x) (figure 4.15). Les électrodes fonctionnent comme un circuit résonnant aux fréquences usuelles de modulation ($10 \rightarrow 40\text{GHz}$ [59]) L'intensité en sortie du modulateur est :

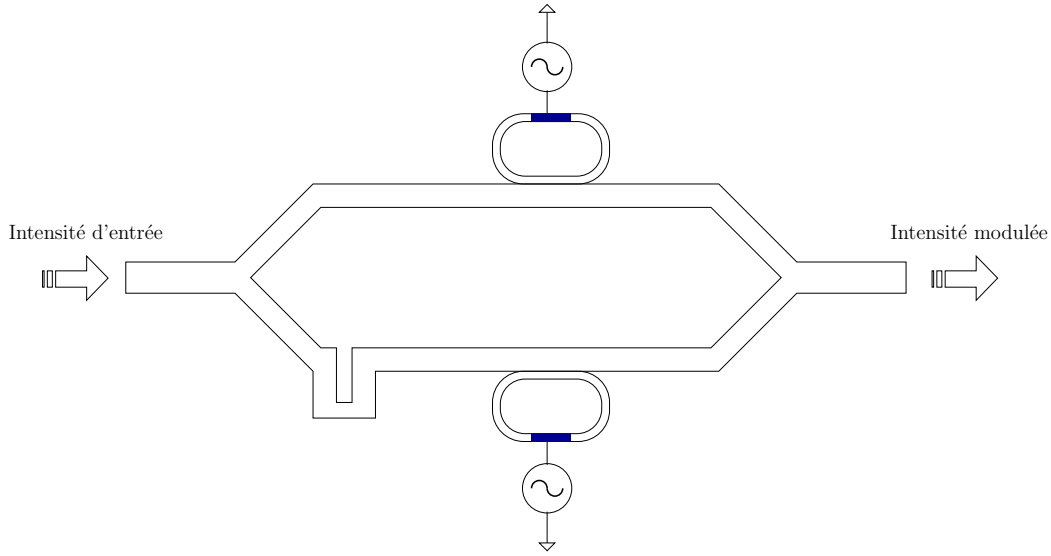


FIG. 4.15: Linéarisation d'un capteur interférométrique de Mach-Zehnder

$$I_{out} = \frac{I_{IN}}{2} \left[1 + \sin \left(\phi_A(\Delta n) - \phi_B(\Delta n) \right) \right]$$

$\phi_{A(B)}$ est le retard de phase du bras A (B) du modulateur qui s'exprime ainsi en fonction de la circonférence $C_{A(B)}$ des anneaux :

$$\phi_{A(B)} = \tan^{-1} \left(\frac{(\rho_{A(B)}^2 - 1) \sin \left(k \cdot C_{A(B)}(n_0 + \Delta n(V)) \right)}{2\rho_{A(B)} - (\rho_{A(B)}^2 + 1) \cos \left(k \cdot C_{A(B)}(n_0 + \Delta n(V)) \right)} \right)$$

Où n_0 est l'indice du matériau ($GaAs$) et la variation d'indice $\Delta n(V)$ est fonction de la tension appliquée sur les électrodes. $\rho_{A(B)}$ représente le rapport

Taille de l'électrode/Longueur du bras. L'intensité I_{out} peut se décomposer en (au 3^{ème} ordre) :

$$I_{out} = \frac{I_{IN}}{2} \left[1 + \left(\phi_A(\Delta n) - \phi_B(\Delta n) \right) - \frac{1}{6} \left(\phi_A(\Delta n) - \phi_B(\Delta n) \right)^3 \right]$$

Afin d'éliminer le terme au troisième ordre, il faut imposer :

$$\Phi_A(\Delta n) - \Phi_B(\Delta n) = S\Delta n + \frac{1}{6}S^3\Delta n^3$$

S est la pente dans la partie linéaire du modulateur. Cette configuration du Modulateur Mach-Zehnder permet d'avoir une atténuation du 3^{ème} harmonique de 10^{-1} à 10^{-6} . La bande passante (du fait des électrodes résonnantes) se trouve limité à $50Ghz$ mais ceci ne constitue pas une limitation pour une utilisation en capteur.

A-4 : Méthode d'identification de Strejc

La fonction de transfert de notre système de détection $F(p)$ peut s'exprimer sous la forme :

$$F(p) = A \frac{e^{-Tp}}{(1 + \tau p)^n}$$

A est le gain statique, déterminé à partir de la pente de la zone linéaire de la figure 3.24 n est l'ordre du système, τ est défini à partir du tableau 4.3 et les temps T_a , T_u sont déterminés à partir de la courbe de la figure 4.16.

TAB. 4.3: Tableau des coefficients de Strejc pour l'identification d'un système apériodique

$\frac{T'_u}{T_a}$	0,104	0,218	0,319	0,410	0,493	0,570	0,642
n	2	3	4	5	6	7	8
$\frac{T_a}{\tau}$	2,718	3,695	4,463	5,119	5,699	6,226	6,711

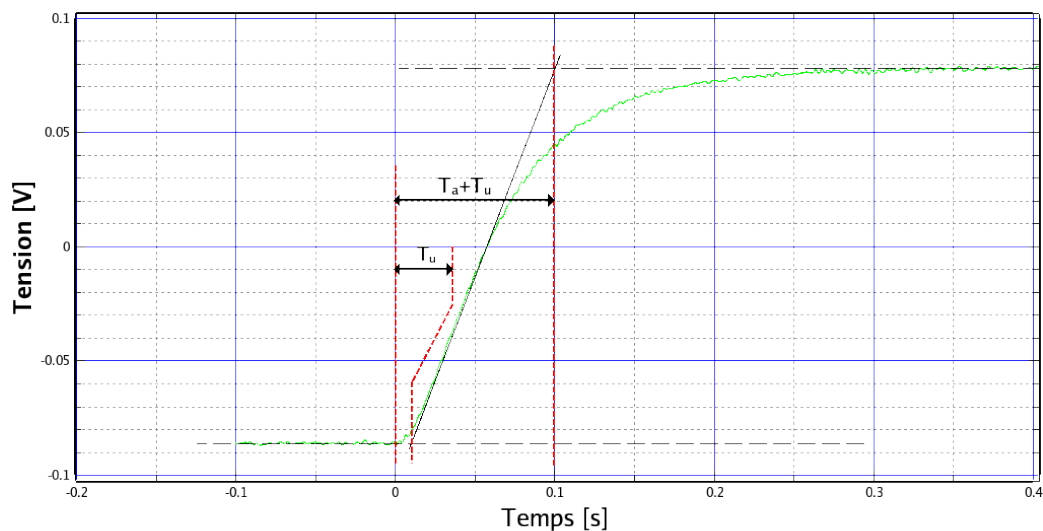


FIG. 4.16: Identification du système Commande-Optique-Détection

A-5 : Méthode de Ziegler-Nichols

Rôle des paramètres P, I et D

Proportionnel L'action Proportionnelle corrige de manière instantanée, donc rapide, tout écart de la grandeur à régler, elle permet de vaincre les grandes inerties du système. Afin de diminuer l'écart de réglage et rendre le système plus rapide, on augmente le gain mais, on est limité par la stabilité du système. Le régulateur P est utilisé lorsque l'on désire régler un paramètre dont la précision n'est pas importante, exemple : régler le niveau dans un bac de stockage.

Intégrale L'action intégrale complète l'action proportionnelle. Elle permet d'éliminer l'erreur résiduelle en régime permanent. Afin de rendre le système plus dynamique (diminuer le temps de réponse), on diminue l'action intégrale mais, ceci provoque l'augmentation du déphasage ce qui provoque l'instabilité en état fermé. L'action intégrale est utilisée lorsque on désire avoir en régime permanent, une précision parfaite, en outre, elle permet de filtrer la variable à régler d'où l'utilité pour le réglage des variables bruitées.

Dérivée L'action Dérivée, en compensant les inerties dues au temps mort, accélère la réponse du système et améliore la stabilité de la boucle, en permettant notamment un amortissement rapide des oscillations dues à l'apparition d'une perturbation ou à une variation subite de la consigne. Dans la pratique, l'action dérivée est appliquée aux variations de la grandeur à régler seule et non de l'écart mesure-consigne afin d'éviter les à-coups dus à une variation subite de la consigne. L'action D est utilisée dans l'industrie pour le réglage des variables lentes telles que la température, elle n'est pas recommandée pour le réglage d'une variable bruitée ou trop dynamique. En dérivant un bruit, son amplitude risque

de devenir plus importante que celle du signal utile.

Calcul des paramètres

Le calcul des paramètres se fait à l'aide de la méthode de Ziegler-Nichols à partir de la figure 4.17-a. La méthode de Ziegler-Nichols est basée sur la modélisation d'un système apériodique par deux paramètres qui sont le temps de retard T_r et la pente de la courbe P en son point d'inflexion ($P = \frac{1}{\tau_0}$). Les trois paramètres du correcteur PID, sont déterminés afin de minimiser l'indice de performance $J = \int_0^\infty |\epsilon(t)| dt$ pour une réponse à une entrée en échelon. On peut aussi déterminer les paramètres du PID avec une réponse oscillante

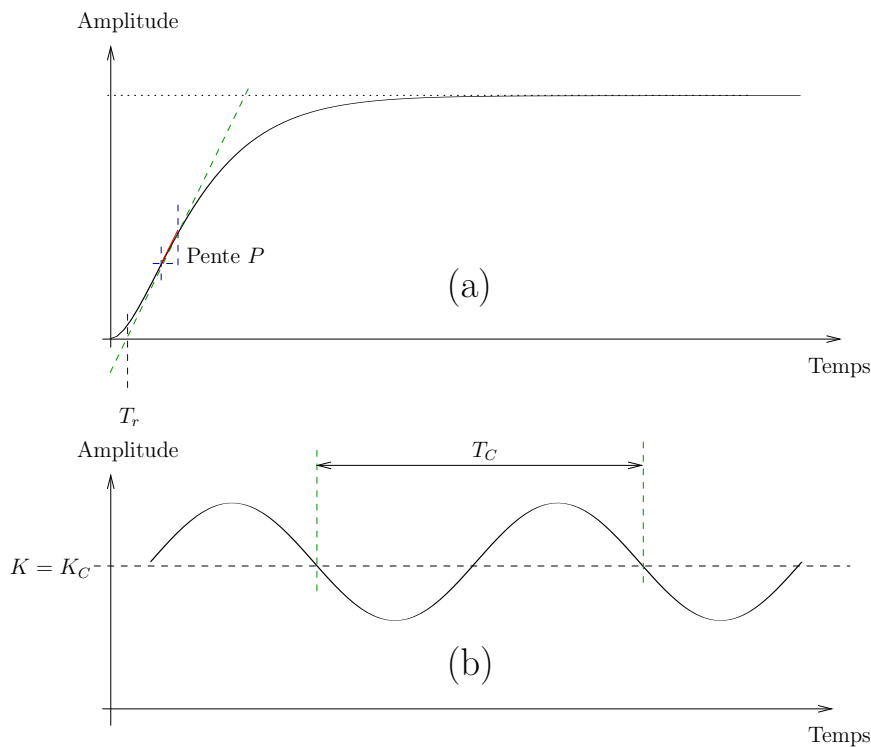


FIG. 4.17: Méthode de Ziegler-Nichols pour le calcul des paramètres d'un correcteur PID

(figure 4.17-b). On rappelle dans le tableau 4.4, les valeurs des paramètres K , T_i et T_d pour les trois types de correcteurs P,I et D obtenus par les méthodes de Ziegler-Nichols. Nous avons graphiquement à partir de la figure 3.25, déterminé les valeurs de τ_0 et de T_r :

$$\tau_0 = 0.598 \quad T_r = 9.4ms$$

A partir de ces deux valeurs et des relations données dans le tableau 4.4, nous pouvons calculer les temps d'intégration et de dérivation, T_i et T_d ainsi que la

TAB. 4.4: Paramètres du correcteur de Ziegler-Nichols pour un système à réponse indicielle apériodique

Paramètres du modèle		τ_0, T_r (Réponse indicielle)			K_C, T_C (Réponse oscillante)		
Type	Équation	K	T_i	T_d	K	T_i	T_d
P	K	$\frac{\tau_0}{T_r}$			$0,64K_C$		
PI	$K(1 + \frac{1}{pT_i})$	$0,9\frac{\tau_0}{T_r}$	$3,3T_r$		$0,57K_C$	$0,83T_C$	
PID	$K(1 + \frac{1}{pT_i} + pT_d)$	$1,2\frac{\tau_0}{T_r}$	$2T_r$	$0,5T_r$	$0,76K_C$	$0,5T_C$	$0,125T_C$

constante de proportionnalité K :

$$K = 75$$

$$T_i = 0.25ms$$

$$T_d = 0.125ms$$

A-6 : Incertitudes de mesures

Incertitude apportée par un dispositif

Chacun des éléments constitutifs de la chaîne (capteur, conditionneur, amplificateur, etc.) établit entre son signal d'entrée x et son signal de sortie y , une relation théorique, dite nominale :

$$y_n = G_n \cdot x + y_{0n} \quad (4.5)$$

où G_n est le gain nominal du dispositif et y_{0n} est le décalage nominal de zéro. En général, $y_{0n} \approx 0$.

Du fait des dispersions de fabrication ou de la présence de dérives, la relation réelle sera légèrement différente de la relation précédente :

$$y = G \cdot x + y_0 \quad (4.6)$$

où G est le gain réel qui dépend, en général du point de fonctionnement, de la température ambiante et de la vitesse de variation du signal et y_0 est le décalage réel de zéro, très sensible, en particulier à la température. L'incertitude est donnée par l'écart entre y et y_n : δy :

$$\delta y = (G - G_n) \cdot x + (y_0 - y_{0n}) = \delta G \cdot x + \delta y_{0n} \quad (4.7)$$

Erreur de linéarité

L'erreur de linéarité est l'écart maximal rapporté à la pleine échelle de sortie, soit :

$$\epsilon_l = \frac{\partial V_l}{m_{max}} \quad (4.8)$$

La figure 4.18 montre, la définition de δV_l .

Erreur de gain

L'erreur de gain est l'écart maximal entre le gain nominal et le gain mesuré :

$$\epsilon_{G_n} = \frac{\delta G}{G_n} = \frac{G - G_n}{G_n} \quad (4.9)$$

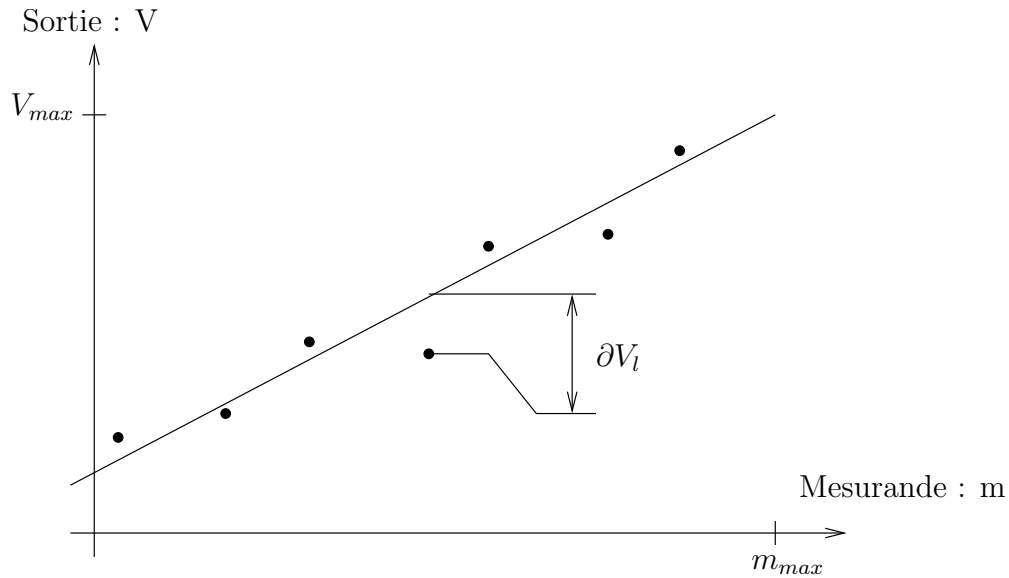


FIG. 4.18: Définition de l'erreur de linéarité

Erreur de bande passante

On définit pour un système du premier ordre dont la fonction de transfert est :

$$A(f) = \frac{A(0)}{1 + jf/f_c} \quad (4.10)$$

l'erreur de bande passante comme étant :

$$\epsilon_{A_f} = \frac{A(f_h) - A(0)}{A(0)} \quad (4.11)$$

où f_c est la fréquence de coupure à -3dB , $A(0)$, l'amplification en boucle ouverte et f_h , la fréquence haute du spectre du signal en entrée du filtre. On en déduit que

$$\epsilon_{A_f} = -\frac{1}{2} \left[\frac{f_h}{f_c} \right] \quad (4.12)$$