



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>



C.L.O.E.S.

Centre Lorrain d'Optique et Electronique des Solides



THESE

Présentée à l'Université de METZ pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

EN GENIE PHYSIQUE ET MECANIQUE

option Opto-électronique

par

Michel AILLERIE

**ETUDE COMPAREE DES METHODES DE
MESURE DES COEFFICIENTS
ELECTRO-OPTIQUES
APPLICATION A LiNbO_3**

Soutenue le 26 Juin 1991 devant la Commission d'Examen:

- Rapporteurs:** A. BRUN, Professeur à l'I.O.T.A. Paris,
 F. MICHERON, Directeur Scientifique de Thomson-TRT Défense,
 N. THEOFANOUS, Professeur à l'Université d'Athènes,
- Examineur:** G. VILLERMAIN-LECOLIER, Professeur à l'Université de Reims,

Directeurs de Thèse:

C.
M.

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE DE METZ



022 420374 2

l'Université de Metz,
Metz.

*à Sylvette,
et à notre club des cinq.*

Le travail rapporté dans ce mémoire de thèse a été effectué au Centre Lorrain d'Optique et d'Electronique des Solides (C.L.O.E.S.) sous la direction de Mr les Professeurs Marc Fontana et C. Carabatos -Nedelec. Je tiens à présenter mes plus vifs remerciements à Marc pour le guide qu'il a été durant ce travail, pour ses connaissances, sa rigueur scientifique et expérimentale dont il m'a fait profiter et pour ses encouragements qu'il m'a prodigué pendant toutes ces années. Je souhaite pouvoir prolonger encore longtemps mes activités de recherches avec lui et je tiens à l'assurer de ma profonde reconnaissance et de mon amitié.

J'exprime mes remerciements au professeur Carabatos-Nédélec de m'avoir accueilli dans son laboratoire et de la confiance qu'il m'a toujours témoignée dans la réalisation de cette thèse.

Je suis particulièrement heureux de la présence dans le jury de Nicéphor Théofanous (f ou ph!!) qui a contribué à ce travail en m'accueillant à Athènes dans son laboratoire et chez lui, en venant travailler plusieurs fois à Metz et en jugeant ce travail en tant que rapporteur. Qu'il soit assuré de mon amitié.

J'adresse mes sincères remerciements à Mr F. Micheron, Directeur scientifique de Thomson TRT Défense à Paris et à Mr A. Brun, Professeur à l'Institut d'Optique à Orsay d'avoir accepté, malgré leurs nombreuses occupations, la tâche ingrate de rapporteur. J'exprime ma gratitude à l'égard de Mr G. Villermain-Lécollier Professeur à l'Université de Reims de me faire l'honneur de s'intéresser à ce travail .

Cette étude n'aurait pu être complète sans la collaboration de P.Jullien de l'Université de Dijon m'ayant accueilli au Laboratoire de Physique du Solide pour effectuer les mesures interférométriques présentées dans ce mémoire. Je le remercie de m'avoir fait bénéficier de son expérience et de ses compétences.

Cette même étude a également bénéficiée des compétences informatiques de stagiaires du département informatique de l'I.U.T..Je tiens ici particulièrement à remercier Sylvain Paquet et Marc Burger pour leur intense participation à mon projet .

Enfin, j'adresse tous mes remerciements aux personnes ayant apporté leur aide précieuse à la réalisation de ce manuscrit. En particulier, Valérie Delbecque pour la frappe du texte, mon frère Laurent, pour les formules et figures, Danièle Havette pour les équations, René Neyertz pour la "sauvegarde" de la langue française et Jean Médoc pour la réalisation, (entre autre), du post-scriptum.

Mes remerciements vont à tous mes collègues et amis du laboratoire avec qui j'ai plaisir à être, ... et à travailler. Enfin, je voudrais associer à ces remerciements mes collègues de l'I.U.T et de SUPELEC.

TABLE DES MATIERES

AVANT-PROPOS	12
CHAPITRE 1 L'EFFET ELECTRO-OPTIQUE	14
1. Définition	14
2. Présentation des outils théoriques nécessaires à l'étude	14
2.1. Rappels sur l'optique des milieux anisotropes	14
2.2. L'ellipsoïde des indices et la représentation quadrique	15
2.3. Rappels sur l'effet electro-optique	17
2.3.1. Effet électro-optique et ellipsoïde des indices	17
2.3.2. L'effet électro-optique linéaire (ou effet Pockels)	18
2.3.3. L'effet électro-optique quadratique (ou effet Kerr)	19
2.4. La modulation électro-optique	19
2.4.1. Modulation électro-optique de phase	20
2.4.2. Modulation électro-optique d'amplitude	21
3. Analyses physique et géométrique de l'effet E/O	24
3.1. Optique non linéaire et Electro-optique	24
3.1.1. Relation entre les coefficients E/O et les susceptibilités non linéaires	25
3.1.2. Comportement en fréquence de l'effet électro-optique linéaire	27
3.2. Influence de la géométrie cristalline sur l'effet Electro-optique	31
3.2.1. Etude générale	31
3.2.2. Cas où la contribution E/O du terme croisé existe	37
3.2.3. Cas où le terme croisé est négligeable ou nul	41
3.2.4. Remarques	43
3.3. L'effet électro-optique dans les matériaux ferroélectriques	46
4. Le niobate de lithium	46
4.1. Propriétés physiques du Niobate de Lithium	47
4.2. Influence de la géométrie cristalline du LiNbO_3 sur ces propriétés électro-optiques	49
4.2.1. Direction de propagation suivant x_1	50
4.2.2. Direction de propagation suivant x_2	52
4.2.3. Direction de propagation suivant x_3	56
4.3. L'échantillon de LiNbO_3 utilisé pour les mesures	58

LES MESURES ELECTRO-OPTIQUES	60
CHAPITRE 2 LES MONTAGES	61
1. Le montage à polarisation linéaire	61
2. Les montages à compensation	64
2.1. Les montages à compensation à polarisation linéaire de type Sénarmont	65
2.2. Les montages à compensation à polarisation circulaire de type Tardy	67
3. Les montages interférométriques	69
4. Remarques sur cette étude	72
4.1. Equation de la transmittance.....	73
4.2. Signification de Γ dans les équations de la transmittance	74
CHAPITRE 3 LES METHODES DE MESURE EN STATIQUE	75
1. Les mesures d'intensité	75
1.1. Principe de la méthode	75
1.2. Résultats expérimentaux	78
1.2.1. Phase initiale	78
1.2.2. Phase de mesures.....	79
1.3. Calcul de la précision et discussion des résultats	80
2. La mesure directe de la tension de demi-onde	83
2.1. Principe de la méthode	83
2.2. Résultats expérimentaux	84
2.3. Calcul de la précision et discussion des résultats	86
Les méthodes de suivi du point de transmission minimale	88
3. Méthode de suivi du point de transmission minimale avec le montage à polarisation linéaire	88
3.1. Principe de la méthode	88
3.2. Résultats expérimentaux	89
3.3. Calcul de la précision.....	91
4. Méthode de suivi du point de transmission minimale avec le montage à compensation de type Sénarmont (et à polarisation circulaire)	92

4.1. Principe de la méthode	92
4.2. Résultats expérimentaux	93
4.3. Calcul de la précision.....	94

CHAPITRE 4 LES METHODES DE MESURE EN DYNAMIQUE

96

1. Etude de la transmittance optoélectronique.....	96
2. Les mesures d'intensité en dynamique.....	102
2.1. Principe de la méthode	102
2.2. Résultats expérimentaux	104
2.2.1. Phase initiale	104
2.2.2. Phase de mesures.....	105
2.3. Calcul de la précision et discussion des résultats	105
3. Approximation linéaire de V_{π}.....	107
3.1. Principe de la methode	107
3.2. Résultats expérimentaux	109
3.3. Calcul de la précision et discussion des résultats	110
4. Méthode de mesure directe du déphasage optique au point de doublement de la fréquence de modulation électro-optique	113
4.1. Principe de la methode	113
4.2. Résultats expérimentaux	116
4.3. Calcul de la précision et discussion des résultats	119
4.3.1. Calcul de la précision	119
4.3.2. Evaluation de l'erreur spécifique à cette méthode.....	120
4.3.3. Sensibilité et apport de cette méthode.....	123

CHAPITRE 5 LES METHODES DE MESURES INTERFEROMETRIQUES

125

1. Détermination du signe des coefficients E/O en statique.....	125
2. Mesures d'intensité en dynamique	126
2.1. Principe de la méthode	126
2.2. Mise en oeuvre de la méthode dynamique	129
2.3. Résultats expérimentaux	131
2.4. Calcul de précision et discussion des résultats	135
3. Autres methodes (non utilisées ici).....	136

3.1. Mesures par détection de zéro en dynamique.....	136
3.2. Mesures par visualisation de courbes de Lissajou	138

CHAPITRE 6 L'EFFET THERMO-OPTIQUE COMPARAISON ET INTERPRETATION DES RESULTATS 139

1. Détermination et influence de l'effet thermo-optique.....	139
1.1. Mise en évidence de l'effet thermo-optique.....	139
1.2. Mesure de l'effet thermo-optique	140
1.3. Influence de l'effet T/O dans les mesures E/O	142
1.4. Prise en compte de l'effet T/O dans les mesures E/O.....	145
1.5. Mesure de l'effet Electro-optique par compensation électrique de l'effet thermo-optique	146
1.5.1. Principe de la méthode.....	147
1.5.2. Résultats expérimentaux.....	150
1.5.3. Calcul de la précision et discussion	151
2. Analyse comparée des résultats obtenus par les différentes méthodes.....	153
2.1. Analyse comparée des différentes méthodes utilisées.....	153
Comparaison en fonction de la grandeur mesurée.....	153
2.1.1. Méthodes de mesure d'intensité	153
2.1.2. Méthodes de mesure de la tension de demi-onde	154
2.1.3. Méthodes de mesure directe du déphasage induit.....	154
Comparaison en fonction de la forme des signaux.....	155
2.1.4. Méthodes de mesure en statique	155
2.1.5. Méthodes de mesure en dynamique	156
2.1.6. Méthodes de mesures interférométriques.....	157
2.2. Analyse comparée des résultats obtenus	157

CHAPITRE 7 CONCEPTION ET REALISATION D'UN BANC ELECTRO-OPTIQUE A UNE ONDE POUR LA DETERMINATION AUTOMATIQUE DES COEFFICIENTS ELECTRO-OPTIQUES 161

1. Introduction.....	161
2. Le montage expérimental.....	162
2.1. Présentation generale de la realisation.....	162
2.2. Description du banc optique.....	165
2.3. Description des ensembles de photoamplification	168

2.3.1.	Module de photoamplification d'entrée	168
2.3.2.	Module de photoamplification de sortie.....	169
2.4.	Description des ensembles d'alimentation continue et alternative.....	170
2.5.	Description de la partie acquisition	170
2.6.	Description de la partie contrôle.....	171
3.	L'automate conversationnel de suivi expérimental.....	172
3.1.	Présentation : objectifs et limites.....	172
3.2.	Organisation de l'automate	173
3.3.	Description des différents éléments :	174
3.3.1.	La mémoire de l'automate	174
3.3.2.	L'affichage écran	175
3.3.3.	Les programmes d'entrée-sortie	176
3.3.4.	Le langage de programmation et l'interpréteur de règles.....	177
3.3.5.	L'intégration de l'automate dans le contrôle du banc de mesures électro-optique	178
4.	Conclusion: perspectives envisagées	179
4.1.	Le banc optique	179
4.2.	Les appareils d'alimentation et de détection	180
4.3.	L'automate conversationnel	180
4.3.1.	Interface utilisateur	181
4.3.2.	Les programmes d'entrée-sortie	181
4.3.3.	La communication avec le banc	181
	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	182
	PUBLICATIONS RELATIVES A CE TRAVAIL	184
	POST -SCRIPTUM	185
ANNEXE A	ELEMENTS DE CALCUL DE JONES ET APPLICATION AUX SYTEMES BIREFRINGENTS	186
ANNEXE B	LES SYMBOLES UTILISES	190
1.	Les Symboles des grandeurs physiques utilisées.....	190
2.	Notation des grandeurs expérimentales.....	191

**ANNEXE C FORMES PRISES PAR LE TENSEUR ELECTRO-
OPTIQUE** **192**

REFERENCES **194**

AVANT-PROPOS

Les matériaux électro-optiques (E/O) dans lesquels les propriétés optiques peuvent être modifiées par application d'un champ électrique sont d'une importance considérable dans la constitution de dispositifs optoélectroniques. Contrairement à la photonique et à l'électronique, en optoélectronique, électrons et photons ensemble, sont les porteurs de l'information et peuvent interagir dans les matériaux E/O. Les dispositifs optoélectroniques peuvent remplacer un grand nombre de fonctions purement électroniques bien connues dans les systèmes de communication et de traitement de l'information : propagation, déflexion, modulation, amplification, conversion analogique/digitale, échantillonnage et stockage de l'information.

En réalité, ce sont les limites de performances en rapidité de traitement et de transport de l'information avec des dispositifs électroniques bien maîtrisés, qui justifient, pour une large part, l'étude et la réalisation de dispositifs optoélectroniques. A titre d'exemple, la puissance de calcul atteinte par des circuits-intégrés VLSI (Very Large Scale Integration), 16/32 bits à structure pipe-line est de quelques dizaines de millions d'instructions par seconde (MIPS). Mais, dans le domaine du traitement de l'image, de l'intelligence artificielle, des visions météorologiques, de l'astronomie, de la technologie spatiale et des systèmes de défense, les besoins ne semblent pas avoir de limite et impliquent le choix de dispositifs optoélectroniques, voir tout optiques. En effet, les systèmes de radar tactique nécessiteront bientôt 20 000 à 30 000 MIPS. L'optique par l'intermédiaire de dispositifs optoélectroniques peut permettre de traiter et transporter plusieurs informations simultanément à des vitesses proches de celles de la lumière. Des réalisations d'architecture parallèle optoélectronique existent. Des calculateurs systoliques faisant intervenir des effets acousto-optiques ou électro-optiques sont décrits dans la littérature. Une nouvelle classe d'architecture parallèle émerge actuellement dans le traitement de l'information. Ce sont les réseaux neuronaux. Leur mise en oeuvre concerne tous les traitements de données floues, redondantes, bruitées, incomplètes, telles qu'on les rencontre en traitement d'images ou en traitement de la parole. Les systèmes étudiés très récemment n'en sont qu'au stade de la réflexion et y resteront tant que les composants électro-optiques qu'ils nécessitent ne seront pas maîtrisés technologiquement. [1][2]

En amont de la disponibilité sur le marché de ces composants, il est impératif de caractériser de façon juste et précise ces nouveaux matériaux électro-optiques offrant des perspectives d'utilisation et des performances intéressantes. Nous entendons par caractérisation précise que la valeur du coefficient E/O obtenu ne doit se trouver entachée que d'une incertitude minimale, et complémentairement, nous entendons par caractérisation juste, que cette même valeur doit être indépendante de l'apport des effets additionnels à l'effet E/O tel l'effet thermo-optique, l'effet d'une contrainte mécanique, etc... Ces deux conditions sont indispensables pour pouvoir démarrer directement des recherches appliquées.

Les matériaux diélectriques représentent une famille de matériaux largement utilisés en optoélectronique (la deuxième famille étant les semi-conducteurs). Ils se présentent sous la forme de cristaux volumiques ou sont utilisés en tant que substrat en optique intégrée. La caractérisation E/O doit passer par l'analyse et par la prise en compte dans ces mesures des différentes grandeurs physiques influençant le comportement électro-optique des matériaux. Elle doit permettre d'obtenir des résultats fiables et donc, directement exploitables par des laboratoires industriels concernés par le développement des applications optoélectroniques. Pour obtenir ces résultats, il est donc important d'étudier les différents montages expérimentaux et les différentes méthodes de mesures associées pour sélectionner enfin, une technique expérimentale (montage + méthode) adaptée à la caractérisation précise et juste d'un type de matériaux dans une configuration donnée et pour des conditions d'utilisation définies.

Ce mémoire a pour but de présenter l'étude des différentes techniques expérimentales de caractérisation électro-optique d'échantillons massiques. Deux familles de montages optiques sont étudiées : les montages à une onde que nous avons développés et mis en oeuvre au laboratoire, le C.L.O.E.S. (Centre Lorrain d'Optique et d'Electronique des Solides) à Metz et les montages à deux ondes de type interférentiels auxquels nous avons eu accès pour ce travail, développés au L.P.S. (Laboratoire de Physique des Solides) de l'Université de Dijon.

Les chapitres 1 et 2 consistent en la présentation des outils nécessaires à l'étude: outils théoriques telle la présentation de la physique de l'électro-optique (chapitre 1), outils expérimentaux, telle la présentation des montages à une onde et à deux ondes (chapitre 2). Nous présentons ensuite les différentes méthodes de caractérisation E/O en statique puis en dynamique et analysons les résultats obtenus sur un échantillon de niobate de lithium LiNbO_3 dans les chapitres 3, 4, 5 et 6. Nous présentons, enfin le montage optique réalisé au laboratoire et son automatisation associée (chapitre 7).

CHAPITRE 1

L'EFFET ELECTRO-OPTIQUE

1. DEFINITION

Lorsqu'un champ électrique traverse un milieu optique la distribution des électrons est modifiée de telle sorte que la polarisation et par conséquent les indices de réfraction changent de façon anisotrope.

L'effet électro-optique (effet E/O) est défini comme étant la dépendance de l'indice de réfraction avec un champ électrique [3]-[5].

On distingue l'effet électro-optique linéaire (dépendance linéaire en champ électrique) mis en évidence par F. Pockels en 1893 [4] et l'effet électro-optique quadratique (dépendance selon le carré du champ électrique) découvert par J. Kerr en 1875 [6].

2. PRESENTATION DES OUTILS THEORIQUES NECESSAIRES A L'ETUDE

L'objectif premier de ce paragraphe est de présenter une description de la physique du phénomène E/O et d'apporter ainsi les connaissances nécessaires à l'interprétation des résultats expérimentaux. Nous proposons, dans ce paragraphe une étude de l'effet électro-optique linéaire en fonction de la fréquence des champs en présence dans le cristal. En effet, il est utile de pouvoir identifier les mécanismes microscopiques responsables de l'effet électro-optique et de bien comprendre sa dépendance ou dispersion en fréquence. Ainsi, faut-il distinguer le strict effet électronique qui résulte du couplage direct du champ électrique avec les électrons et des effets où le couplage s'effectue via une déformation du réseau. Cette étude présentée est loin d'être exhaustive sur ce qui a trait à l'optique non linéaire et l'électro-optique. Seuls les outils nécessaires à l'exploitation et à la compréhension des résultats sont présentés dans ce chapitre. Des ouvrages plus généraux sont cités en référence. En particulier les publications de A. Yariv et P. Yeh^[7], S.H. Wemple - M. Didomenico^{[8]-[10]}, F. Micheron^[11] et I.P. Kaminov^[12]. Notre étude a été effectuée en utilisant le système d'unité MKS.

2.1. RAPPELS SUR L'OPTIQUE DES MILIEUX ANISOTROPES

Dans un milieu anisotrope, la vitesse de phase de la lumière dépend de son état de la polarisation et de sa direction de propagation^[7]. En raison de l'anisotropie, l'état de la polarisation de l'onde plane peut varier lors de sa propagation dans le cristal. Mais quelle que

soit la direction de propagation on définit en général deux directions principales de la polarisation déterminée de la manière suivante :

Une onde lumineuse ayant sa polarisation parallèle à une de ces directions en entrée du cristal ressortira avec une polarisation inchangée. Ces directions correspondent aux vitesses de phases principales et également aux indices principaux de réfractons, (n) dans la direction considérée. Une onde se propageant dans une direction quelconque peut se décomposer en deux ondes planes indépendantes ayant des modes de propagation d'onde linéaire. La différence de phase Γ , exprimée en radian, entre ces deux composantes de la polarisation sera en sortie du cristal de longueur L :^{[13][14]}

$$\Gamma = \Gamma_1 - \Gamma_2 = \frac{2\pi L}{\lambda_0} n_1 - n_2 = \frac{2\pi L}{\lambda_0} \Delta n_{12} \quad (1.2-1)$$

Avec Δn_{12} , la birefringence naturelle du cristal dans la direction considérée n_1 et n_2 les deux indices principaux vus par les deux composantes principales de l'onde et λ_0 la longueur d'onde de la lumière dans le vide.

Dans ce cas, lors d'une propagation dans une direction quelconque, les deux indices principaux vus par l'onde sont en général une combinaison des indices principaux du cristal.

2.2. L'ELLIPSOÏDE DES INDICES ET LA REPRESENTATION QUADRIQUE

A tout tenseur symétrique de rang deux S_{ij} , nous pouvons associer une quadrique et nous pouvons ainsi construire une surface ellipsoïdale (lorsque les S_{ij} sont >0 pour $i=j$) selon l'expression:^[3]

$$\sum_{ij} S_{ij} x_i x_j = 1 \quad (1.2-2)$$

où les indices i et j font référence aux 3 coordonnées cartésiennes (x_1, x_2, x_3).

Les indices de réfraction n ne se transformant pas comme un tenseur, il est nécessaire de considérer une quantité tensorielle symétrique de rang 2 liée aux indices de réfraction. Il est ainsi pratique de choisir le tenseur diélectrique ϵ_{ij} ou son inverse, le tenseur d'imperméabilité

$B_{ij} = \left(\frac{1}{\epsilon} \right)_{ij}$. Dans un milieu anisotrope où nous avons $\epsilon_{ij} = n_{ij}^2$, on adopte la notation

couramment utilisée:

$$\left(\frac{1}{\epsilon} \right)_{i,j} = \left(\frac{1}{n^2} \right)_{i,j} \quad (1.2-3)$$

En identifiant le tenseur S_{ij} à $\left(\frac{1}{n^2} \right)_{i,j}$, l'ellipsoïde résultant, appelé ellipsoïde des indices, possède une interprétation géométrique simple. En effet, si l'on considère l'ellipsoïde des indices représenté figure 1-1, un plan passant par l'origine O et perpendiculaire à un faisceau lumineux se propageant suivant une direction arbitraire OP définira une ellipse à son intersection avec l'ellipsoïde.

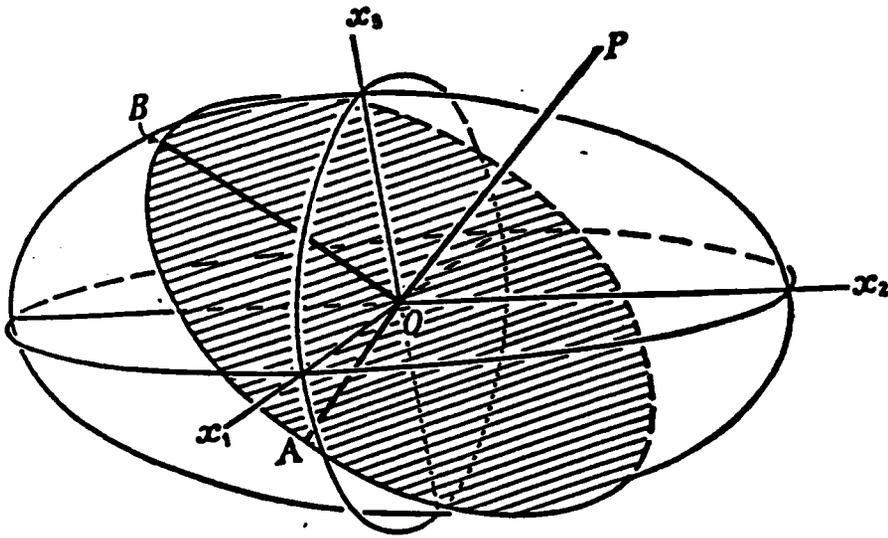


Figure 1-1: ellipsoïde des indices. Si la lumière se propage suivant OP , l'intersection du plan d'onde avec l'ellipsoïde est une ellipse de demi-axes OA et OB .

Les deux demi-axes principaux de l'ellipse, OA et OB de cette ellipse définissent les deux directions de polarisation principales et leurs longueurs sont égales aux indices de réfraction n_A et n_B correspondants.

Donc, lorsque la direction de propagation OP coïncide avec un des axes principaux de l'ellipsoïde (e. g. x_1), les deux indices de réfraction (n_2 et n_3) sont donnés par les longueurs x_2 et x_3 . Les indices n_1 , n_2 et n_3 sont appelés les indices de réfraction principaux et ainsi, dans le système d'axe principal, l'équation de l'ellipsoïde des indices est simplement

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1 \quad (1.2-4)$$

De manière générale, il existe deux directions particulières OP pour lesquelles les intersections du plan normal à OP avec l'ellipsoïde sont un cercle. Ces deux directions définissent les axes optiques du cristal.

Lorsque les deux directions sont distinctes, nous avons affaire à des cristaux biaxes. Lorsque les deux directions sont confondues, nous avons affaire à des cristaux uniaxes. Ceci est le cas des classes cristallines hexagonale, tétragonale et trigonale comme pour le niobate de lithium. Dans le cas des uniaxes, nous avons, $n_1 = n_2 = n_o$ et $n_3 = n_e$ et l'équation de l'ellipsoïde devient :

$$\frac{x_1^2 + x_2^2}{n_o^2} + \frac{x_3^2}{n_e^2} = 1 \quad (1.2-5)$$

où n_o et n_e sont les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire respectivement. Lorsque $n_o > n_e$ comme dans le niobate de lithium, le cristal est dit uniaxe négatif. Dans l'autre cas, il serait positif.

2.3. RAPPELS SUR L'EFFET ELECTRO-OPTIQUE

2.3.1. Effet électro-optique et ellipsoïde des indices.

Afin de décrire les changements des indices de réfraction dus à des perturbations extérieures tel un champ électrique (effet électro-optique), les modifications (déformation et/ou rotation), de l'ellipsoïde des indices doivent être considérées. Ces modifications sont simplement décrites par un changement des coefficients du tenseur d'imperméabilité B_{ij} de l'équation générale. En effet, en présence d'un champ électrique, l'ellipsoïde des indices devient:

$$\sum_{ij} \left[\left(\frac{1}{n^2} \right)_{i,j} + d \left(\frac{1}{n^2} \right)_{i,j} \right] x_i x_j = 1 \quad (1.2-6)$$

ou encore :

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} + \sum_{ij} d \left(\frac{1}{n^2} \right)_{i,j} x_i x_j = 1 \quad (1.2-7)$$

avec $d\left(\frac{1}{n^2}\right)_{i,j}$, la perturbation électro-optique.

Comme $\left(\frac{1}{n^2}\right)_{i,j}$ et $d\left(\frac{1}{n^2}\right)_{i,j}$ sont symétriques dans les indices i et j , tous les termes avec $i \neq j$ sont automatiquement multipliés par un facteur deux.^[15]

2.3.2. L'effet électro-optique linéaire (ou effet Pockels)

L'effet électro-optique linéaire, qui est non nul pour 20 des 21 groupes acentriques est le plus couramment décrit en terme de tenseur d'ordre 3, r , défini par l'expression:^[5]

$$d\left(\frac{1}{n^2}\right)_{i,j} = \sum_k r_{ij,k} E_k \quad (1.2-8)$$

avec E_k , la $k^{\text{ième}}$ composante du champ électrique externe appliqué au cristal. Dans cette équation les indices i et j sont séparés de l'indice k car ces indices peuvent être échangés sans affecter les résultats. Dans le système d'unités MKS, l'unité des coefficients électro-optiques r est en m/V. Une deuxième description de cet effet utilise la polarisation induite par le champ électrique dans le cristal comme grandeur induisant une modification d'indice. Dans ce cas, nous obtenons :

$$d\left(\frac{1}{n^2}\right)_{i,j} = \sum_k f_{ij,k} P_k \quad (1.2-9)$$

où $f_{ij,k}$ sont les coefficients de polarisation optique mesurés en m^2/C . La polarisation et le champ électrique sont liés via le tenseur de la constante diélectrique relative ϵ_{kl} à la fréquence de fonctionnement par la relation:

$$P_i = \epsilon_0 \sum_l (\epsilon_{kl} - \delta_{kl}) E_l \quad (1.2-10)$$

avec la permittivité du vide ϵ_{kl} , l'indice de Kronecker δ_{kl} ($\delta_{kl} = 1$ pour $k = l$ et $\delta_{kl} = 0$ pour $k \neq l$). En reliant les équations (1.2-8) (1.2-9) (1.2-10), on trouve que les tenseurs r et f sont liés par le tenseur diélectrique ϵ par :

$$r_{ij,k} = \epsilon_0 \sum_l f_{ij,l} (\epsilon_{kl} - \delta_{kl}) \quad (1.2-11)$$

$r_{ij,k}$, $f_{ij,l}$ et ϵ_{kl} sont tous dépendants de la fréquence des champs électriques et optiques. Le comportement en fréquence est étudié dans le paragraphe 3.1. du présent chapitre.

2.3.3. L'effet électro-optique quadratique (ou effet Kerr)

Dans les cristaux ayant un centre de symétrie, l'effet linéaire disparaît et seul l'effet électro-optique quadratique ou effet Kerr subsiste. Par analogie avec les équations (1.2-8) et (1.2-9) de l'effet linéaire, on peut définir les coefficients quadratiques:^{[6][16]}

$$d\left(\frac{1}{n^2}\right)_{i,j} = \sum_{k,l} R_{ij,kl} E_k E_l \quad (1.2-12)$$

et

$$d\left(\frac{1}{n^2}\right)_{i,j} = \sum_{k,l} g_{ij,kl} P_k P_l \quad (1.2-13)$$

avec $R_{ij,kl}$ et $g_{ij,kl}$ respectivement les coefficients électro-optiques quadratiques et de polarisation-optiques quadratiques

Afin de conclure cette présentation des effets électro-optiques, nous signalons encore les relations liant les effets linéaires et quadratiques, E/O et polarisation optique: à partir de l'équation (1.2-10) dans (1.2-8) et (1.2-9) puis dans (1.2-12) et (1.2-13).

Dans le système d'axes principaux nous obtenons:^[15]

$$f_{ij,k} = \frac{r_{ij,k}}{\epsilon_0(\epsilon_k - 1)} \quad (1.2-14)$$

et

$$g_{ij,kl} = \frac{R_{ij,kl}}{\epsilon_0^2(\epsilon_k - 1)(\epsilon_l - 1)} \quad (1.2-15)$$

Les produits $\epsilon_0\epsilon_k$ et $\epsilon_0\epsilon_l$ correspondent aux permittivités diélectriques principales; $(\epsilon_k - 1)$ et $(\epsilon_l - 1)$ étant les susceptibilités diélectriques linéaires.

2.4. LA MODULATION ELECTRO-OPTIQUE

Nous avons montré, dans le paragraphe précédent, que l'application d'un champ électrique peut modifier la valeur des indices de réfraction de certains cristaux et indiqué que la propagation

d'une onde électromagnétique dans le cristal est dépendante de l'ellipsoïde des indices. Nous pouvons utiliser par conséquent, l'effet électro-optique dans les cristaux pour modifier électriquement l'état de la polarisation des ondes s'y propageant^[17]. C'est ce que l'on appelle la modulation électro-optique^[17]. Tous les modulateurs électro-optiques avec des cristaux solides utilisent l'effet Pockels et sont des modulateurs de polarisation.^[18]

Un modulateur de polarisation change les conditions de polarisation des ondes lumineuses en réponse à un signal électrique. Précisément, chaque composante principale de direction i de la polarisation est affectée d'un déphasage Γ_i , qui est en général fonction du signal électrique appliqué et du temps. La différence de phase Γ entre les deux composantes est alors $\Gamma = \Gamma_i - \Gamma_j$ avec i et j indiquant les deux directions principales de la polarisation, dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation. En utilisant des montages expérimentaux adéquats, il est possible de transformer la modulation de polarisation, c'est à dire, la variation induite de Γ en modulation de phase ou en modulation d'amplitude de l'onde électromagnétique lumineuse.

2.4.1. Modulation électro-optique de phase

C'est celle que l'on obtient directement par l'effet électro-optique. En effet, on peut montrer qu'à une très bonne approximation près, la différence de phase optique Γ induite par l'effet électro-optique est directement proportionnelle à l'amplitude du champ électrique appliqué E :^[19]

$$\Gamma = \Gamma(0) + KE \quad (1.2-16)$$

ou $\Gamma(0)$ est la différence de phase sans champ électrique externe appliqué et K une constante caractéristique du cristal et de son orientation (longueur, indices et coefficients électro-optique mis en jeu). Si par exemple nous supposons que le champ électrique est sinusoïdal d'amplitude E_m et de pulsation ω_m soit:

$$E = E_m \sin(\omega_m t) \quad (1.2-17)$$

nous obtenons pour l'équation (1.2-16):

$$\Gamma = \Gamma(0) + K E_m \sin(\omega_m t) \quad (1.2-18)$$

La différence de phase optique entre les composantes de la polarisation à la sortie du cristal sera modulée à la même fréquence ω_m avec un indice de modulation de phase δ défini par :

$$\delta = \frac{K E_m}{\Gamma(0)} \quad (1.2-19)$$

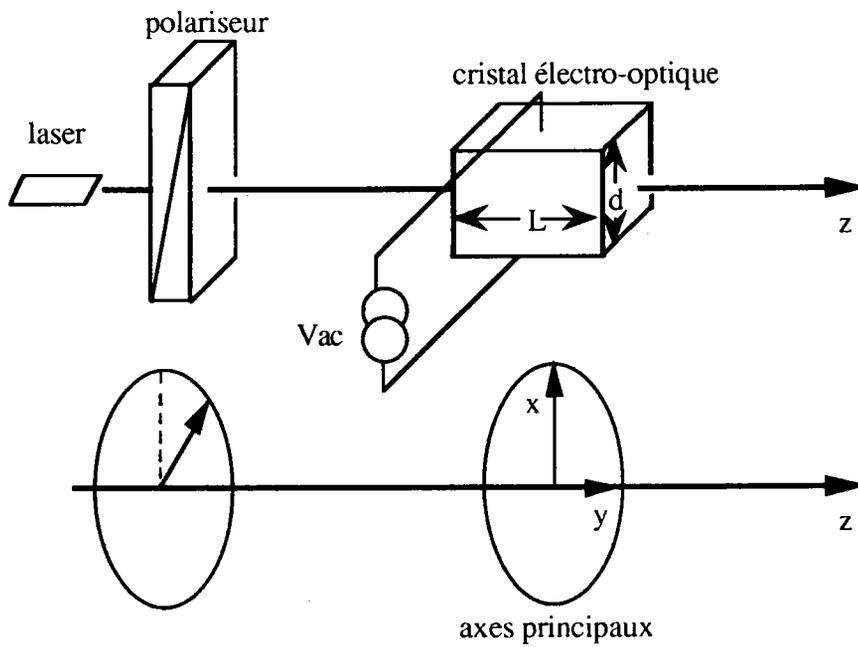


Figure 1-2: Un modulateur électro-optique de phase. L'orientation du cristal et du champ de modulation est montrée sur ce schéma à titre indicatif.

2.4.2. Modulation électro-optique d'amplitude

Elle découle de la modulation électro-optique de phase à l'aide d'un dispositif comme celui présenté par le schéma de la figure 1-3.

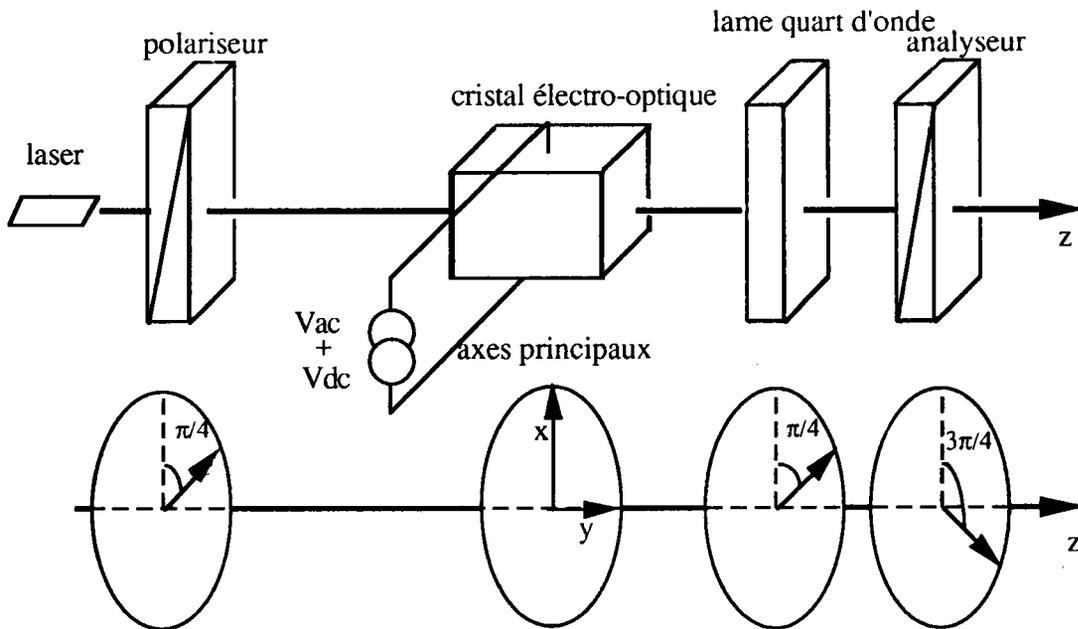


Figure 1-3: Un modulateur électro-optique d'amplitude

On place un cristal électro-optique entre 2 polariseurs croisés dont les axes font un angle de $\pi/4$ avec les lignes neutres du cristal. Une lame retard quart-d'onde peut, éventuellement être insérée dans le montage optique (cf chapitre 2.).

Le cas le plus typique est celui pour lequel le cristal ne présente pas de biréfringence naturelle $\Delta n(0)$, c'est à dire que sans champ externe appliqué, nous avons:

$$\Delta n(0) = 0 \text{ et } \Gamma(0) = 0 \quad (1.2-20)$$

Donc sans champ externe, l'intensité du faisceau lumineux transmis I à la sortie du montage est égale à 0. On peut montrer que dans ces conditions, l'intensité du faisceau lumineux de sortie s'exprime par:

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Gamma(E)}{2} \quad (1.2-21)$$

avec I_0 , l'intensité du faisceau lumineux d'entrée, et $\Gamma(E)$, la différence de phase entre les composantes de la polarisation induite par le champ. La tension provoquant un retard de phase de $\Gamma(E) = \pi$ est connue comme la tension de demi-onde V_π . On peut alors exprimer l'équation (1.2-21) en fonction de la tension appliquée soit:

$$I = I_0 \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{V}{V_\pi} \right) \quad (1.2-22)$$

V_π est une figure de mérite importante. Elle est en effet très utilisée afin de comparer les propriétés E/O de matériaux utilisables en opto-électronique.

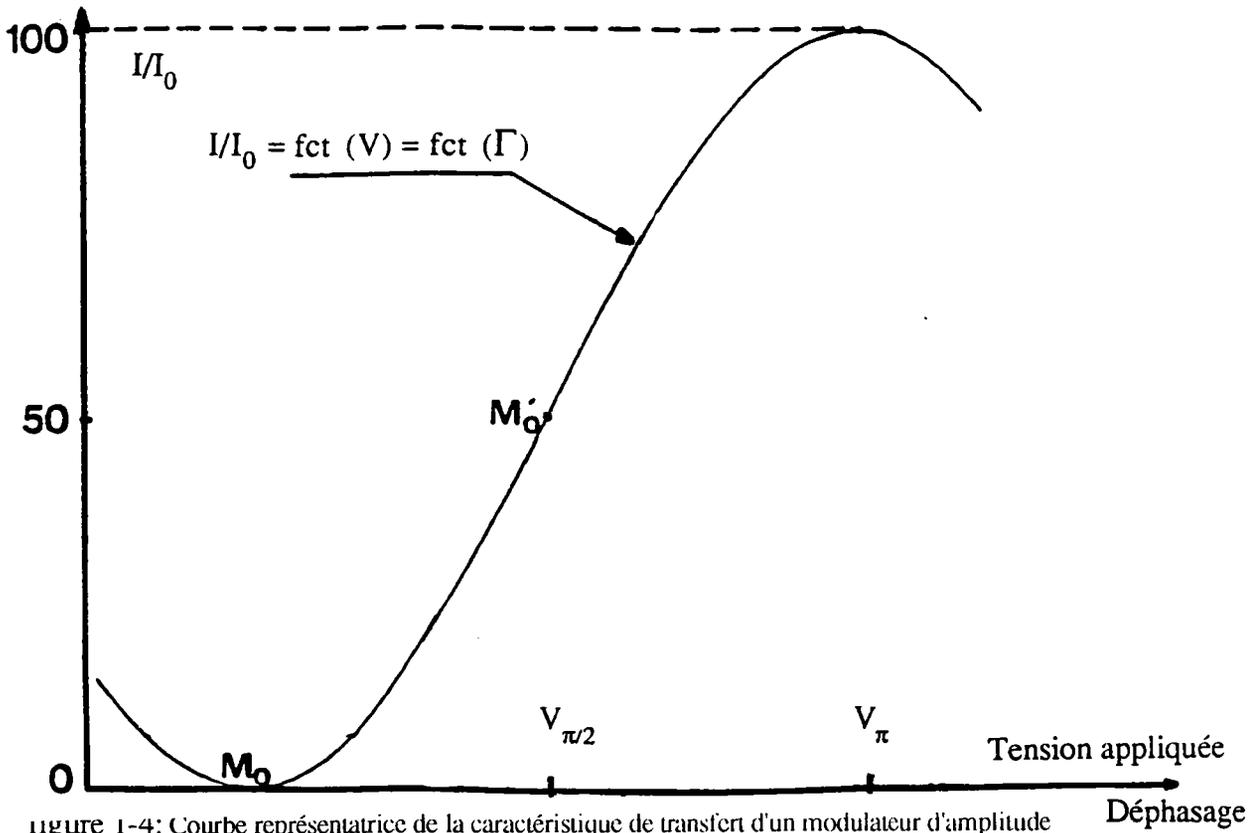


Figure 1-4: Courbe représentative de la caractéristique de transfert d'un modulateur d'amplitude

La figure 1-3 représente la fonction de transmittance caractéristique d'un modulateur d'amplitude en fonction de $\Gamma(E)$ (cf eq. 1.2-21). On constate alors que cette caractéristique qui peut être exprimée en fonction également de V a un maximum de linéarité lorsque le modulateur fonctionne autour du point correspondant à $\Gamma = \frac{\pi}{2}$, c'est à dire au point de transmission M_0 . Ce

point correspond à $I = \frac{I_0}{2}$ soit à 50% du maximum d'intensité transmissible. On réalise cela soit en appliquant une tension externe continue correspondant à $V = \frac{1}{2} V_\pi$, soit en intercalant à un azimuth de 135° une lame biréfringente introduisant un retard de $\frac{\pi}{2}$ donc, une lame quart-d'onde $\lambda/4$. Dans ces conditions, le retard de phase s'exprime par:

$$\Gamma = \frac{1}{2} \pi + \Gamma_m \sin \omega_m t \quad (1.2-23)$$

avec $\frac{1}{2} \pi$ étant le retard de phase statique et Γ_m , le retard de phase induit par la tension de modulation. L'équation (1.2-21), pour $\Gamma_m \ll 1$ devient:

$$T = \frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} (1 + \Gamma_m \sin \omega_m t) \quad (1.2-24)$$

Lorsqu'il n'y a pas de retard fixe optique tel que celui introduit ci dessus ni de biréfringence naturelle, le point de fonctionnement correspond à M_0 , position n'assurant non plus la linéarité mais la génération de la deuxième harmonique $2\omega_m$ du signal de modulation.

De même qu'il a été défini un indice de modulation de phase, on peut définir un indice de modulation d'amplitude m défini par :

$$m = \frac{2 J_0}{I_0} \quad (1.2-25)$$

avec $2J_0$ l'amplitude crête à crête du signal modulé. Afin d'obtenir une valeur exacte de m , I_0 doit tenir compte de toutes les absorptions dues au polariseur, à l'analyseur, à la lame $\lambda/4$ et au cristal lui-même c'est à dire que I_0 doit être considéré à la sortie du montage lorsque tous les axes principaux de toutes les lames optiques sont parallèles.

3. ANALYSES PHYSIQUE ET GEOMETRIQUE DE L'EFFET E/O

3.1. OPTIQUE NON LINEAIRE ET ELECTRO-OPTIQUE

De manière générale, la polarisation électrique induite dans un milieu diélectrique par un champ électrique extérieur E_j s'écrit dans le système MKS:

$$P_i = \epsilon_0 \chi_{ij} E_j \quad (1.3-1)$$

avec χ_{ij} la susceptibilité électrique, P_i le vecteur de polarisation électrique et ϵ_0 la permittivité du vide. La permittivité du milieu s'exprime:

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_0 (1 + \chi_{ij}) \quad (1.3-2)$$

Dans les milieux non-linéaires, χ_{ij} possède des termes d'ordre supérieur et lorsque plusieurs champs électriques interagissent, l'équation précédente s'écrit:

$$\begin{aligned} \frac{P_i}{\epsilon_0} = & \chi_{ij}(\omega_1) E_1(\omega_1) + \chi_{ij}(\omega_2) E_2(\omega_2) + \dots \\ & + \chi_{ij,k}^{(2)}(\omega_1, \omega_2) E_1(\omega_1) E_2(\omega_2) + \dots \\ & + \chi_{ij,kl}^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) E_1(\omega_1) E_2(\omega_2) E_3(\omega_3) + \dots \end{aligned} \quad (1.3-3)$$

avec:

$$(\omega_1, \omega_2) = (\pm \omega_1, \pm \omega_2) \quad (1.3-4)$$

et

$$(\omega_1, \omega_2, \omega_3) = (\pm \omega_1, \pm \omega_2, \pm \omega_3)$$

On considère, dans le milieu, l'interaction de deux champs électriques, E_m et E_L respectivement avec des pulsations ω_m et ω_L . La réponse du système à la fréquence ω_L s'écrit:

$$\begin{aligned} \frac{P_i(\omega_L)}{\epsilon_0 E_1(\omega_L)} = & \chi_{ij}(\omega_L) + \chi_{ij,k}^{(2)}(\omega_L, \omega_m) E_m(\omega_m) \\ & + \chi_{ij,kl}^{(3)}(\omega_L, \omega_m, \omega_m) E_m^2(\omega_m) \\ & + \chi_{ij,kl}^{(3)}(\omega_L, \omega_L, \omega_m) E_L(\omega_L) E_m(\omega_m) + \dots \end{aligned} \quad (1.3-5)$$

Si ω_L correspond à une pulsation de fréquence optique (fréquence Laser), le terme linéaire de l'équation (1.3-3) correspond à la susceptibilité linéaire permettant de calculer l'indice de réfraction en posant :

$$n_{ij}^2(\omega_L) = 1 + \chi_{ij}(\omega_L) = \frac{\epsilon_{ij}(\omega_L)}{\epsilon_0} \quad (1.3-6)$$

Si ω_m correspond à une pulsation de fréquence d'un champ électrique appliqué faible devant ω_L , le 2^{ième} terme de l'équation 1.3-5, linéaire en E_m correspond à l'effet électro-optique linéaire, tandis que le 3^{ième} terme en E_m^2 correspond à l'effet électro-optique quadratique.

3.1.1. Relation entre les coefficients E/O et les susceptibilités non linéaires

Le coefficient électro-optique linéaire est défini par l'équation 1.2-8 ou encore en fonction des fréquences ω_L et ω_m par:

$$dB_{ij}(\omega_L) = r_{ij,k}(\omega_L, \omega_m) E_k(\omega_m) \quad (1.3-7)$$

avec

$$B_{ij}(\omega_L) = \frac{1}{n_{ij}^2(\omega_L)} = \frac{1}{1 + \chi_{ij}(\omega_L)} \quad (1.3-8)$$

De la première égalité de l'équation 1.3-8, nous pouvons déduire:

$$dB_{ij}(\omega_L) = - \frac{1}{n_{ij}^4(\omega_L)} dn_{ij}^2(\omega_L) \quad (1.3-9)$$

soit:

$$dn_{ij}^2(\omega_L) = - r_{ijk}(\omega_L, \omega_m) E_k(\omega_m) n_{ij}^4(\omega_L) \quad (1.3-10)$$

Par identification avec le terme d'ordre 2 de l'équation (1.3-3):

$$dn_{ij}^2(\omega_L) = \chi_{ij,k}^{(2)}(\omega_L, \omega_m) E_k(\omega_m) \quad (1.3-11)$$

et:

$$r_{ij,k}(\omega_L, \omega_m) = - \frac{\chi_{ij,k}^{(2)}(\omega_L, \omega_m)}{n_{ij}^4(\omega_L)} \quad (1.3-12)$$

Remarque

De la même façon que précédemment, pour les variations du 3^{ème} ordre, en E_m^2 nous obtenons la relation entre le coefficient E/O quadratique et la susceptibilité d'ordre 3:

$$R_{ij,kl}(\omega_L, \omega_m, \omega_m) = \frac{\chi_{ij,kl}^{(3)}(\omega_L, \omega_m, \omega_m)}{n_{ij}^6(\omega_L)} \quad (1.3-13)$$

3.1.2. Comportement en fréquence de l'effet électro-optique linéaire.

Nous remarquons que les coefficients Pockels et Kerr dépendent de la fréquence du laser ω_L . Nous analysons le comportement du coefficient Pockels en fonction de la fréquence ω_m du champ de modulation, et pour cela, nous considérons plusieurs cas:

1^{er} cas: La fréquence du champ de modulation est inférieure aux fréquences de résonances acoustiques du matériau: $\omega_m < \omega_a$

Pour ces fréquences, le cristal est libre de se déformer. Si S_{lm} est la déformation du cristal dans la direction lm , nous pouvons réécrire l'équation 1.3-7 sous la forme:

$$r_{ij,k}(\omega_L, \omega_m) = \frac{dB_{ij}(\omega_L)}{dE_k(\omega_m)} = \frac{dB_{ij}(\omega_L)}{dS_{lm}} \bigg|_{E_k} \frac{dS_{lm}}{dE_k(\omega_m)} + \frac{dB_{ij}(\omega_L)}{dE_k(\omega_m)} \bigg|_{S_{lm}} S_{lm} \quad (1.3-14)$$

Le terme $\frac{dB_{ij}(\omega_L)}{dS_{lm}} \bigg|_{E_k}$ correspond à l'effet élasto-optique ou photo-élastique à champ

constant. Cet effet est traduit par le coefficient élasto-optique noté $p_{ij,lm}^E$. L'exposant E indique que ce coefficient est à champ électrique constant.

Le terme $\frac{dS_{lm}}{dE_k(\omega_m)}$ correspond à l'effet piézo-électrique inverse et au coefficient $d_{lm,k}$ mesuré aux basses fréquences.

Enfin, le terme $\frac{dB_{ij}(\omega_L)}{dE_k(\omega_m)} \bigg|_{S_{lm}}$ correspond à l'effet électro-optique du cristal dit bloqué

(clamped en anglais). Nous notons cet effet $r_{ij,k}^S$, l'exposant S indiquant que le coefficient E/O $r_{ij,k}$ est mesuré à déformation, S constante ou nulle (zéro strain) c'est à dire pour des fréquences supérieures aux fréquences de résonances acoustiques.

Par opposition, $r_{ij,k}^T(\omega_L, \omega_m)$ est le coefficient électro-optique à contrainte, T constante ou nulle du cristal dit libre (zero stress ou unclamped en anglais) mesuré aux basses fréquences. Le cristal est dans ce cas libre de se déformer pour des fréquences $\omega_m < \omega_a$.

Lorsque l'on introduit les différents coefficients définis précédemment l'équation 1.3-14 s'écrit:

$$r_{ij,k}^T(\omega_L, \omega_m) = r_{ij,k}^S(\omega_L, \omega_m) + p_{ij,lm}(\omega_L) d_{lm,k} \quad (1.3-15)$$

La contribution piézo-optique, donnée par le produit des deux coefficients p et d , est dans certains matériaux du même ordre de grandeur que la contribution E/O haute fréquence correspondant à r^S . Elle est parfois appelée contribution ou effet électro-optique secondaire par opposition au terme $r_{ij,k}^S(\omega_L)$, appelé effet électro-optique primaire ou vrai.

2^{ème} cas: La fréquence du champ de modulation est comprise entre les fréquences de résonances acoustiques et celles des résonances optiques du matériaux: $\omega_a < \omega_m < \omega_0$

Dans cet intervalle de fréquence, le cristal n'est plus libre de se déformer, il est dit bloqué. La contribution électro-optique est représentée par le coefficient r^S . De la même façon que précédemment, nous pouvons développer la variation de la susceptibilité due au champ électrique appliqué en fonction des différentes contributions soit :

$$r_{ij,k}^S(\omega_L, \omega_m) = \frac{dB_{ij}(\omega_L)}{dE_k(\omega_m)} = \frac{dB_{ij}(\omega_L)}{dQ_k} \bigg|_{E_k} + \frac{dQ_k}{dE_k(\omega_m)} + \frac{dB_{ij}(\omega_L)}{dE_k(\omega_m)} \bigg|_{Q_k} \quad (1.3-16)$$

où Q_k est la coordonnée généralisée associée à la vibration ionique le long de la direction k

Le terme $\frac{dB_{ij}(\omega_L)}{dQ_k} \bigg|_{E_k}$ correspond à l'effet de polarisation ionique dû à la déformation du réseau. Cet effet est traduit par un terme $a_{ij,k}^E(\omega_L)$ (à champ électrique constant) lié au coefficient de polarisation optique (cf équation 1.2-9), et à l'activité Raman du mode de vibration du réseau considéré.

Le terme $\frac{dQ_k}{dE_k(\omega_m)}$ correspond à la réponse du réseau cristallin à l'application d'un champ électrique E ; il est proportionnel à $(\omega^2 - \omega_m^2)^{-1}$ dont les résonances sont les fréquences des modes de vibration.

Enfin, le terme $\frac{dB_{ij}(\omega_L)}{dE_k(\omega_m)} \Big|_{Q_k}$ correspond à l'effet électro-optique du cristal aux fréquences électroniques; Nous notons cet effet par le coefficient $r_{ij,k}^E$ qui peut être fourni à partir des mesures de génération de seconde-harmonique.

Nous pouvons écrire l'équation (1.3-16):

$$r_{ij,k}^S(\omega_L, \omega_m) = a_{ij,k}^E(\omega_L) \frac{dQ_k}{dE_k(\omega_m)} + r_{ij,k}^E(\omega_L, \omega_m) \quad (1.3-17)$$

et la différence entre les coefficients E/O bloqué et électronique s'écrit :

$$r_{ij,k}^S - r_{ij,k}^E = a_{ij,k}^E(\omega_L) \frac{dQ_k}{dE_k(\omega_m)} \quad (1.3-18)$$

3^{ème} cas: La fréquence du champ de modulation est supérieure aux fréquences de résonances optiques: $\omega_0 < \omega_m$

A ces fréquences élevées et avant la bande d'absorption, seuls les électrons contribuent à l'effet électro-optique, les mouvements atomiques étant bloqués. Cet effet est traduit par le coefficient E/O $r_{ij,k}^E$.

La figure 1-5 illustre schématiquement la dépendance en fréquence du coefficient E/O. Nous apercevons sur la courbe les niveaux provenant des différentes contributions. Dans cette figure nous assurons que toutes les contributions ont le même signe.

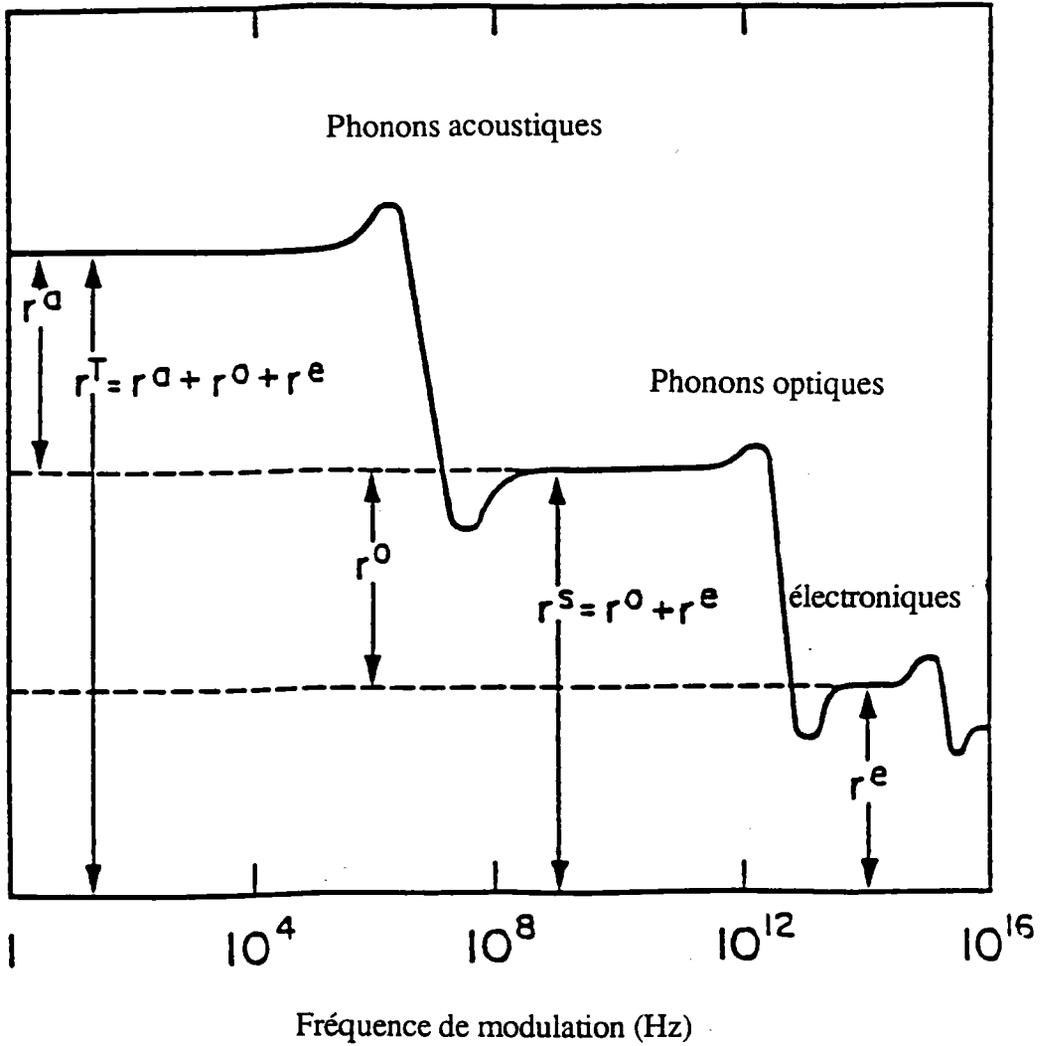
Coefficient électro-optique linéaire r 

Figure 1-5: comportement en fréquence du coefficient électro-optique linéaire. Dans cette représentation schématique, toutes les différentes contributions sont supposées de même signe.

3.2. INFLUENCE DE LA GEOMETRIE CRISTALLINE SUR L'EFFET ELECTRO-OPTIQUE

3.2.1. Etude générale

Comme nous l'avons décrit dans les chapitres précédents, l'effet électro-optique peut être considéré comme une déformation de l'ellipsoïde des indices ou une modification du tenseur d'imperméabilité $\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij}$ par application d'un champ électrique. Si l'on considère à la fois l'existence des effets électro-optiques linéaires et quadratiques et que l'on insère les équations (1.2-8) (EO linéaire) et (1.2-12) (EO quadratique) dans l'équation (1.2-7), on obtient la formule générale de l'ellipsoïde des indices déformés par un champ électrique:^{[5][20]}

$$\sum_{ij,pq} \left(\frac{1}{n_{ij}^2} + r_{ij,p} E_p + R_{ij,pq} E_p E_q \right) x_i x_j = 1 \quad (1.3-19)$$

ou:

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} + \sum_{ij,pq} (r_{ij,p} E_p + R_{ij,pq} E_p E_q) x_i x_j = 1 \quad (1.3-20)$$

avec les indices i, j, p, q variant de 1 à 3. Les indices i et j peuvent être interchangés tout comme les indices k et l , de telle sorte qu'une contraction d'indice usuellement utilisée peut être faite:

$$r_{m,p} \leftrightarrow r_{ij,p}$$

$$R_{m,n} \leftrightarrow R_{ij,pq}$$

où m et n varient de 1 à 6 et sont reliés à ij et kl respectivement de la manière suivante (Notation de Voigt).

$$\begin{array}{ll} 11 \rightarrow 1 & 23,32 \rightarrow 4 \\ 22 \rightarrow 2 & 13,31 \rightarrow 5 \\ 33 \rightarrow 3 & 12,21 \rightarrow 6 \end{array}$$

Le développement complet de l'équation (1.3-19) a été réalisé dans [21] en tenant compte des effets linéaires et quadratiques.

Comme l'effet électro-optique linéaire, en général est largement prépondérant dans les cristaux non centrosymétriques donc piézoélectriques, nous pouvons négliger l'effet du terme d'ordre deux dans la déformation de l'ellipsoïde des indices. En tenant compte de ces simplifications, on peut écrire l'équation (1.3-19) selon les axes principaux de la façon suivante, équation (1.3-21):

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{n_1^2} + r_{1p} E_p \right] x_1^2 + \left[\frac{1}{n_2^2} + r_{2p} E_p \right] x_2^2 + \left[\frac{1}{n_3^2} + r_{3p} E_p \right] x_3^2 \\ & + 2 r_{4p} E_p x_2 x_3 + 2 r_{5,p} E_p x_1 x_3 + 2 r_{6p} E_p x_1 x_2 = 1 \end{aligned} \quad (1.3-21)$$

ou encore:

$$B_{11} x_1^2 + B_{22} x_2^2 + B_{33} x_3^2 + 2 B_{23} x_2 x_3 + 2 B_{13} x_1 x_3 + 2 B_{12} x_1 x_2 = 1 \quad (1.3-22)$$

avec:

$$B_{ij} = B_{ii} = \frac{1}{n_i^2} + r_{m,p} E_p \quad (m = ij) \quad \text{pour } i = j \quad (1.3-23)$$

$$B_{ij} = r_{m,p} E_p \quad \text{pour } i \neq j \quad (1.3-23')$$

soit:

$$\left\{ \begin{array}{l} B_{11} = \frac{1}{n_1^2} + r_{11} E_1 + r_{12} E_2 + r_{13} E_3 \\ B_{22} = \frac{1}{n_2^2} + r_{21} E_1 + r_{22} E_2 + r_{23} E_3 \\ B_{33} = \frac{1}{n_3^2} + r_{31} E_1 + r_{32} E_2 + r_{33} E_3 \\ B_{43} = r_{41} E_1 + r_{42} E_2 + r_{43} E_3 \\ B_{53} = r_{51} E_1 + r_{52} E_2 + r_{53} E_3 \\ B_{63} = r_{61} E_1 + r_{62} E_2 + r_{63} E_3 \end{array} \right. \quad (1.3-24)$$

Dans la suite, nous nous limiterons au cas où le rayon lumineux se propage parallèlement à l'un des axes principaux x_i de l'ellipsoïde des indices supposés identiques aux axes cristallographiques du cristal. De plus, le rayon sera toujours supposé arriver en incidence normale à la face d'entrée (donc pas de déviation ou déflexion par réfraction).

Pour une propagation parallèle à l'axe x_i , on pose $x_i=0$ dans l'équation (1.3-21) de l'ellipsoïde des indices. L'ellipse des indices vue par la polarisation du faisceau laser incident est définie par l'intersection de l'ellipsoïde avec un plan passant par l'origine des coordonnées est perpendiculaire à x_i (donc dans le plan $x_j x_k$) avec $i \neq j \neq k$. Son équation s'écrit :

$$B_{ij} x_j^2 + B_{kk} x_k^2 + 2B_{jk} x_j x_k = 1 \quad (1.3-25)$$

Les directions de polarisation privilégiées vues par le rayon correspondent aux deux axes principaux de l'ellipse décrites par l'équation (1.3-25). Il est clair lorsque l'on observe cette équation, que les nouveaux axes principaux x'_j et x'_k ne correspondent plus aux anciens axes x_j

et x_k lorsque le terme croisé B_{jk} existe. Une rotation dans le plan $x_j x_k$ est nécessaire pour rendre cette équation dans une forme diagonale. [5]-[12]

Soit α_{jk} , l'angle de rotation de l'ellipse dans le plan j, k .

La transformation pour passer de l'ancien système de coordonnées $x_j x_k$ au nouveau x'_j, x'_k est

donnée par

$$x_j = x'_j \cos \alpha_{jk} - x'_k \sin \alpha_{jk} \quad (1.3-26)$$

$$x_k = x'_j \sin \alpha_{jk} + x'_k \cos \alpha_{jk} \quad (1.3-26')$$

l'équation (1.3-25) de l'ellipse s'exprime alors dans le nouveau système d'axes:

$$\begin{aligned} & (B_{jj} \cos^2 \alpha_{jk} + B_{kk} \sin^2 \alpha_{jk} + B_{jk} \sin 2\alpha_{jk}) x_j'^2 \\ & + (B_{jj} \sin^2 \alpha_{jk} + B_{kk} \cos^2 \alpha_{jk} - B_{jk} \sin 2\alpha_{jk}) x_k'^2 \\ & + \left\{ (B_{kk} - B_{jj}) \sin 2\alpha_{jk} + 2B_{jk} \cos 2\alpha_{jk} \right\} x'_j x'_k = 1 \end{aligned} \quad (1.3-27)$$

qui doit se ramener sous sa forme diagonale:

$$\frac{1}{n_j'^2} x_j'^2 + \frac{1}{n_k'^2} x_k'^2 = 1 \quad (1.3-28)$$

Nous obtenons alors la condition sur l'angle α_{jk} :

$$\operatorname{tg} 2\alpha_{jk} = \frac{2B_{jk}}{B_{jj} - B_{kk}} \quad (1.3-29)$$

Les deux termes principaux, $\frac{1}{n_j'^2}$ et $\frac{1}{n_k'^2}$ sont alors définis par identification des équations (1.3-

27) et (1.3-28). Pour le premier terme, nous obtenons :

$$\frac{1}{n_j'^2} = B_{jj} (1 - \sin^2 \alpha_{jk}) + B_{kk} \sin^2 \alpha_{jk} + B_{jk} \sin 2\alpha_{jk} \quad (1.3-30)$$

soit:

$$\frac{1}{n_j'^2} = B_{jj} + (B_{kk} - B_{jj}) \sin^2 \alpha_{jk} + B_{jk} \sin 2\alpha_{jk} \quad (1.3-31)$$

En utilisant la condition décrite par l'équation (1.3-29) nous obtenons:

$$\frac{1}{n_j'^2} = B_{jj} + B_{jk} \left(\sin 2\alpha_{jk} - \frac{2\sin^2 \alpha_{jk}}{\operatorname{tg} 2\alpha_{jk}} \right) \quad (1.3-32)$$

L'application des formules de transformation trigonométrique nous fournit l'équation :

$$\operatorname{tg} \alpha_{jk} = \sin 2\alpha_{jk} - \frac{2\sin^2 \alpha_{jk}}{\operatorname{tg} 2\alpha_{jk}} \quad (1.3-33)$$

soit:

$$\frac{1}{n_j'^2} = B_{jj} + B_{jk} \operatorname{tg} \alpha_{jk} \quad (1.3-34)$$

et de façon similaire:

$$\frac{1}{n_k'^2} = B_{kk} - B_{jk} \operatorname{tg} \alpha_{jk} \quad (1.3-35)$$

A partir de la relation de division des arcs :

$$\operatorname{tg} \alpha_{jk} = \frac{-1 \pm \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 2\alpha_{jk}}}{\operatorname{tg} 2\alpha_{jk}} \quad (1.3-36)$$

d'après l'équation (1.3-29):

$$\operatorname{tg} \alpha_{jk} = \frac{B_{kk} - B_{jj} \pm \sqrt{(B_{jj} - B_{kk})^2 + 4B_{jk}^2}}{2B_{jk}} \quad (1.3-37)$$

Finalement, les nouveaux indices n_j' et n_k' s'expriment :

$$\begin{matrix} n_j' & , & n_k' \\ (+) & (-) \end{matrix} = \left[\frac{2}{B_{jj} + B_{kk} \pm \sqrt{(B_{jj} - B_{kk})^2 + 4B_{jk}^2}} \right]^{1/2} \quad (1.3-38)$$

Dans l'équation (1.3-38), nous avons supposé $n_k' < n_j'$.

L'indice n_j' correspond donc au demi-axe court de l'ellipse vue par la polarisation dans le cristal. Il s'agit de l'axe rapide; l'indice n_k' correspond au demi-axe long de l'ellipse, donc à l'axe lent.

En général, la variation de l'indice de réfraction dû au champ électrique appliqué $dn_j = n'_j - n_j$ est très faible devant la valeur de l'indice n_j . Or, les coefficients électro-optiques étant liés à une variation de l'imperméabilité, il nous faut établir la relation entre dn_j et $d\left(\frac{1}{n_j^2}\right)$ afin que

l'équation suivante soit vraie:

$$\frac{1}{(n_j + \Delta n_j)^2} = \frac{1}{n_j^2} + d\left(\frac{1}{n_j^2}\right) \quad (1.3-39)$$

L'hypothèse précédente $dn_j \ll n_j$ nous permet de transformer le premier terme de cette équation soit :

$$\frac{1}{n_j^2} \left(\frac{1}{1 + \frac{2 \, dn_j}{n_j}} \right) = \frac{1}{n_j^2} \left(1 - \frac{2 \, dn_j}{n_j} \right) \quad (1.3-40)$$

Finalement, par identification des équations (1.3-39) et (1.3-40) nous écrivons:

$$d\left(\frac{1}{n_j^2}\right) = - \frac{2 \, dn_j}{n_j^3} \quad (1.3-41)$$

Il est important de s'assurer que l'hypothèse $dn_j \ll n_j$ soit vraie, avant d'utiliser la relation dérivée (1.3-41). Lors d'une modification d'indice par effet électro-optique, cette hypothèse est en général vérifiée.

Lorsque l'on développe les coefficients B_{jk} , l'expression de $\text{tg } 2\alpha_{jk}$ (équation 1.3-29) et les expressions des indices n'_j et n'_k (équation 1.3-38) sont des expressions complexes à écrire de façon générale. Toutefois, ces équations montrent bien que la variation du tenseur d'imperméabilité $\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij}$ induite électro-optiquement correspond à un changement général des dimensions de l'ellipsoïde des indices et/ou à une rotation de celle-ci dans le système d'axes principaux. La caractérisation électro-optique du cristal consiste alors à déterminer les changements d'orientation et de longueur des axes de l'ellipsoïde pour trouver les indices de réfractons induits relatifs aux directions de polarisation et de propagation du faisceau lumineux.

Les considérations de symétrie du cristal renseignent souvent sur l'orientation de l'ellipsoïde. Le tenseur r , des constantes électro-optiques linéaires $r_{ij,k}$, correspond de par sa forme à celui des constantes piézoélectriques $d_{ij,k}$ et subit exactement les mêmes règles de symétrie.

Ces considérations de symétrie permettent d'annuler souvent la plupart des 18 éléments du tenseur r .^{[5]-[12]} Par conséquent, des simplifications peuvent être effectuées dans les équations (1.3-29) et (1.3-38) pour certaines configurations étudiées (direction du champ électrique et du faisceau laser). Dans cette présente étude, nous distinguons deux cas particuliers (fréquemment rencontrés en pratique) permettant de simplifier les équations générales :

- le cas où le terme croisé est prédominant,
- le cas où le terme croisé est négligeable ou nul.

3.2.2. Cas où la contribution E/O du terme croisé existe

Lorsque le terme croisé existe dans l'équation de l'ellipsoïde (équation 1.3-25), l'effet d'un champ électrique E_p entraîne une rotation des axes de l'ellipse vue par la polarisation du faisceau laser.

Nous pouvons développer l'équation (1.3-29) en fonction du champ E_p (équations du tenseur d'imperméabilité):

$$\operatorname{tg} 2\alpha_{jk} = \frac{2B_{jk}}{B_{jj} - B_{kk}} = \frac{2 r_{jk,p} E_p}{\frac{1}{n_j^2} - \frac{1}{n_k^2} + (r_{jp} - r_{kp}) E_p} \quad (1.3-42)$$

Pour un champ électrique appliqué modéré E_p ($p=1,2,3$), le terme $B_{jk} = r_{jk,p} E_p$ (pour $j \neq k$) est faible. En conséquence, l'angle α_{jk} prend deux valeurs particulières en fonction des coefficients B_{jj} et B_{kk} .

1° cas: $\alpha_{jk} \neq \frac{\pi}{4}$

Si B_{jj} est très différents de B_{kk} , alors $B_{jk} \ll B_{jj} - B_{kk}$ et nous pouvons écrire l'équation (1.3-29):

$$\operatorname{tg} 2\alpha_{jk} \cong 2\alpha_{jk} \quad (1.3-43)$$

soit:

$$\alpha_{jk} \cong \frac{B_{jk}}{B_{jj} - B_{kk}} \quad (1.3-44)$$

En conséquence, dans les équations de $\frac{1}{n_{j,2}}$ et $\frac{1}{n_{k,2}}$, équations (1.3-34) et (1.3-35), la contribution du terme B_{jk} intervient au carré. Ce terme reste néanmoins très faible et la détermination du coefficient électro-optique effectuée à partir de la mesure de l'angle α_{jk} est délicate à mettre en oeuvre.

La petitesse de l'angle α_{jk} fait que la contribution du terme croisé n'est mesurable que si l'effet E/O ne se manifeste pas au travers des termes principaux de l'équation de l'ellipsoïde des indices (si c'était le cas, il faudrait alors considérer $\alpha_{jk} = 0$ et négliger le terme B_{jk} . cf § 3.2.3). Nous pouvons alors écrire les équations (1.3-34) et (1.3-35) pour les nouveaux termes principaux:

$$\frac{1}{n_{j,2}} = \frac{1}{n_j^2} - \frac{n_k^2 n_j^2}{n_k^2 - n_j^2} r_{jk,p}^2 E_p^2 \quad (1.3-45)$$

et:

$$\frac{1}{n_{k,2}} = \frac{1}{n_k^2} + \frac{n_k^2 n_j^2}{n_k^2 - n_j^2} r_{jk,p}^2 E_p^2 \quad (1.3-46)$$

D'après l'hypothèse transcrite dans l'équation (1.3-41), nous obtenons les expressions des indices :

$$n'_j = n_j + \frac{n_j^3}{2} \frac{n_k^2 n_j^2}{n_j^2 - n_k^2} r_{jk,p}^2 E_p^2 \quad (1.3-47)$$

et

$$n'_k = n_k - \frac{n_k^3}{2} \frac{n_k^2 n_j^2}{n_j^2 - n_k^2} r_{jk,p}^2 E_p^2 \quad (1.3-48)$$

La biréfringence totale dans le cristal s'écrit:

$$\Delta n'_{jk} = \Delta n_{jk} - \left(\frac{n_j^3 + n_k^3}{2} \right) \frac{n_k^2 n_j^2}{n_j^2 - n_k^2} r_{jk,p}^2 E_p^2 \quad (1.3-49)$$

Pour la suite de notre étude et pour généraliser la mise en oeuvre des différentes méthodes il est intéressant d'utiliser un indice effectif n_α défini par :

$$n_\alpha^3 = \left(n_k^3 + n_j^3 \right) \frac{n_k^2 n_j^2}{n_j^2 - n_k^2} \quad (1.3-50)$$

et un coefficient électro-optique croisé r_α avec $\alpha = jk,p$; j et k étant reliés par la notation de Voigt. L'hypothèse $n_j' > n_k'$ fait que n_α est défini positif.

Nous pouvons écrire l'équation (1.3-49):

$$\Delta n_{jk}' = \Delta n_{jk} - \frac{1}{2} n_\alpha^3 r_\alpha^2 E_p^2 \quad (1.3-51)$$

Soit la birefringence induite par le champ électrique E_p :

$$\Delta n_{jk}'(E) = - \frac{1}{2} n_\alpha^3 r_\alpha^2 E_p^2 \quad (1.3-52)$$

Le cristal introduit un retard de phase Γ_{jk} dans la direction de propagation i égal à :

$$\Gamma_{jk} = \frac{2\pi}{\lambda} L_i \Delta n_{jk}' \quad i \neq j,k \quad (1.3-53)$$

La contribution du champ électrique E_p dans l'expression de Γ_{jk} s'écrit:

$$\Gamma_{jk}(E) = - \frac{\pi}{\lambda} L_i n_\alpha^3 r_\alpha^2 E_p^2 \quad (1.3-54)$$

soit encore, si D_p est la dimension du cristal selon la direction p du champ appliqué ($V_p = d_p E_p$):

$$\Gamma_{jk}(E) = - \frac{r_\alpha^2 V_p^2}{A D_p} \quad (1.3-55)$$

dans lequel on peut définir un coefficient A qui est fonction des dimensions de l'échantillon (L, D), de la longueur d'onde utilisée et des indices de réfraction du matériau, soit:

$$A = \frac{\lambda}{\pi} \frac{D_p}{n_\alpha^3 L_i} \quad \text{en m/rd} \quad (1.3-56)$$

Nous constatons, d'après l'équation (1.3-55), que le déphasage induit par effet électro-optique pour cette configuration est toujours négatif, quelque soit la valeur du coefficient E/O et le signe de la tension appliquée.

Nous pouvons déduire de ces dernières équations, l'équation de la tension de demi-onde réduite correspondant à $V_\pi^* = V_\pi \frac{L_i}{D_p}$ induisant un déphasage de $\Gamma_{jk}(E) = \pm \pi$, soit:

$$V_\pi^* = \left(\pi \frac{A}{r_\alpha} \frac{L_i^2}{D_p} \right)^{1/2} \quad (1.3-57)$$

Remarque:

Le coefficient caractéristique que nous venons de définir, coefficient A, est utilisé pour toute la suite de notre étude. Il permet une écriture simple des équations expérimentales associées à chaque méthode.

2° cas $\alpha_{jk} = \frac{\pi}{4}$

Si maintenant les coefficients B_{jj} et B_{kk} sont égaux, nous obtenons une valeur fixe de $\alpha_{jk} = \frac{\pi}{4}$ quelque soit $B_{jk} \neq 0$ ($j \neq k$). En effet, dans ce cas, la valeur de $\text{tg } 2 \alpha_{jk}$ tend vers l'infini (équation 1.3-42).

Ceci se produit en général lorsque dans les équations de B_{jj} et B_{kk} , il n'existe pas de termes liés. à l'effet électro-optique et que le même indice de réfraction ordinaire apparait dans les deux termes. Dans ces conditions, l'ellipse vue par le faisceau lumineux est un cercle, les demi-axes étant égaux. La valeur de α_{jk} est indépendante du champ appliqué. La contribution électro-optique due au terme B_{jk} ($j \neq k$) ne se manifeste pas dans cette configuration.

3.2.3. Cas où le terme croisé est négligeable ou nul

Ce cas est également fréquemment rencontré dans la pratique, lors de la caractérisation des cristaux. Les termes B_{jk} ($j \neq k$) sont supprimés dans les équations caractéristiques. En particulier, il n'existe pas de rotation de l'ellipsoïde ($\alpha_{jk} = 0$). L'équation (1.3-38) exprimant les nouveaux indices s'écrit :

$$n'_j, n'_k = \left[\frac{2}{B_{jj} + B_{kk} \pm (B_{jj} - B_{kk})} \right]^{1/2} \quad (1.3-58)$$

soit pour n'_j :

$$n'_j = B_{jj}^{-1/2} = \left[\frac{1}{n_j^2} + d \left(\frac{1}{n_j^2} \right) \right]^{-1/2} \quad (1.3-59)$$

et, de même, pour n'_k :

$$n'_k = B_{kk}^{-1/2} = \left[\frac{1}{n_k^2} + d \left(\frac{1}{n_k^2} \right) \right]^{-1/2} \quad (1.3-59')$$

D'après l'hypothèse transcrite dans l'équation (1.3-41) et les expressions de B_{jj} et B_{kk} (1.3-23), les équations précédentes s'écrivent:

$$n'_j \cong n_j - \frac{1}{2} n_j^3 r_{jp} E_p \quad (1.3-60)$$

et de même :

$$n'_k \cong n_k - \frac{1}{2} n_k^3 r_{kp} E_p \quad (1.3-60')$$

La birefringence vue par l'onde dans le cristal s'exprime dans le nouveau système d'axes par:

$$\Delta n'_{jk} = \Delta n_{jk} - \frac{1}{2} (n_k^3 r_{kp} - n_j^3 r_{jp}) E_p \quad (1.3-61)$$

Il est intéressant d'utiliser dans cette équation un coefficient effectif défini par:

$$r_{\alpha} = r_{kp} - \frac{n_k^3}{n_j^3} r_{jp} \quad (1.3-62)$$

avec:

$$\alpha = jk,p$$

Nous obtenons :

$$\Delta n'_{jk} = \Delta n_{jk} - \frac{1}{2} n_k^3 r_{\alpha} E_p \quad (1.3-63)$$

Soit la birefringence induite par le champ électrique E_p .

$$\Delta n'_{jk}(E) = -\frac{1}{2} n_k^3 r_{\alpha} E_p \quad (1.3-64)$$

Le cristal introduit un retard de phase Γ_{jk} dans la direction de propagation i égal à :

$$\Gamma_{jk} = \frac{2\pi}{\lambda} L_i \Delta n'_{jk} \quad i \neq j,k \quad (1.3-65)$$

soit

$$\Gamma_{jk} = \frac{2\pi}{\lambda} L_i \left[\Delta n_{jk} - \frac{1}{2} n_k^3 r_{\alpha} E_p \right] \quad (1.3-66)$$

Dans l'équation (1.3-66), nous pouvons exprimer le déphasage induit par le champ électrique :

$$\Gamma_{jk}(E) = -\frac{\pi}{\lambda} L_i n_k^3 r_{\alpha} E_p \quad (1.3-67)$$

soit:

$$\Gamma_{jk}(E) = -\frac{r_{\alpha}}{A} V_p \quad (1.3-68)$$

avec $E_p = \frac{V}{D_p}$ et A défini par l'équation (1.3-56).

Nous pouvons déduire de ces dernières équations, la forme de la tension de demi-onde réduite V_{π}^* :

$$V_{\pi}^* = \pi \frac{A}{r_{\alpha}} \frac{L_i}{D_p} \quad (1.3-69)$$

soit encore:

$$V_{\pi}^* = \frac{\lambda}{n_k^3 r_{\alpha}} \quad (1.3-70)$$

Remarque

Le coefficient r_{α} est nommé r_a, r_b, r_c dans les configurations suivantes:[22]

$$\begin{aligned} i = 3, j = 2, k = 1, p = 3: & \quad r_a = r_{13} - \frac{n_2^3}{n_1^3} r_{23} \\ i = 2, j = 1, k = 3, p = 3: & \quad r_b = r_{33} - \frac{n_1^3}{n_3^3} r_{13} \\ i = 1, j = 2, k = 3, p = 3: & \quad r_c = r_{33} - \frac{n_2^3}{n_3^3} r_{23} \end{aligned} \quad (1.3-71)$$

Les équations (1.3-38), (1.3-42), (1.3-55) et (1.3-57) dans le cas de l'existence d'un terme croisé, (1.3-67) et (1.3-69) dans le cas de sa non existence, constituent les équations principales nécessaires au calcul des coefficients électro-optiques linéaires caractérisant un cristal.

3.2.4. Remarques

3.2.4.1. Configurations expérimentales correspondant à notre étude

Nous avons limité notre étude à une propagation le long d'un axe (i) principal du cristal. Par conséquent, les directions de polarisation privilégiée vues par le rayon lumineux correspondent comme nous l'avons signalé, aux deux axes principaux de l'ellipse dans le plan (j,k) perpendiculaire à l'axe i de propagation. Sauf dans le cas où les axes principaux de l'ellipse tournent de $\alpha_{jk} = \frac{\pi}{4}$, lors de l'application du champ électrique α_{jk} reste faible.

Expérimentalement, lors de l'alignement des axes des différentes lames optiques intervenant dans le montage, on considère que l'ancien et le nouveau système d'axes principaux de l'ellipse sont confondus. La polarisation du faisceau lumineux incident est orienté à $\frac{\pi}{4}$ d'un des axes du

système. Avec le polariseur de sortie (analyseur) le montage réalise un modulateur d'amplitude à une onde et l'on peut, par mesure de différentes grandeurs physiques (déphasage, intensité, ...) obtenir le(s) coefficient(s) E/O mis en oeuvre sortie.

Maintenant, si la polarisation incidente est parallèle à un des axes principaux du cristal, j par exemple, la birefringence induite (1.3-52) et (1.3-64) fait intervenir un coefficient effectif tel que $r_\alpha = r_j$. Le système réalisé ici est un modulateur de phase. Dans ce cas pour obtenir le coefficient E/O, il est nécessaire pour obtenir le(s) coefficient(s) E/O, de posséder un signal de référence nous indiquant la phase initiale du faisceau incident. Ceci est réalisé grâce à un montage à deux ondes de type interférométrique.

3.2.4.2. Configuration expérimentale correspondant au cas où $\alpha_{jk} = \frac{\pi}{4}$

Dans le cas où $\alpha_{jk} = \frac{\pi}{4}$, nous pouvons néanmoins obtenir le coefficient électro-optique mis en oeuvre en utilisant une direction de propagation du faisceau lumineux dans le plan j,k. La polarisation du faisceau lumineux dans le même plan j,k verra un indice de réfraction composé n_{jk} défini par:

$$\frac{1}{n_{jk}^2} = \frac{\cos^2 \alpha_{jk}}{n_j^2} + \frac{\sin^2 \alpha_{jk}}{n_k^2} \quad (1.3-72)$$

soit

$$n_{jk} = \frac{\sqrt{2} n_j n_k}{\sqrt{n_j^2 + n_k^2}} \quad (1.3-73)$$

Pour cette configuration, l'expression de la birefringence induite par le champ E_p (équation 1.3-64) s'exprime :

$$\Delta n_{jk}(E_p) = \frac{1}{2} n_{jk}^3 r_\alpha E_p \quad (1.3-74)$$

n_{jk} ayant la même signification ici qu'un indice de réfraction principal dans le cas d'une propagation le long d'un axe principal.

3.2.4.3. Cas particulier de la classe 3m

Il est important de remarquer que dans le tenseur représentant les propriétés électro-optiques des cristaux trigonaux (classe 3m du système rhomboédrique) la symétrie d'ordre 3 ne se manifeste pas. Pour décrire cette symétrie, il serait nécessaire d'introduire un 4^{ème} axe Ou dans le plan Ox, Oy du système rhomboédrique à 120° de Ox et Oy , l'ensemble des axes correspondant aux axes rhomboédriques ou axes de Miller.^[3] Le tenseur électro-optique r est ici écrit dans le système d'axe Ox_1, Ox_2, Ox_3 toujours tri-rectangle choisi pour écrire les tenseurs et matrices représentant les propriétés physiques des cristaux (cf Annexe D). Par convention, le système d'axes retenu est celui proposé dans les "standards on piezoelectric crystal" (1949) à savoir que pour le système rhomboédrique (de même que pour le système quadratique et le système hexagonal) : $Ox_3 // Oz$, $Ox_1 // Ox$ et Ox_2 à 90° de Ox ; Ox_1, Ox_2, Ox_3 formant un système d'axes à droite.

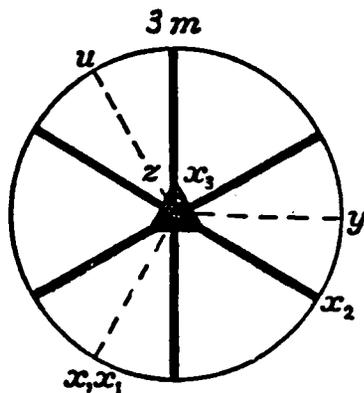


Figure 1-6: Les différents axes et les symétries associées décrivant les matériaux de la classe cristallographique 3m

3.3. L'EFFET ELECTRO-OPTIQUE DANS LES MATERIAUX FERROELECTRIQUES

Les coefficients E/O (r et R) étant reliés aux coefficients P/O (f et g) par les susceptibilités linéaires, équations (1.2-14) et (1.2-15), un effet électro-optique important est généralement observé dans des matériaux ayant une constante diélectrique élevée, d'où le grand intérêt des cristaux ferroélectriques.^{[15][23][24]}

Dans les cristaux ferroélectriques, un champ électrique externe produit une grande séparation des charges et donc une polarisation plus grande que dans le cas des matériaux ayant des constantes diélectriques plus faibles. Par ailleurs, pour des températures légèrement inférieures à la température de Curie T_c de la transition de phase ferroélectrique-paraélectrique, les susceptibilités diélectriques sont importantes et l'on obtient ainsi des valeurs de coefficients E/O élevées.

Dans leur phase FE, tous les matériaux présentent un effet électro-optique linéaire dans la mesure où ils appartiennent à l'une des 10 classes de symétrie non centro-symétriques. Ils sont par ailleurs piezo-électriques et pyro-électriques.^[23] Ils sont caractérisés par la présence d'une polarisation spontanée qui peut être inversée par l'application d'un champ électrique.

4. LE NIOBATE DE LITHIUM

L'illustration expérimentale des différentes méthodes présentées dans ce mémoire nécessite l'utilisation d'un cristal test déjà bien caractérisé en optique non-linéaire afin de pouvoir interpréter aisément les résultats obtenus par les différentes mesures électro-optiques et de les comparer entre eux et avec ceux de la littérature. Notre choix s'est porté sur le niobate de lithium, LiNbO_3 qui offre de nombreuses caractéristiques intéressantes en optique que nous allons présenter dans ce paragraphe.

Notre étude est effectuée dans une configuration mettant en oeuvre le coefficient E/O composé, $r_\alpha = r_c$ défini précédemment. La configuration étudiée du LiNbO_3 est souvent utilisée pour des applications en opto-électronique comme par exemple les modulateurs intégrés électro ou acousto-optiques, les déflecteurs, les interrupteurs ou filtres utilisant l'effet électro-optique ou en tant que générateur d'harmonique double (particulièrement pour les lasers $1,06 \mu\text{m}$)^{[25]-[28]}.

Ces applications, mais aussi l'étude de l'origine physique de l'effet E/O nécessitent la détermination précise des coefficients E/O. Or, les valeurs du coefficient électro-optique r_c reportées dans la littérature se situent dans une gamme de valeurs très large:

$$17.10^{-12} \text{ m/V} < r_c < 21.10^{-12} \text{ m/V}$$

et ce dans des conditions apparemment strictement identiques: longueur d'onde du faisceau laser de $\lambda = 633 \text{ nm}$, tension appliquée basse-fréquence, coefficient dit libre (cf § 1.3.1) obtenu à température ambiante.^{[29]-[35]}

Ces variations dans les valeurs mesurées du coefficient peuvent être attribuées aux différents procédés de croissance cristalline, à l'influence des défauts, aux dommages optiques, aux différents domaines ferroélectriques, mais également aux imprécisions des méthodes de caractérisation E/O utilisées. Nous allons présenter dans ce paragraphe les propriétés physiques essentielles du LiNbO_3 et décrire l'effet électro-optique dans ce composé.

4.1. PROPRIETES PHYSIQUES DU NIOBATE DE LITHIUM

Le niobate de lithium est un matériau ferroélectrique à octaèdre d'oxygène (figure 1-7). Il possède une seule transition de phase structurale à une température de Curie $T_c \cong 1200^\circ\text{C}$. Au delà de T_c , dans sa phase paraélectrique, il est centrosymétrique. En dessous de T_c et donc à température ambiante, il est ferroélectrique avec la symétrie rhomboédrique (trigonale) $C_{3v}=3m$. L'axe polaire est d'ordre 3. La cellule élémentaire du LiNbO_3 est représentée sur la figure 1-8.

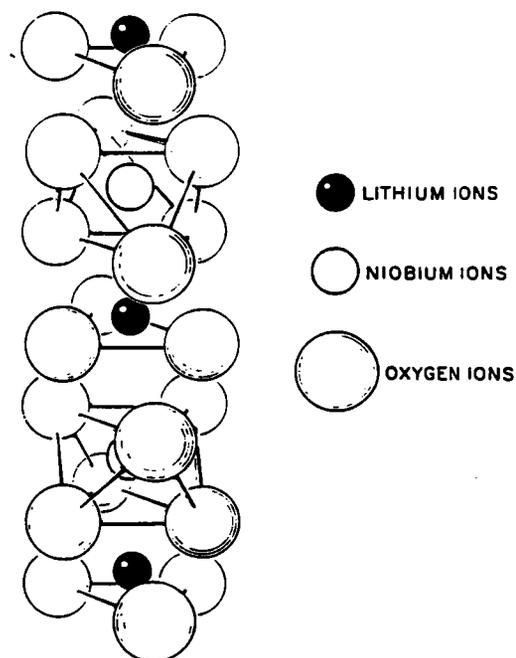


Figure 1-7: Structure cristalline du LiNbO_3 . On remarque les deux octaédres NbO_6 .

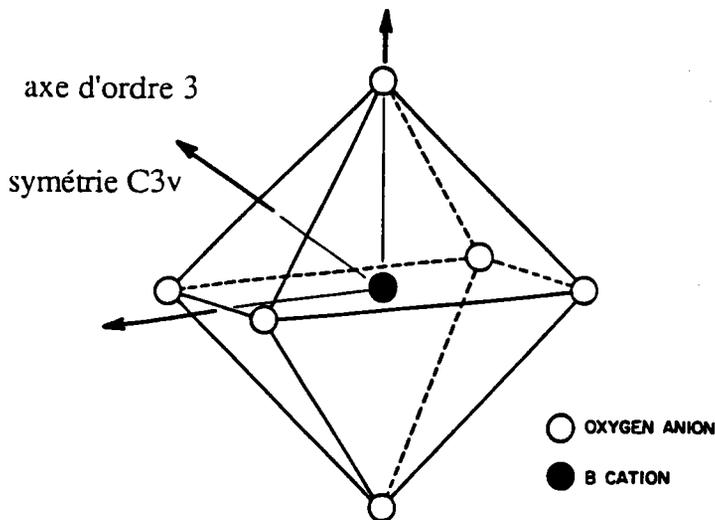


Figure 1-8: L'octaèdre d'oxygène du LiNbO₃ et son axe polaire d'ordre 3 (symétrie C3v).

Le Niobate de Lithium est un matériau uniaxe négatif c'est à dire avec $n_e < n_o$.^{[33][36]} Contrairement aux perovskites ferroélectriques, le déplacement relatif des cations par rapport aux positions non polaires les plus probables est assez grand. Ceci sous-entend une grande valeur pour la polarisation spontanée ($P_s = 70 \mu\text{C}/\text{cm}^2$).^[37] Dû à cette forte polarisabilité, le LiNbO₃ est fortement piézoélectrique, pyroélectrique et bien sûr électro-optique.^{[33][38]}

La croissance cristalline du niobate de lithium peut être obtenue par différentes techniques en particulier à partir d'un flux de fluorure de Lithium^[39] ou à partir d'un bain fondu par la technique d'étirement de Czochralski.^{[40]-[42]} Cette technique est la plus largement utilisée. La cristallogénèse est bien maîtrisée et de grands monocristaux de bonne qualité optique sont obtenus dans différents laboratoires. Pour obtenir des cristaux monodomains les techniques de croissance sous champ électrique (0,5V-0,5mA), l'inversion des domaines aux alentours de la température de transition (1200°C) ou encore l'ajout dans le bain fondu d'impureté de molybdène (0.25% à 1%)^[43] sont utilisés. La caractérisation précise des différentes propriétés physiques d'un point de vue cristallogénèse reste tout de même compliquée.^{[44]-[50]} Ceci est dû en particulier à la pseudosymétrie du système 3m du LiNbO₃, à la non existence de miroir plan perpendiculaire à l'axe c et aux tendances du cristal à tourner pendant la croissance.^{[44]-[46]} Des études optiques et diélectriques,^[51] ont montré l'influence de la stoechiométrie du bain fondu à partir duquel le cristal est tiré et de la méthode de croissance cristalline sur les propriétés physiques, telles la température de Curie, la biréfringence, la polarisation spontanée^[52] et bien sur les propriétés électro-optiques.^{[53]-[56]}

4.2. INFLUENCE DE LA GEOMETRIE CRISTALLINE DU LiNbO_3 SUR CES PROPRIETES ELECTRO-OPTIQUES

A température ambiante (structure trigonale C_{3v}), les propriétés électro-optiques linéaires peuvent être décrites par le tenseur électro-optique linéaire r [3]

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

Les deux indices de réfraction indépendants sont n_o et n_e avec:

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

Ainsi l'équation de l'ellipsoïde des indices de ce cristal, en présence d'un champ électrique peut s'écrire :

$$\begin{aligned} & \left[\frac{1}{n_o^2} - r_{22} E_2 + r_{13} E_3 \right] x_1^2 + \left[\frac{1}{n_o^2} + r_{22} E_2 + r_{13} E_3 \right] x_2^2 + \left[\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_3 \right] x_3^2 \\ & + 2 r_{51} E_2 x_1 x_3 + 2 r_{51} E_1 x_1 x_3 - 2 r_{22} E_1 x_1 x_2 = 1 \end{aligned} \quad (1.4-1)$$

avec les axes x_1 , x_2 et x_3 formant un système d'axes tri-rectangle comme défini par la figure 1-

6. Par analogie avec l'équation (1.3-22), l'équation (1.4-1) s'écrit:

$$\begin{aligned}
 B_{11} &= \frac{1}{n_0^2} - r_{22} E_2 + r_{13} E_3 \\
 B_{22} &= \frac{1}{n_0^2} + r_{22} E_2 + r_{13} E_3 \\
 B_{33} &= \frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_3 \\
 B_{23} &= r_{51} E_2 \\
 B_{13} &= r_{51} E_1 \\
 B_{12} &= -r_{22} E_1
 \end{aligned}
 \tag{1.4-2}$$

Pour étudier l'effet électro-optique du LiNbO₃ nous allons appliquer les équations générales (1.3-38), (1.3-42), (1.3-55), (1.3-57), (1.3-67) et (1.3-69) aux différentes configurations du cristal en fonction des directions de propagation et de polarisation ainsi que de directions du champ électrique.

4.2.1. Direction de propagation suivant x_1

La polarisation du faisceau lumineux est orientée à $\frac{\pi}{4}$ de x_2 dans le plan (x_2, x_3) .

L'équation de l'ellipse est vue par la polarisation du faisceau lumineux dans le plan x_2, x_3 et peut être déduite de l'équation (1.4-1) conformément à l'équation générale (1.3-25):

$$B_{22} x_2^2 + B_{33} x_3^2 + B_{23} x_2 x_3 = 1
 \tag{1.4-3}$$

Application du champ électrique suivant x_1 : $E=E_1$

Cette configuration correspond à la configuration longitudinale suivant x_1 .

L'équation de l'ellipse s'écrit :

$$\frac{1}{n_0^2} x_2^2 + \frac{1}{n_e^2} x_3^2 = 1
 \tag{1.4-4}$$

L'effet électro-optique ne se manifeste pas dans cette configuration.

Application du champ électrique suivant x_2 : $E=E_2$

Cette configuration correspond à la configuration transverse .

L'équation de l'ellipse s'écrit :

$$\left[\frac{1}{n_0^2} + r_{22} E_2 \right] x_2^2 + \frac{1}{n_e^2} x_3^2 + 2 r_{51} E_2 x_2 x_3 = 1 \quad (1.4-5)$$

Nous sommes en présence d'un terme E/O direct et d'un terme croisé. Il existe donc une rotation des axes principaux de l'ellipse, d'un angle α_{23} décrit par l'équation générale (1.3-42):

$$\text{tg } 2\alpha_{23} = \frac{2 r_{51} E_2}{\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} + r_{22} E_2} \quad (1.4-6)$$

La rotation de l'ellipse est négligeable (α_{23} très faible devant sa déformation due au terme direct $r_{22} E_2$ intervenant directement sur la déformation de l'ellipsoïde suivant l'axe x_2 et dans le dénominateur de l'expression de $\text{tg } 2\alpha_{23}$. Nous sommes donc en présence d'une configuration correspondant au 1^{er} cas du paragraphe 3.2.2 avec $r_{kp} = r_{32} = 0$

La biréfringence induite par la champ électrique externe s'écrit, cf équation (1.3-53) :

$$\Delta n_{23}(E) = - \frac{1}{2} n_0^3 r_{22} E_2 \quad (1.4-7)$$

Soit un retard de phase induit par le champ, cf équation (1.3-55):

$$\Gamma_{23}(E) = - \frac{\pi}{\lambda} L_1 n_0^3 r_{22} E_2 \quad (1.4-8)$$

La tension de demi-onde réduite s'écrit :

$$V_{\pi}^* = \frac{\lambda}{n_0^3 r_{22}} \quad (1.4-9)$$

Application du champ électrique suivant x_3 : $E=E_3$

C'est la deuxième configuration transverse. L'équation de l'ellipse s'écrit :

$$\left[\frac{1}{n_0^2} + r_{13} E_3 \right] x_2^2 + \left[\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_3 \right] x_3^2 = 1 \quad (1.4-10)$$

Nous sommes en présence uniquement d'un terme direct .La biréfringence induite par le champ s'écrit, cf équation (1.3-64) :

$$\Delta n_{23}(E) = - \frac{1}{2} n_e^3 r_c E_3 \quad (1.4-11)$$

avec le coefficient électro-optique $r_c = r_\alpha$ défini par l'équation (1.3-71):

$$r_c = r_{33} - \left(\frac{n_0}{n_e} \right)^3 r_{13} \quad (1.4-12)$$

Soit un retard de phase induit par le champ, cf équation (1.3-67):

$$\Gamma_{23}(E) = - \frac{\pi}{\lambda} L_1 n_e^3 r_c E_3 \quad (1.4-13)$$

La tension de demi-onde réduite s'écrit :

$$V_\pi^* = \frac{\lambda}{n_e^3 r_c} \quad (1.4-14)$$

4.2.2. Direction de propagation suivant x_2

La polarisation du faisceau lumineux est orientée à $\frac{\pi}{4}$ de x_1 dans le plan x_1, x_3 .

L'équation de l'ellipse vue par la polarisation se situe dans le plan x_1, x_3 ($x_2 = 0$ dans l'équation de l'ellipsoïde) s'écrit :

$$B_{11} x_1^2 + B_{33} x_3^2 + 2 B_{13} x_1 x_3 = 1 \quad (1.4-15)$$

Application du champ électrique suivant x_1 : $E=E_1$

Cette configuration correspond à une configuration transverse.

L'équation de l'ellipse s'écrit :

$$\frac{1}{n_0^2} x_1^2 + \frac{1}{n_e^2} x_3^2 + 2 r_{51} E_1 x_1 x_3 = 1 \quad (1.4-16)$$

Nous sommes en présence uniquement d'un terme croisé. On écrit alors l'équation de l'ellipse suivant les nouveaux axes principaux, cf équations. (1.3-34) et (1.3-35):

$$\left[\frac{1}{n_0^2} + r_{51} E_1 \operatorname{tg} \alpha_{13} \right] x_1'^2 + \left[\frac{1}{n_e^2} - r_{51} E_1 \operatorname{tg} \alpha_{13} \right] x_3'^2 = 1 \quad (1.4-17)$$

Les deux indices n_0 et n_e étant très différents, α_{13} est faible. La rotation de l'ellipse résultant de l'application du champ s'écrit :

$$\operatorname{tg} 2\alpha_{13} = \frac{2 r_{51} E_1}{\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2}} \quad (1.4-18)$$

La biréfringence induite s'écrit, cf équation (1.3-52) :

$$\Delta n_{13}(E) = - \frac{1}{2} n_5^3 r_{51}^2 E_1^2 \quad (1.4-19)$$

avec, cf équation (1.3-50) :

$$n_5^3 = (n_e^3 + n_0^3) \frac{n_e^2 n_0^2}{n_0^2 - n_e^2} \quad (1.4-20)$$

Soit un retard de phase induit par le champ, cf équation (1.3-54):

$$\Gamma_{23}(E) = - \frac{\pi}{\lambda} L_2 n_5^3 r_{51}^2 E_1^2 \quad (1.4-21)$$

La tension de demi-onde réduite s'écrit, cf équation (1.3-57) :

$$V_{\pi}^* = \left(\frac{\lambda}{n_3^3} \frac{L_2}{r_{51}^2} \right)^{1/2} \quad (1.4-22)$$

Cette configuration est écrite dans l'étude générale par le premier cas du paragraphe 3.2.2 .

Application du champ électrique suivant x_2 : $E=E_2$

Cette configuration correspond à la configuration longitudinale suivant x_2 .

L'équation de l'ellipse s'écrit :

$$\left[\frac{1}{n_0^2} - r_{22} E_2 \right] x_1^2 + \frac{1}{n_e^2} x_3^2 = 1 \quad (1.4-23)$$

Nous sommes en présence uniquement d'un terme E/O direct. Cette configuration correspond au paragraphe 3.2.3 de l'étude générale avec $r_{kp} = r_{32} = 0$.

La biréfringence induite par le champ s'écrit, cf équation (1.3-64):

$$\Delta n_{13}(E) = \frac{1}{2} n_0^3 r_{22} E_2 \quad (1.4-24)$$

Soit un retard de phase induit par le champ, cf équation (1.3-67):

$$\Gamma_{13}(E) = \frac{\pi}{\lambda} L_2 n_0^3 r_{22} E_2 \quad (1.4-25)$$

La tension de demi-onde réduite s'écrit, cf équation (1.3-69):

$$V_{\pi}^* = \frac{\lambda}{n_0^3 r_{22}} \quad (1.4-26)$$

Nous pouvons observer que nous obtenons les mêmes relations qu'avec une configuration transverse dont l'axe de propagation correspond à x_1 et dont le champ appliqué est suivant x_2 (configuration étudiée dans le paragraphe précédent). Néanmoins, dans le cas présent, il n'existe pas de terme croisé et donc pas de rotation de l'ellipsoïde. La première configuration étudiée peut tout de même avoir un avantage pratique lié à la configuration transverse pour

laquelle on peut obtenir un rapport L_1/D_2 supérieur à 1 et donc un effet électro-optique plus important.

Application du champ électrique suivant x_3 : $E=E_3$

C'est la deuxième configuration transverse. L'équation de l'ellipse s'écrit :

$$\left[\frac{1}{n_0^2} + r_{13} E_3 \right] x_1^2 + \left[\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_3 \right] x_3^2 = 1 \quad (1.4-27)$$

C'est le cas identique à la configuration correspondant à un champ appliqué suivant x_3 . En effet dans le niobate de lithium, les deux axes x_1 et x_2 ont le même rôle en électro-optique lorsque le champ est appliqué suivant x_3 . La présente configuration correspond à la configuration utilisée pour illustrer les différentes méthodes étudiées. Nous rappelons donc les formules caractéristiques de cette configuration.

La biréfringence induite par le champ s'écrit :

$$\begin{aligned} \Delta n_{13}(E) &= - \frac{1}{2} n_e^3 r_c E_3 \\ &= \Delta n_{23}(E) \end{aligned} \quad (1.4-29)$$

avec:

$$r_c = r_{33} - \left(\frac{n_0}{n_e} \right)^3 r_{13} \quad (1.4-30)$$

Le retard de phase s'écrit :

$$\Gamma_{13}(E) = - \frac{\pi}{\lambda} L_2 n_e^3 r_c E_3 \quad (1.4-31)$$

Et la tension de demi-onde réduite s'écrit :

$$V_\pi^* = \frac{\lambda}{n_e^3 r_c} \quad (1.4-32)$$

4.2.3. Direction de propagation suivant x_3

La polarisation du faisceau lumineux est orientée à $\frac{\pi}{4}$ de x_1 dans le plan x_1, x_2 .

L'équation de l'ellipse vue par la polarisation se situe dans le plan x_1, x_2 ($x_3 = 0$ dans l'équation de l'ellipsoïde) s'écrit :

$$B_{11} x_1^2 + B_{22} x_2^2 + 2 B_{12} x_1 x_2 = 1 \quad (1.4-33)$$

Application du champ électrique suivant x_1 : $E=E_1$

Cette configuration correspond à la configuration transverse.

L'équation de l'ellipse s'écrit :

$$\frac{1}{n_0^2} x_1^2 + \frac{1}{n_0^2} x_2^2 - 2 r_{22} E_1 x_1 x_2 = 1 \quad (1.4-34)$$

Nous sommes en présence d'un terme E/O croisé. Il existe donc une rotation de l'ellipse d'un angle α_{12} décrit par l'équation (1.3-42) soit :

$$\operatorname{tg} 2\alpha_{12} = \frac{2 r_{22} E_1}{\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_0^2}} = \infty \quad (1.4-35)$$

soit :

$$\alpha_{12} = \frac{\pi}{4}$$

Nous avons une configuration correspondant au deuxième cas du paragraphe 3.2.3. La contribution électro-optique ne se manifeste pas dans ce cas.

Application du champ électrique suivant x_2 : $E=E_2$

Cette configuration correspond à la deuxième configuration transverse.

L'équation de l'ellipse s'écrit :

$$\left[\frac{1}{n_0^2} - r_{22} E_2 \right] x_1^2 + \left[\frac{1}{n_0^2} + r_{22} E_2 \right] x_2^2 = 1 \quad (1.4-36)$$

Nous sommes en présence uniquement d'un terme direct intervenant suivant les deux directions principales de la polarisation. Cette configuration correspond au cas étudié au paragraphe 3.2.3. de l'étude générale.

La biréfringence induite par le champ s'écrit, cf équation (1.3-64), en accord avec l'équation (1.4-36):

$$\Delta n_{13}(E) = - n_0^3 r_{22} E_2 \quad (1.4-37)$$

soit un retard de phase induit par le champ, cf équation (1.3-67)

$$\Gamma_{12}(E) = - \frac{2\pi}{\lambda} L_3 n_0^3 r_{22} E_2 \quad (1.4-38)$$

La tension de demi-onde réduite s'écrit, cf équation (1.3-69) :

$$V_{\pi}^* = \frac{\lambda}{n_0^3 2 r_{22}} \quad (1.4-39)$$

Il est important de remarquer que dans cette configuration, le déphasage induit par le champ électrique fait intervenir un coefficient effectif égal à $2r_{22}$.

Application du champ électrique suivant x_3 : $E=E_3$

Cette configuration correspond à la configuration longitudinale suivant x_3 .

L'équation de l'ellipse s'écrit :

$$\left[\frac{1}{n_0^2} + r_{13} E_3 \right] x_1^2 + \left[\frac{1}{n_0^2} + r_{13} E_3 \right] x_2^2 = 1 \quad (1.4-40)$$

Cette ellipse est en réalité un cercle quelque soit la valeur du champ E_3 appliqué. Il n'existe pas de retard de phase des deux composantes principales de la polarisation induite par le champ. La valeur des deux demi-axes étant tout de même dépendante de E_3 , seule la vitesse de propagation de la lumière dans le cristal change par effet électro-optique. Quelque soit l'orientation de la polarisation incidente, nous obtenons, dans cette configuration un modulateur de phase.

4.3. L'ECHANTILLON DE LiNbO_3 UTILISÉ POUR LES MESURES

Nos mesures ont été effectuées sur un cristal de LiNbO_3 pur fourni par la Compagnie Générale d'Electricité (France). Afin de connaître l'orientation des axes cristallographiques du cristal, la technique de photographie de diffraction de rayons X par les plans réticulaires du cristal (diagramme de Laue) a été utilisée. Nous avons contrôlé précisément l'orientation des faces du cristal qui ont été trouvées perpendiculaires à ces axes. La figure 1 montre l'orientation de notre échantillon :

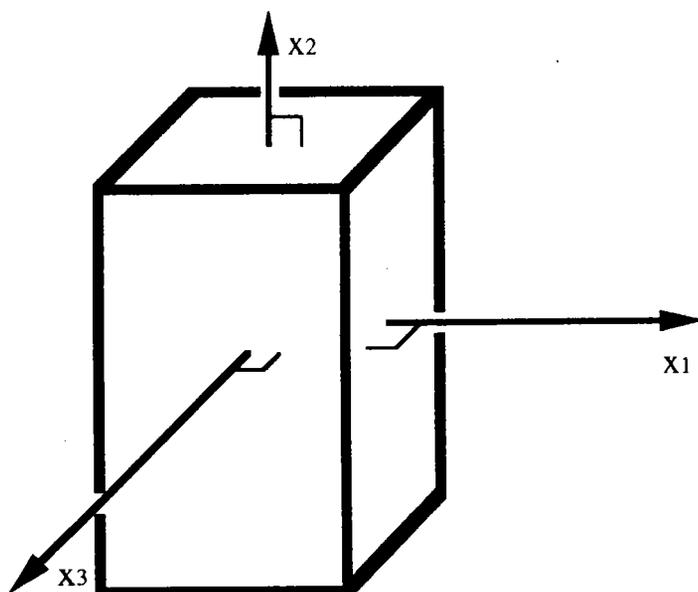


Figure 1-9: Orientation de l'échantillon de niobate de lithium utilisé lors des mesures expérimentales

Les caractéristiques géométriques de notre échantillon sont les suivantes (à 17°C) :

Directions	dimensions (mm)
x_1 (=a)	5.37 ± 0.02
x_2 (=b)	10.49 ± 0.04
x_3 (=c)	5.38 ± 0.02

Dans la structure $3m$ à laquelle appartient le niobate de lithium les axes x_1 et x_2 sont équivalents. En particulier, dans la matrice r représentant les coefficients électro-optiques, pour un champ électrique appliqué parallèle à l'axe x_3 , on trouve le même coefficient E/O r_{13} lorsque la polarisation du faisceau est orienté parallèle à x_1 ou à x_2 . Ayant illustré notre étude par des

mesures du coefficient E/O, $r_c = r_{33} - \left(\frac{n_o}{n_e}\right)^3 r_{13}$, nous prendrons la polarisation du faisceau dans le plan x_1, x_3 afin d'obtenir un effet E/O maximum en utilisant une propagation suivant la plus grande longueur x_2 .

Quelque soit la méthode utilisée pour la caractérisation électro-optique d'échantillon massif, nous utilisons le coefficient A, caractéristique de l'échantillon et de la configuration étudiée pour l'obtention du coefficient E/O recherché. Ce coefficient A, dans la configuration étudiée pour obtenir le coefficient r_c du niobate de lithium s'écrit, éq. (1.3-56):

$$A = \frac{\lambda}{\pi n_e^3} \frac{d_3}{L_2} \quad (1.4-41)$$

Avec les dimensions de notre échantillon, nous obtenons pour valeur de A:

$$A = (9.70 \pm 0.05) \cdot 10^{-9} \text{ m/rd} \quad (5.56 \cdot 10^{-7} \text{ m/d}^\circ)$$

Nous utiliserons ce coefficient dans les équations caractéristiques des méthodes de mesure associées aux montages à une onde.

LES MESURES ELECTRO-OPTIQUES

Dans les chapitres suivants, nous présentons et analysons les différentes méthodes utilisées pour la détermination des coefficients électro-optiques des cristaux.

La détermination expérimentale des coefficients s'effectue toujours par l'obtention d'une grandeur caractéristique de l'échantillon auquel est appliqué un champ électrique.

Comme nous l'avons vu précédemment, l'orientation des axes du cristal, la direction de propagation du faisceau lumineux et la direction du champ électrique déterminent une configuration expérimentale mettant en oeuvre un coefficient électro-optique particulier. Différents montages expérimentaux permettent de mesurer la variation de phase induite par effet électro-optique. Certains montages transforment la différence de phase induite en différence d'amplitude (cf chapitre modulation électro-optique). Nous disposons ainsi de différentes méthodes pour obtenir les coefficients électro-optiques, qui sont définies par une grandeur caractéristique mesurée (phase ou amplitude du faisceau lumineux, angle de rotation d'une lame optique) et un type de montage expérimental. Par ailleurs, ces grandeurs caractéristiques peuvent être obtenues via une autre grandeur mesurable telle par exemple la tension de demi-onde V_{π} . L'étude qui est présentée dans ces chapitres doit permettre d'apprécier les avantages et les inconvénients des différentes méthodes utilisables en électro-optique.

Notre étude est basée sur la description de chaque montage avec en conséquence l'analyse des différentes grandeurs caractéristiques. Pour chaque montage, nous analysons la mise en oeuvre et discutons des avantages et des inconvénients.

Pour analyser les différents montages et obtenir les fonctions de transfert reliant l'onde incidente et l'onde transmise, nous avons pris la méthode de description d'une onde polarisée proposée par R.C. JONES. [57] Cette méthode permet une description complète d'une lumière polarisée à l'aide d'un vecteur à deux éléments seulement. En particulier, les vecteurs de Jones sont appropriés pour déterminer directement la combinaison de deux ondes cohérentes. Ceci correspond parfaitement aux deux composantes principales de la polarisation modifiées par le comportement de tout élément biréfringent traversé. D'autres méthodes vectorielles (vecteur de Stokes) et graphiques (sphère de Poincaré et j-cercle) auraient pu être utilisées pour cette étude mais offrant une description plus complète de la lumière (non-polarisée, faisceaux incohérents, prédiction graphique, ...) elles sont d'une manipulation plus complexe et délicate que la méthode de Jones dans le cas de l'étude de l'effet électro-optique.[58][59]

Les éléments de calculs de Jones utilisés pour l'étude des montages sont présentés dans l'annexe A.

CHAPITRE 2

LES MONTAGES

1. LE MONTAGE A POLARISATION LINEAIRE

Le montage à polarisation linéaire consiste en un dispositif optique où le cristal à étudier est inséré entre deux polariseurs.

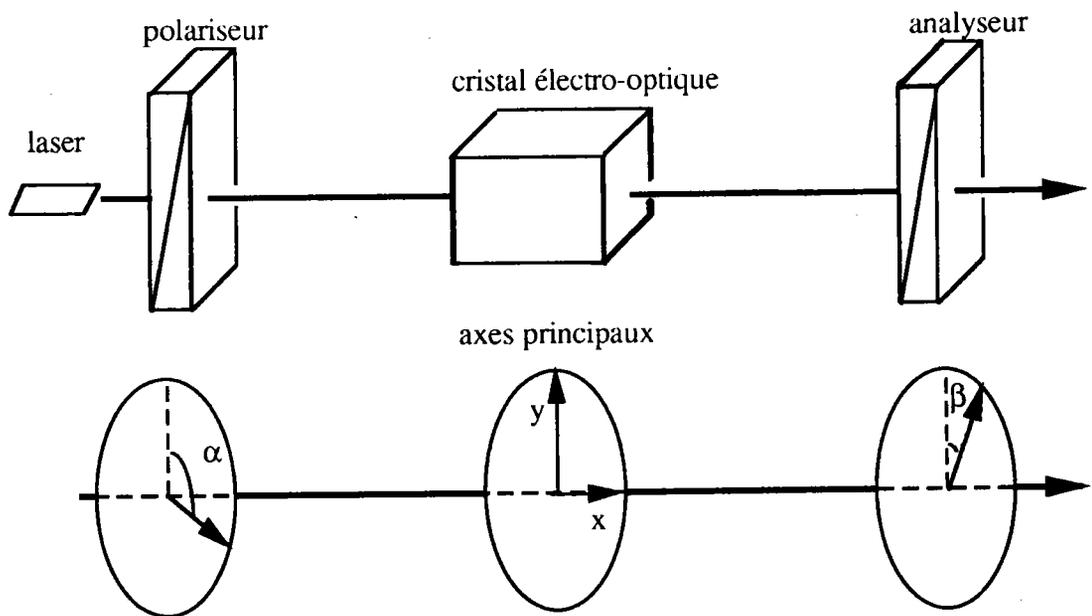


Figure 2-1: Montage à polarisation linéaire

Les axes du cristal sont placés parallèles au référentiel absolu (x, y, z) du laboratoire. Le polariseur est orienté à un angle α et l'analyseur à un angle β par rapport à l'axe rapide du cristal.

Une onde incidente sur le montage rencontrera alors (cf. annexe A):

- un polariseur linéaire P_α orienté à un angle α de l'axe rapide du cristal,
- le cristal E/O J_0 induisant une retard de phase de Γ ,
- un polariseur linéaire appelé 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 conformément aux notations précédentes:^[58]

$$a' = P_\beta J_0 P_\alpha a \quad (2.1-1)$$

soit en remplaçant chaque matrice de Jones par son équation :

$$\begin{pmatrix} A_x' \\ A_y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2\beta & \sin\beta\cos\beta \\ \sin\beta\cos\beta & \sin^2\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-\frac{i\Gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{\frac{i\Gamma}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos^2\alpha & \sin\alpha\cos\alpha \\ \sin\alpha\cos\alpha & \sin^2\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} \quad (2.1-2)$$

Par simplification, l'équation (2.1-2) devient :

$$\begin{pmatrix} A_x' \\ A_y' \end{pmatrix} = \left(e^{-\frac{i\Gamma}{2}} \cos\alpha\cos\beta + e^{\frac{i\Gamma}{2}} \sin\alpha\sin\beta \right) \begin{pmatrix} \cos\beta & \sin\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \cos\alpha \\ A_y \sin\alpha \end{pmatrix} \quad (2.1-3)$$

L'intensité du faisceau en sortie du montage s'écrit :

$$I = A_x'^2 + A_y'^2 \quad (2.1-4)$$

soit:

$$I = |T_0|^2 (A_x \cos\alpha + A_y \sin\alpha)^2 \quad (2.1-5)$$

avec:

$$T_0 = e^{-\frac{i\Gamma}{2}} \cos\alpha\cos\beta + e^{\frac{i\Gamma}{2}} \sin\alpha\sin\beta \quad (2.1-6)$$

En normalisant le faisceau lumineux incident, nous pouvons déterminer $\begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix}$:

$$I_0 = A_x^2 + A_y^2 \quad (2.1-7)$$

soit:

$$\begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.1-8)$$

Nous obtenons ainsi la fonction de transfert général du montage à polarisation linéaire (équation 2.1-9):

$$T = \frac{I}{I_0} = \frac{|T_0|^2}{2} (\cos\alpha + \sin\alpha)^2 \quad (2.1-9)$$

avec T_0 exprimé par la relation (2.1-6).

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 $\beta = \frac{\pi}{2} \pm k\pi$ il n'y a pas de lumière transmise en sortie du montage.

Pour les mesures, il est important de positionner le polariseur d'entrée à un angle tel que la réponse du système soit maximum. Ceci se produit lorsque

$$\frac{dT}{d\Gamma} = \text{maximum}, \forall \beta$$

soit pour $\alpha = \frac{\pi}{4} \pm k\pi$

Pour tous les autres montages que nous étudierons nous nous placerons dans cette condition de position pour le polariseur d'entrée.

En prenant $\alpha = \frac{\pi}{4} \pm k\pi$, l'équation (2.1-9) de la fonction de transfert du montage à polarisation linéaire devient :

$$T = \frac{1}{2} [1 + (\sin 2\beta \cos \Gamma)] \quad (2.1-10)$$

Nous pouvons constater que, lorsque $\beta = \frac{\pi}{4} \pm k\pi$ c'est à dire lorsque le polariseur et l'analyseur sont parallèles, l'équation (2.1-10) se transforme en:

$$T = \cos^2 \frac{\Gamma}{2} \quad (2.1-11)$$

tandis que, lorsque $\beta = \frac{3\pi}{4} \pm k\pi$, c'est à dire lorsque le polariseur et l'analyseur sont croisés elle devient (équation 2.1-12):

$$T = \sin^2 \frac{\Gamma}{2} \quad (2.1-12)$$

Dans les équations représentant la fonction de transfert, Γ comprend le retard Γ_0 dû à la biréfringence naturelle et $\Gamma(E)$ correspondant au retard induit.

La caractéristique de transfert, fig.1-4, $T = \frac{I}{I_0}$ correspondant à l'équation (2.1-12) possède une réponse linéaire en intensité lumineuse seulement dans les positions (quasi) linéaires de la courbe soit autour du point M_0 .

Un positionnement précis du point de fonctionnement sur cette caractéristique de transfert ne peut se faire que par ajustement de l'angle de l'analyseur β ou que par effet électro-optique avec analyseur et polariseur fixes dans ce montage à polarisation linéaire.

Dans ce cas de l'ajustement de β , l'équation (2.1-10) nous montre la non linéarité de la relation entre β et Γ . Ceci a pour conséquence directe, la difficulté de choix et de stabilisation du point de fonctionnement lors d'une modulation électro-optique.

La compensation par effet électro-optique n'est pas idéale également dans le cas de la caractérisation d'un cristal car l'influence de grandeurs externes sur l'effet électro-optique, telle la température, ne peut être prise en compte dans les mesures qui sont effectuées par différence de deux grandeurs expérimentales.

Néanmoins, avec ce montage simple nous pouvons calculer les coefficients électro-optiques en prenant certaines précautions expérimentales.

2. LES MONTAGES A COMPENSATION

Les montages à compensation consistent en une ou plusieurs lames optiques biréfringentes placées judicieusement dans un faisceau optique à examiner et pouvant compenser la différence de phase des deux composantes principales de la polarisation. Il existe différents arrangements possibles permettant de compenser et de mesurer les différences de phases.

H.Jerrard^{[14][60][61]} a classé ces méthodes de caractérisation en trois familles:

- les méthodes à compensation directe (compensateurs de Babinet, Soleil, de Forest-Palmer),
- les méthodes de mesure de l'angle de rotation du compensateur (compensateurs de Brace, Szivessy),
- les méthodes de mesure de l'angle de rotation de l'analyseur (compensateurs de Brace et Szivessy modifiés, compensateurs de Sénarmont et de Tardy).

Ce sont ces dernières méthodes appliquées directement ou modifiées qui sont les plus utilisées pour les mesures de déphasages induits dans un cristal par effet électro-optique.[17][30][62]-[68]

Le compensateur de Sénarmont est présenté dans le paragraphe suivant. Ensuite, le compensateur de Tardy sera étudié par la suite.

2.1. LES MONTAGES A COMPENSATION A POLARISATION LINEAIRE DE TYPE SENARMONT

Le compensateur de Sénarmont comprend essentiellement une lame quart d'onde (mica ou quartz) correspondant à la fréquence de la lumière utilisée et un analyseur.

Cette lame $\lambda/4$ est placée entre le cristal et l'analyseur. La figure suivante montre l'arrangement optique correspondant au montage à compensation de Sénarmont.

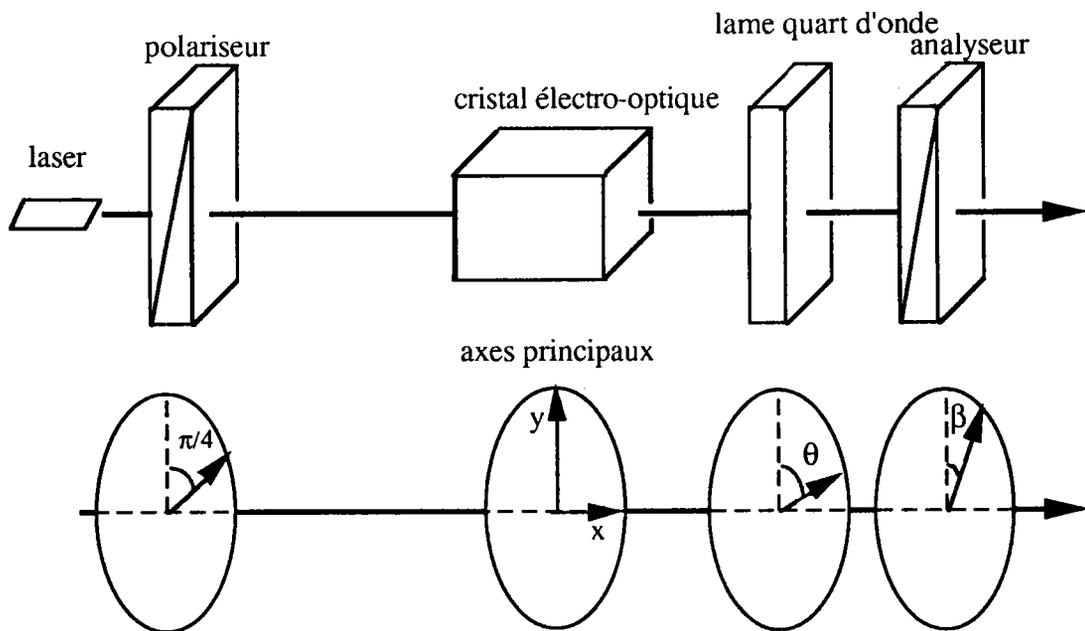


Figure 2-2: Montage à compensation à polarisation linéaire de type Sénarmont

En prenant en compte l'étude effectuée lors de la description du montage à polarisation linéaire nous pouvons initialement placé le polarisateur à un angle $\alpha = \frac{\pi}{4} \pm k\pi$ 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 polarisateur rencontrera successivement les différents éléments suivants:

- un polariseur linéaire P_{45} orienté à un angle $\alpha = \frac{\pi}{4} \pm k\pi$ de l'axe de référence,
- le cristal E/O J_0 induisant un retard de phase Γ ,
- une lame retard quart-d'onde Q_θ orienté à un angle θ ,
- un polariseur linéaire (analyseur) P_β orienté à un angle β .

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

$$a' = P_\beta Q_\theta J_0 P_{45} a \quad (2.2-1)$$

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

$$T = \frac{1}{2} [1 + \sin\Gamma \sin 2(\theta - \beta) + \cos\Gamma \sin 2\theta \cos 2(\theta - \beta)] \quad (2.2-2)$$

On recherche la valeur de l'angle θ pour obtenir la meilleure réponse du système. Pour se faire, on recherche θ tel que:

$$\frac{dT}{d\theta} = \text{maximum}, \quad \forall \Gamma, \beta$$

De cette condition, compte tenu de la relation précédente, nous obtenons une valeur optimum lorsque $\theta = \frac{\pi}{4} \pm \frac{k\pi}{2}$ avec $k=0, 1, 2, \dots$

En particulier, l'équation (2.2-2) de la transmittance devient :

$$T = \frac{1}{2} (1 + \sin(\Gamma + 2\beta)) \quad \text{pour } \theta = \frac{\pi}{4} \pm k\pi \quad (2.2-3)$$

$$T = \frac{1}{2} (1 - \sin(\Gamma - 2\beta)) \quad \text{pour } \theta = \frac{3\pi}{4} \pm k\pi \quad (2.2-4)$$

Nous pouvons constater que l'insertion d'une lame $\lambda/4$ à $\frac{\pi}{4} \pm \frac{k\pi}{2}$ des axes dans le montage à polarisation linéaire modifie la fonction de transfert du montage et lui assure une relation linéaire de même qu'une compensation (donc mesure éventuelle) directe du déphasage Γ par simple rotation de l'analyseur.

Par ailleurs, en comparant à nouveau les deux montages, nous pouvons constater que l'équation de la fonction de transfert adopte la même forme en $\cos^2 \frac{\Gamma}{2}$ et $\sin^2 \frac{\Gamma}{2}$ pour les mêmes conditions d'angle à savoir pour des positions de polariseur-analyseur parallèles et croisés respectivement (pour $\theta = \frac{3\pi}{4} \pm k\pi$).

2.2. LES MONTAGES A COMPENSATION A POLARISATION CIRCULAIRE DE TYPE TARDY

Dans les montages précédents, l'onde lumineuse incidente sur le cristal possède une polarisation linéaire. Dans certains matériaux, il s'avère très délicat de positionner de façon précise l'axe du polariseur à $\alpha = \frac{\pi}{4} \pm k\pi$ de l'axe principal de référence du cristal. Ceci est le cas avec des cristaux possédant un pouvoir rotatoire. Par ailleurs, ceci est également le cas pendant une mesure E/O, lorsqu'une rotation de l'ellipsoïde des indices est induite par le champ appliqué. Pour ces deux exemples, l'erreur de positionnement du polariseur est difficilement mesurable et devrait être prise en compte dans l'erreur globale liée au montage et à la méthode de mesure. Le montage à compensation à polarisation circulaire de type Tardy permet de minimiser cette erreur.

Le polariseur circulaire en entrée du montage est constitué d'un polariseur linéaire puis d'une lame retard quart-d'onde orienté à $\frac{\pi}{4} \pm \frac{k\pi}{2}$ de l'axe du polariseur linéaire. La compensation s'effectue, avec ce montage, aussi par une deuxième lame retard quart d'onde placée entre le cristal et un analyseur. La figure suivante montre l'arrangement optique correspondant au montage à compensation de Tardy.

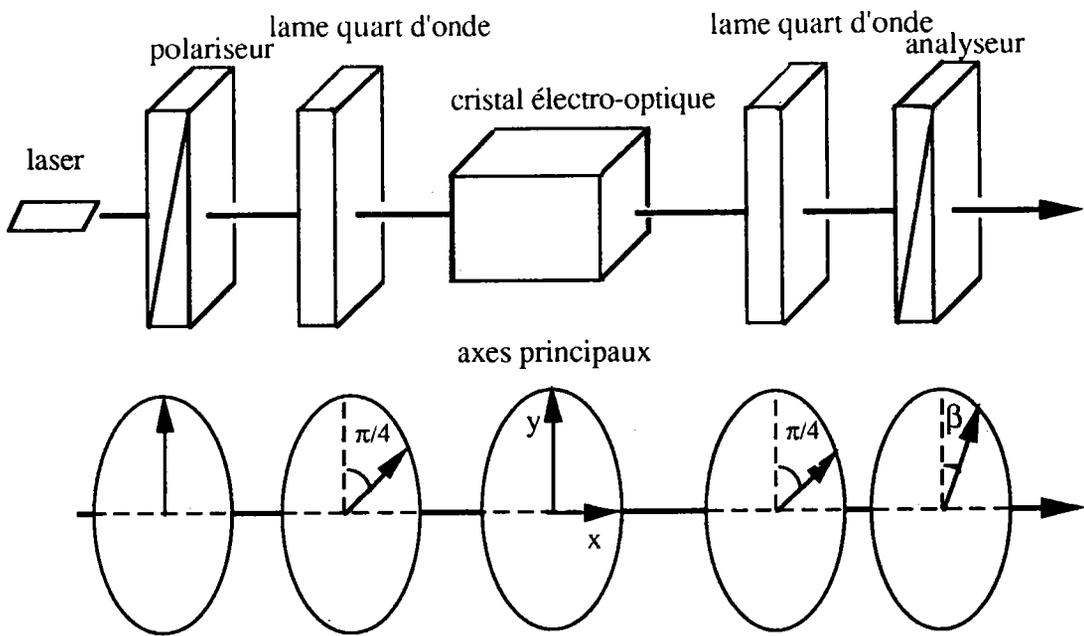


Figure 2-3: Montage à compensation à polarisation circulaire de type Tardy

En prenant en compte l'étude effectuée lors de la description des deux montages précédents, nous orientons l'axe du polariseur circulaire donc celui de la lame $\lambda/4$ à $\frac{\pi}{4} \pm \frac{k\pi}{2}$ des axes du cristal. De même, l'axe de référence de la deuxième lame $\lambda/4$ est également orientée à $\frac{\pi}{4} \pm \frac{k\pi}{2}$ de ceux du cristal, β correspond à l'angle d'orientation de l'analyseur.

Le rayon lumineux incident traversant le montage rencontrera successivement :

- un polariseur linéaire P_{90} orienté à $\alpha = \frac{\pi}{2} \pm k\pi$ de l'axe de référence,
- une lame retard quart d'onde Q_{45} orienté à $\frac{\pi}{4} \pm \frac{k\pi}{2}$,
- le cristal E/O, T_0 induisant un retard de phase Γ ,
- une lame retard quart d'onde Q_{45} orienté à $\theta = \frac{\pi}{4} \pm \frac{k\pi}{2}$ (par exemple),
- un polariseur linéaire (analyseur) P_{β} orienté à un angle β .

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

$$a' = P_{\beta} Q_{\theta} J_0 P_{45} a \quad (2.2-5)$$

Après écriture de chaque matrice et transformation de cette équation en terme d'intensité, nous obtenons :

$$T = \sin^2\left(\frac{\Gamma}{2} - \beta\right) \quad (2.2-6)$$

Nous retrouvons ainsi la forme générale d'un montage à compensation.

3. LES MONTAGES INTERFEROMETRIQUES

Une autre très grande famille de montage optique s'avère importante pour la mesure des coefficients électro-optiques. Elle correspond aux montages interférométriques. Tout comme les montages étudiés précédemment, la technique interférométrique est utilisée dans la réalisation de dispositifs électro-optiques intégrés tels les modulateurs d'amplitude.^{[69]-[73]}

Dans les montages polarimétriques linéaires (Sénarmont, par exemple) précédents, les coefficients E/O sont déterminés à partir de la mesure soit directe, soit indirecte d'un déphasage entre les deux composantes principales de la polarisation induit par un champ électrique, ce déphasage étant dû à la déformation de l'ellipsoïde des indices. En conséquence, il est fréquent avec ce type de montage d'obtenir des coefficients électro-optiques composés (appelés r_{α} dans la présente étude) et de ne pouvoir séparer les deux coefficients principaux le composant. C'est seulement dans certaines configurations de champ électrique et de direction de propagation que la symétrie cristalline de l'échantillon permet d'obtenir un coefficient principal directement.

Dans l'objectif d'utiliser des dispositifs interférométriques ou de lier les propriétés E/O à d'autres propriétés physiques telles la pyroélectricité, la piézoélectricité, les effets photoréfractifs^{[74][75]} la connaissance séparée de chaque coefficient composant r_{α} est indispensable.

Les méthodes interférométriques permettent de résoudre ce problème. La méthode interférométrique de mesure de coefficient E/O la plus utilisée est basée sur le montage interférométrique de Mach-Zehnder. L'interféromètre est représenté dans la figure suivante 2-4.^[76]

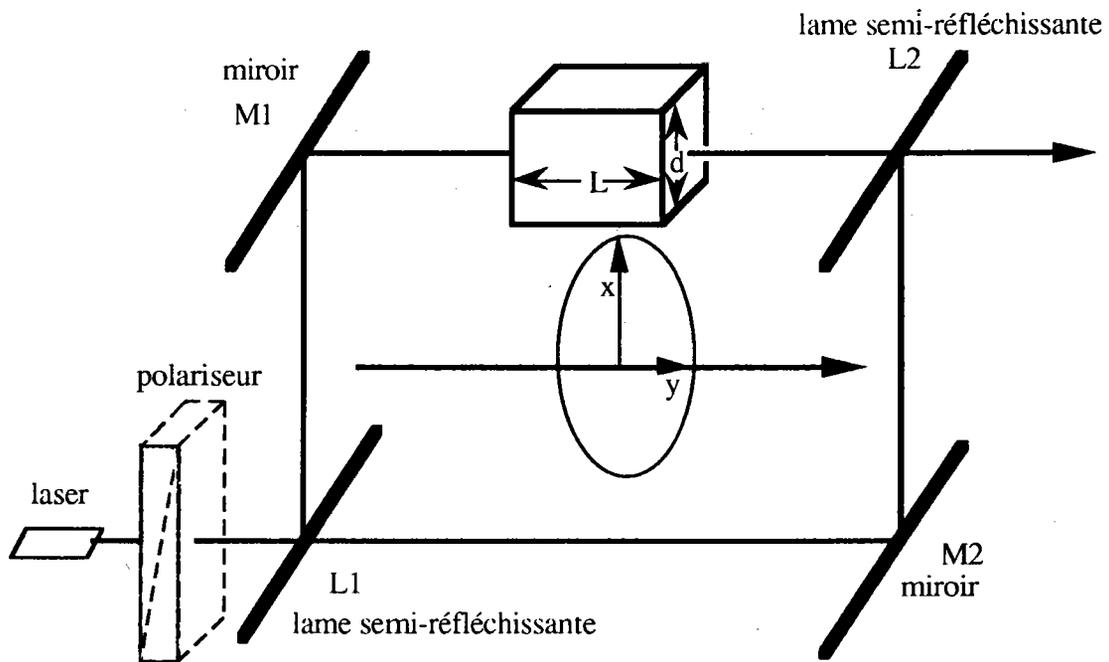


Figure 2-4: Montage interférométrique de type Mach-Zehnder.

Il est composé de deux lames séparatrices $L1$ et $L2$ et de deux miroirs $M1$ et $M2$. Un rayon incident tombe sur la lame $L1$ semi-réfléchissante et se divise en deux parties. Les deux parties du faisceau lumineux sont confondues à nouveau à la sortie du montage après avoir parcouru les 2 bras de l'interféromètre entre les deux lames $L1$ et $L2$.

Si aucune perturbation ne vient entraver un des faisceaux, l'intensité du faisceau lumineux en sortie est maximale et correspond à celle d'entrée moins les pertes dues aux absorptions et aux réflexions dans le montage.

Si maintenant, le chemin optique diffère entre les deux faisceaux, une image d'interférence pourra alors être observée à travers un objectif. C'est ce qui se produit lorsqu'un des faisceaux traverse un cristal électro-optique. Sans champ électrique appliqué les franges d'interférence sont immobiles. Avec un champ électrique alternatif appliqué au cristal, un déplacement des franges par rapport à la position d'équilibre est observé.

Si l'on applique un champ électrique alternatif, l'indice de réfraction est modifié à la même fréquence que celle de modulation et en conséquence, il existe alors une modification alternative du chemin optique. Le système vibrera alors autour de sa position d'équilibre. En mesurant la variation d'intensité, en statique ou en dynamique, en un point donné, on peut remonter à la variation d'indice et donc au coefficient électro-optique.

Pour se positionner à un point précis de fonctionnement du montage c'est à dire à un point particulier d'une frange lumineuse, on rajoute souvent dans un des bras de l'interféromètre,

un compensateur de phase de type compensateur de Babinet-Soleil ; l'autre solution est de déplacer la fente du système de photodétection ,ce qui est moins précis.

Dans le bras actif de l'interféromètre, c'est à dire celui dans lequel se situe l'échantillon, notons l'amplitude de l'onde de sortie A_1 et la phase Γ_1 . Dans le bras de référence, notons l'amplitude de l'onde A_2 et la phase Γ_2 .

Nous avons alors :

$$\begin{cases} a_1 = A_1 e^{i(\Gamma_1 - \omega t)} \\ \text{et} \\ a_2 = A_2 e^{i(\Gamma_2 - \omega t)} \end{cases} \quad (2.3-1)$$

En sortie de l'interféromètre, nous obtenons une onde à amplitude A correspondant à la somme des amplitudes complexes a_1 et a_2 .

$$a = a_1 + a_2 = A e^{i(\Gamma - \omega t)} \quad (2.3-2)$$

$$a = \left(A_1 e^{i\Gamma_1} + A_2 e^{i\Gamma_2} \right) e^{-i\omega t} \quad (2.3-2')$$

L'intensité lumineuse de l'onde d'interférence dans l'axe du bras actif s'écrit :

$$I = A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos(\Gamma_2 - \Gamma_1) \quad (2.3-3)$$

soit l'équation de la transmission:

$$I = I_0(1 + m\cos\Gamma) \quad (2.3-4)$$

avec:

$$\Gamma = \Gamma_2 - \Gamma_1, \quad I_0 = A_1^2 + A_2^2 \quad \text{et} \quad m = \frac{2A_1A_2}{I_0} \quad (2.3-5)$$

I_0 correspond à l'intensité lumineuse en entrée du montage. Nous pouvons remarquer que si l'intensité lumineuse dans les deux bras est égale ($= \frac{I_0}{2}$) alors $m = 1$ et l'équation précédente devient :

$$I = I_0(1 + \cos\Gamma) = 2 I_0 \cos^2 \frac{\Gamma}{2} \quad (2.3-6)$$

Les déphasages Γ_1 et Γ_2 peuvent s'exprimer en fonction des retards optiques induits dans chaque bras. En particulier une modification par effet E/O dans le bras actif sera visible en sortie du montage et se traduira en un point particulier d'observation par une variation de l'intensité lumineuse correspondant à un déplacement des franges.

Dans l'équation de la transmission optique de l'interféromètre, nous avons considéré le point d'observation dans l'axe du bras actif. Si l'observation est effectuée en un point situé à une distance y du centre de réseau d'interférence, le déphasage entre les deux faisceaux Γ' s'exprime par:

$$\Gamma' = \frac{2\pi}{\lambda} y \sin \theta \quad (2.3-7)$$

où θ correspond au demi-angle entre les deux faisceaux.

L'équation de la transmittance s'écrit alors :

$$T = \frac{I}{I_0} = 1 + m \cos(2\Gamma' + \Gamma) \quad (2.3-8)$$

Dans l'équation (2.3-6), $2I_0$ correspond à l'amplitude de la réponse de l'interféromètre soit la variation d'intensité entre une frange noire d'une frange brillante. Lorsque l'intensité dans les deux bras de l'interféromètre n'est pas égale, dans l'équation générale (2.3-4), l'amplitude de la réponse est égale à $2I_0 m$.

L'interféromètre de Mach-Zehnder est le plus utilisé dans les mesures des coefficients électro-optique.^{[74][75][77][78]} Des essais ont été faits avec d'autres types d'interféromètres tels les systèmes Fabry-Perot créant des interférences entre le faisceau transmis à travers l'échantillon et celui réfléchi. ^{[58][79][80]} Ces interféromètres ne seront pas présentés dans cette étude.

4. REMARQUES SUR CETTE ETUDE

Plusieurs remarques importantes doivent être faites suite à l'étude des différents montages utilisés pour la caractérisation électro-optique de matériaux massiques.

4.1. EQUATION DE LA TRANSMITTANCE

Quel que soit le montage utilisé, la transmittance caractéristique peut toujours s'exprimer sous la forme générale suivante:

$$T = \frac{I}{I_0} = k \cos^2 \frac{\Gamma}{2} \quad (2.4-1)$$

où k , est une constante liée au type de montage utilisé, à savoir $k = 2$ pour les montages à deux ondes et $k = 1$ pour les montages à une onde. Pour ces derniers, l'écriture générale précédente est obtenue par ajustement de l'analyseur. La courbe caractéristique $T = \text{fct}(\Gamma)$ est maintenant généralisée par la courbe de la figure suivante :

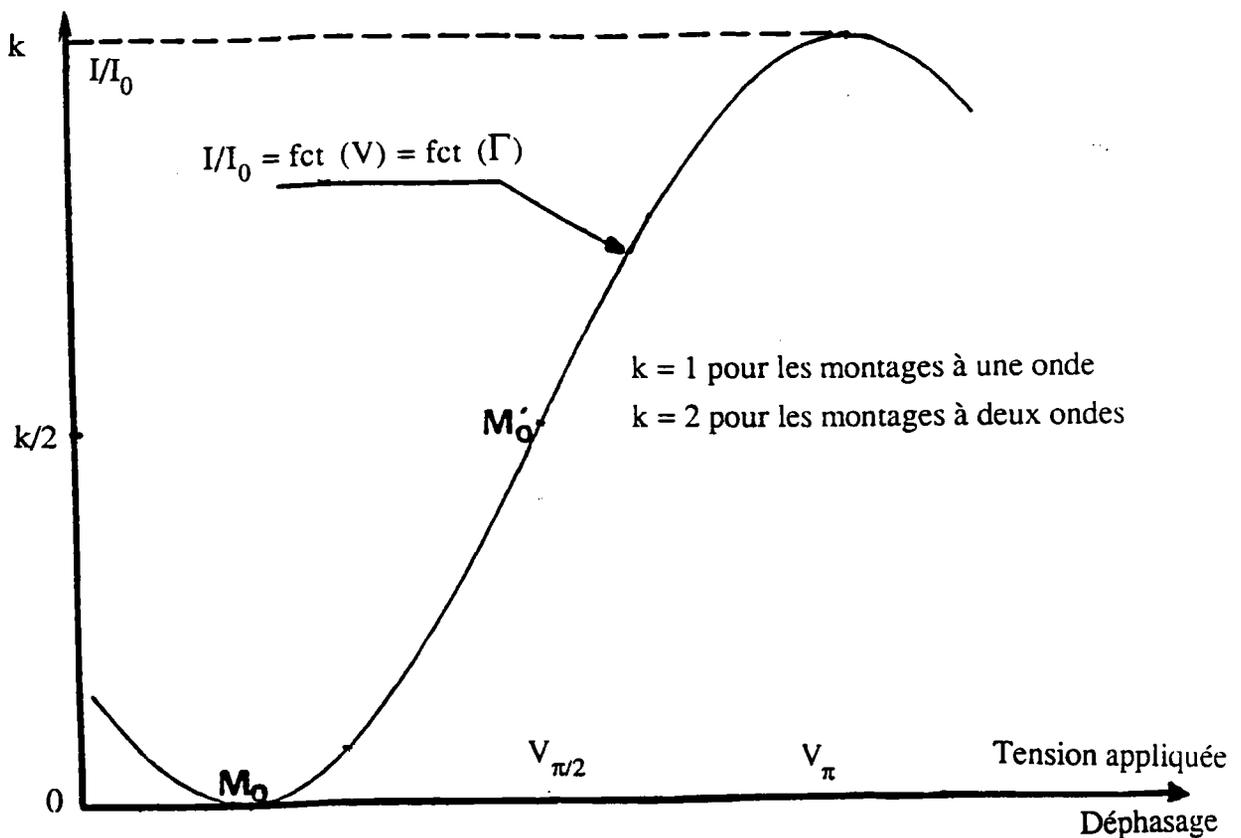


Figure 2-5: courbe générale de la transmittance des montages utilisés pour la caractérisation électro-optique

Ainsi une rotation de l'analyseur pour les montages à une onde, ou un déplacement du point d'observation des franges dans les montages à deux ondes, correspond un décalage de l'origine de cette courbe caractéristique.

4.2. SIGNIFICATION DE Γ DANS LES EQUATIONS DE LA TRANSMITTANCE

Dans les montages à une onde, Γ représente le retard de phase, introduit par le cristal, entre les deux composantes de la polarisation se propageant suivant les axes principaux de l'ellipsoïde des indices.

Dans les montages à deux ondes Γ représente le retard de phase induit entre l'onde se propageant dans le bras actif (avec l'échantillon) et celle dans le bras neutre.

Cette distinction dans la signification du retard de phase permettra dans la suite de l'étude de mieux comprendre, en fonction du type de montage utilisé et de la configuration de l'échantillon étudié, le coefficient électro-optique que l'on peut obtenir.

CHAPITRE 3

LES METHODES DE MESURE EN STATIQUE

L'équation générale caractérisant la fonction de transfert relative à chacun des différents montages reportés dans le chapitre 2, relie l'intensité I à la phase Γ du faisceau transmis et à l'angle de l'analyseur β . L'intensité et la phase étant liées au champ appliqué par l'effet électro-optique, on peut par simple application de tension continue faire varier les valeurs de I et Γ (à l'angle β fixe) ou compenser ces variations par variation de rotation de l'analyseur d'un angle β .

1. LES MESURES D'INTENSITE

1.1. PRINCIPE DE LA METHODE

Une première famille de méthodes de mesures en statique est constituée par l'étude de la variation de la valeur du facteur de transmission $T = \frac{I}{I_0}$ en fonction du champ appliqué

lorsque l'angle de l'analyseur est fixe dans l'un des trois montages à une onde.

Prenons un montage dans lequel l'analyseur et le polariseur sont croisés. On obtient alors la fonction de transfert (cf équation 2.1-12) :

$$T = \frac{I}{I_0} = \sin^2 \frac{\Gamma}{2} \quad (3.1-1)$$

On applique une tension $V = E.D$ au cristal (D la distance entre les électrodes). Le retard de phase Γ , contient alors un terme $\Gamma(E)$ correspondant au retard induit par le champ E . Pour une certaine valeur de la tension appliquée, $V_0 = E_0.D$, on compense, par une première contribution électro-optique, les termes autres que $\Gamma(E)$ intervenant dans Γ de telle sorte que l'équation de la transmittance, équation (3.1-1) est égale alors à zéro. Pour toutes nouvelles valeurs V' telles que $V = V' - V_0$ (soit $E = E' - E_0$), on écrit l'équation précédente sous la forme:

$$\frac{I(E)}{I_0} = \sin^2 \frac{\Gamma(E)}{2} \quad (3.1-2)$$

On déduit alors la valeur du déphasage $\Gamma(E)$ induit par effet électro-optique :

$$\Gamma(E) = 2 \sin^{-1} \sqrt{\frac{I(E)}{I_0}} \quad (3.1-3)$$

Considérons un faisceau lumineux se propageant selon la direction i et un champ appliqué selon la direction p , le déphasage concerne les composantes polarisées selon k et p . On obtient la valeur du coefficient électro-optique r_α en exprimant $\Gamma(E)$ par la relation générale (1.3-67), soit d'après l'équation (3.1-3):

$$r_\alpha = \frac{\lambda}{\pi n_k^3} \frac{D_p}{L_i} \frac{1}{V_p} 2 \sin^{-1} \sqrt{\frac{I(E)}{I_0}} \quad (3.1-4)$$

Il est impératif, lors des mesures de prendre pour I_0 la valeur de l'intensité à l'entrée ramenée à la sortie. Ceci permet de tenir compte indirectement de toutes les absorptions des optiques du dispositif et du coefficient d'amplification de l'étage de sortie de la photodétection. On obtient cette valeur de I_0 par une mesure faite, via le photodétecteur de sortie lorsque tous les axes optiques du montage sont parallèles. La première difficulté expérimentale consiste dans le nécessaire contrôle des fluctuations d'intensités du faisceau laser. Pour cela, on dispose en amont du montage d'un photodétecteur, (photodétecteur d'entrée), contrôlant le signal I_0 par mesure d'une partie de I_0 grâce à une lame semi-réfléchissante. Le montage pour les mesures d'intensités est illustré sur la figure 3-1 dans le cas d'un montage à compensation.

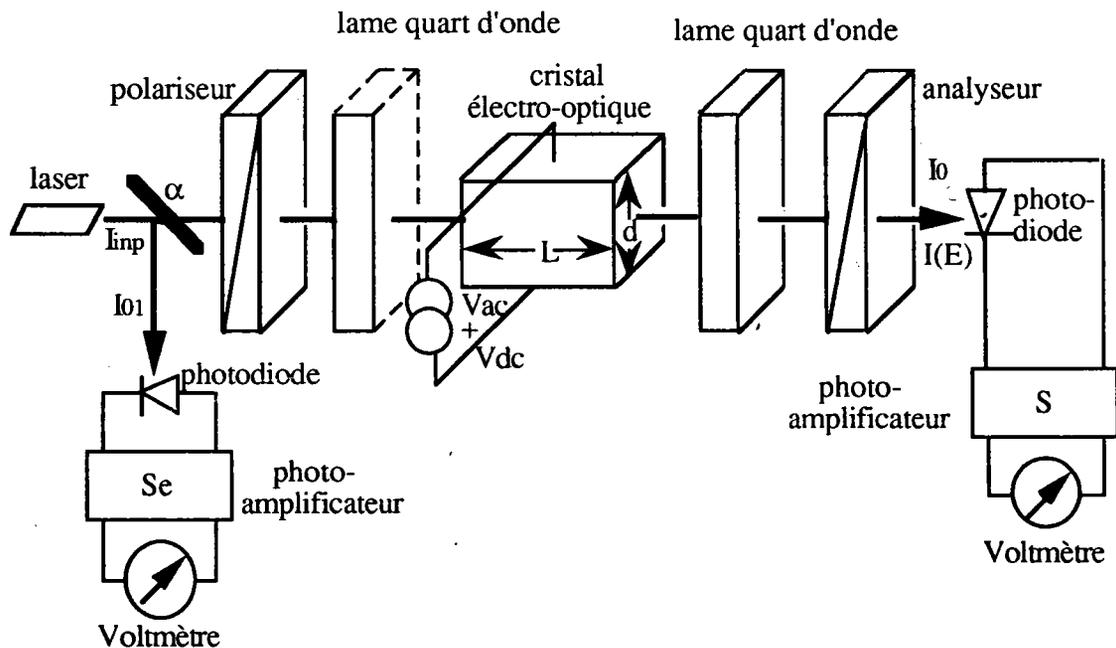


Figure 3-1: Montage expérimental pour les mesures d'intensités en statique. Les différentes grandeurs sont présentées dans le texte. Le coefficient de transmission k , n'apparaît pas sur cette figure.

I_{01} , la valeur incidente sur la photodiode d'entrée est déterminée après amplification par la mesure de la tension $v_{01} = S_e I_{01}$ ou S_e représente le coefficient d'amplification de l'étage d'entrée. Nous devons préalablement aux mesures, déterminer le lien entre v_{01} et l'intensité I_0 .

Soit α le coefficient de transmission de la lame semi-réfléchissante, K le coefficient de transmission du montage en aval de la lame en tenant compte des différentes absorptions et réflexions parasites et I_{inp} l'intensité du faisceau laser incidente, nous obtenons :

$$I_{01} = (1 - \alpha) I_{inp} \quad (3.1-5)$$

et

$$I_0 = \alpha k I_{inp} \quad (3.1-6)$$

soit:

$$I_{01} = \frac{1-\alpha}{\alpha k} I_0 \quad (3.1-7)$$

que l'on peut exprimer en fonction des grandeurs mesurables v_{01} et v_{02} avec $v_{02} = S I_0$ ou S représente le coefficient d'amplification de l'étage de sortie:

$$T_0 = \frac{S_e}{S} \left(\frac{1-\alpha}{\alpha k} \right) \quad (3.1-8)$$

$$v_{01} = T_0 v_{02} \quad (3.1-9)$$

T_0 est la transmittance opto-électronique du montage. Lors de l'expérience, on mesure la variation de l'intensité du faisceau laser $I(E)$ due au champ électrique appliquée. Cette variation correspond à une mesure de $v(E) = S I(E)$.

On peut noter que v_{02} et $v(E)$ sont reliés par le même coefficient d'amplification S à l'intensité lumineuse. Ceci provient du fait que l'on utilise les photo-amplificateurs dans leurs zones linéaires d'amplification lorsque l'on travaille en statique.

En effet, nous obtenons l'équation de la transmittance :

$$\frac{I(E)}{I_0} = \frac{T_0 v(E)}{v_{01}} \quad (3.1-10)$$

Par suite, l'équation (3.1-3) devient:

$$\Gamma(E) = 2 \sin^{-1} \sqrt{\frac{T_0 v(E)}{v_{01}}} \quad (3.1-11)$$

L'équation (3.1-4) donnant le coefficient électro-optique peut donc être simplifiée :

$$r_\alpha = A \frac{\Gamma(E)}{V_p} \quad (3.1-12)$$

où le coefficient A est défini par l'équation (1.3-56), tel que:

$$A = \frac{\lambda}{\pi n_k^3} \frac{D_p}{L_i} \quad (3.1-11)$$

Pour rappel, A est fonction des caractéristiques de l'échantillon et de la longueur d'onde laser. Il est complètement indépendant de la méthode de mesure.

Préalablement aux mesures, on détermine T_0 , la transmittance optoélectronique du montage (éq.3.1-8). On mesure ensuite v_{01} durant toute l'expérimentation de même que $v(E)$ en fonction de la tension appliquée $V_p = E_p \cdot D_p$.

Nous pouvons remarquer que l'équation (3.1-11) est utilisable pour des mesures effectuées avec un montage à polariseurs parallèles en remplaçant \sin^{-1} par \cos^{-1} . Bien que des résultats aient été obtenus pour les trois montages à une onde possibles (polarisation linéaire, circulaire, et montage à compensation), nous l'illustrons uniquement avec le montage à compensation, (axes des polariseurs croisés).

1.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

1.2.1. Phase initiale

Détermination de la transmittance opto-électronique du montage expérimental

Cette détermination est effectuée lorsque tous les axes optiques des différentes lames (y compris ceux de l'échantillon) sont parallèles. Les réglages des appareils électroniques seront conservés ensuite pendant toute l'expérience. Nous obtenons :

$$v_{01} = (558 \pm 0.6) 10^{-3} \text{ V}$$

$$v_{02} = (15 \pm 0.05) \text{ V}$$

$$T_0 = (37.2 \pm 0.1) 10^{-3}$$

L'incertitude sur la valeur de T_0 est donnée par :

$$\frac{\delta T_0}{T_0} = \frac{\delta v_{01}}{v_{01}} + \frac{\delta v_{02}}{v_{02}} \quad (3.1-14)$$

Les grandeurs v_{02} et v_{01} sont mesurées à l'aide d'un voltmètre digital de précision $0,1\%L+1U$, avec L la valeur lue et U la valeur du dernier digit.

Remarque

Les valeurs mesurées de v_{02} et v_{01} correspondent respectivement à des intensités lumineuses $I_0 = 520 \mu\text{W}$ et $I_{01} = 116 \mu\text{W}$. Les coefficients d'amplification sont égaux à $S=28.8 10^3 \text{ V/W}$ et $S_e = 4.81 10^3 \text{ V/W}$.

1.2.2. Phase de mesures

La tension v_{01} a été contrôlée et trouvée constante et égale à $558 10^{-3} \text{ V}$ durant toutes les mesures effectuées de V et v(E). Ceci traduit une bonne stabilité de la source laser. Les fluctuations du faisceau lumineux sont négligeables devant les variations d'intensité liées à la précision de la chaîne de mesure.

La constance de v_{01} assure donc la constance de l'intensité à l'entrée ramenée à la sortie I_0 .

On mesure pour différentes tensions appliquées V', la tension délivrée par le photoamplificateur de sortie v(E). La figure 3-2 représente la variation de v(E) en fonction de V'.

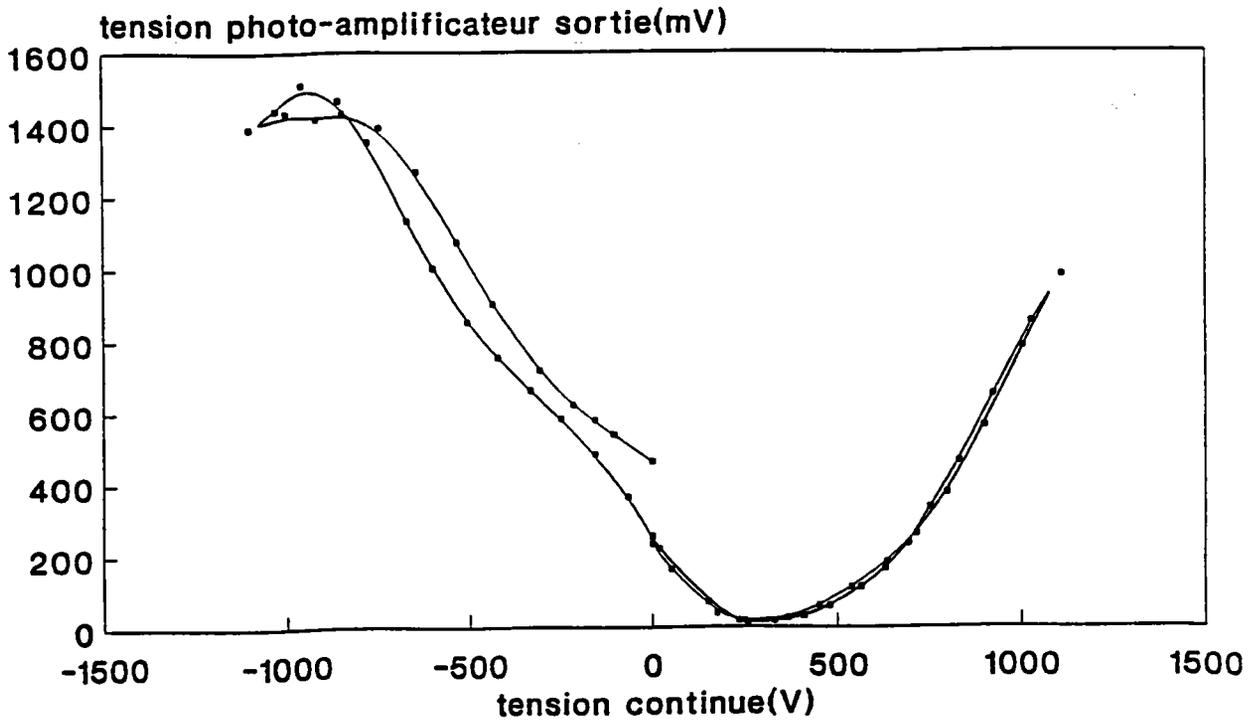


Figure 3-2: $v(E)$ en fonction de la tension appliquée de 0 à 1100V puis de -1100V à 1100V. Retour ensuite à 0V. On note sur cette courbe la valeur de $V_0=250V$. Cette expérimentation a été effectuée à température maintenue, supposée constante par un contrôleur de type PID, le thermocouple étant à 1mm de l'échantillon dans l'enceinte thermique.

Afin de déterminer r_α , on se place délibérément dans les meilleures conditions de précision. Pour cela, on calcule l'incertitude associée aux mesures.

1.3. CALCUL DE LA PRECISION ET DISCUSSION DES RESULTATS

A partir de l'équation (3.1-12), l'incertitude sur la valeur de r_α est donnée par la formule suivante:

$$\frac{\delta r_\alpha}{r_\alpha} = \frac{\delta A}{A} + \frac{\delta V_p}{V_p} + \frac{\delta \Gamma(E)}{\Gamma(E)} \quad (3.1-15)$$

avec $\Gamma(E)$ défini par l'équation (3.1-11).

Le calcul de l'incertitude sur $\Gamma(E)$ donne l'équation suivante :

$$\delta\Gamma(E) = \frac{1}{2\sqrt{\frac{v_{01}}{T_0 v(E)} - 1}} \left[\frac{\delta v_{01}}{v_{01}} + \frac{\delta v(E)}{v(E)} + \frac{\delta T_0}{T_0} \right] \quad (3.1-16)$$

La courbe de la figure suivante montre $\frac{\delta r_c}{r_c}$, calculé en posant $r_c = r_\alpha$ dans l'équation (3.1-15), en fonction de la tension appliquée au cristal.

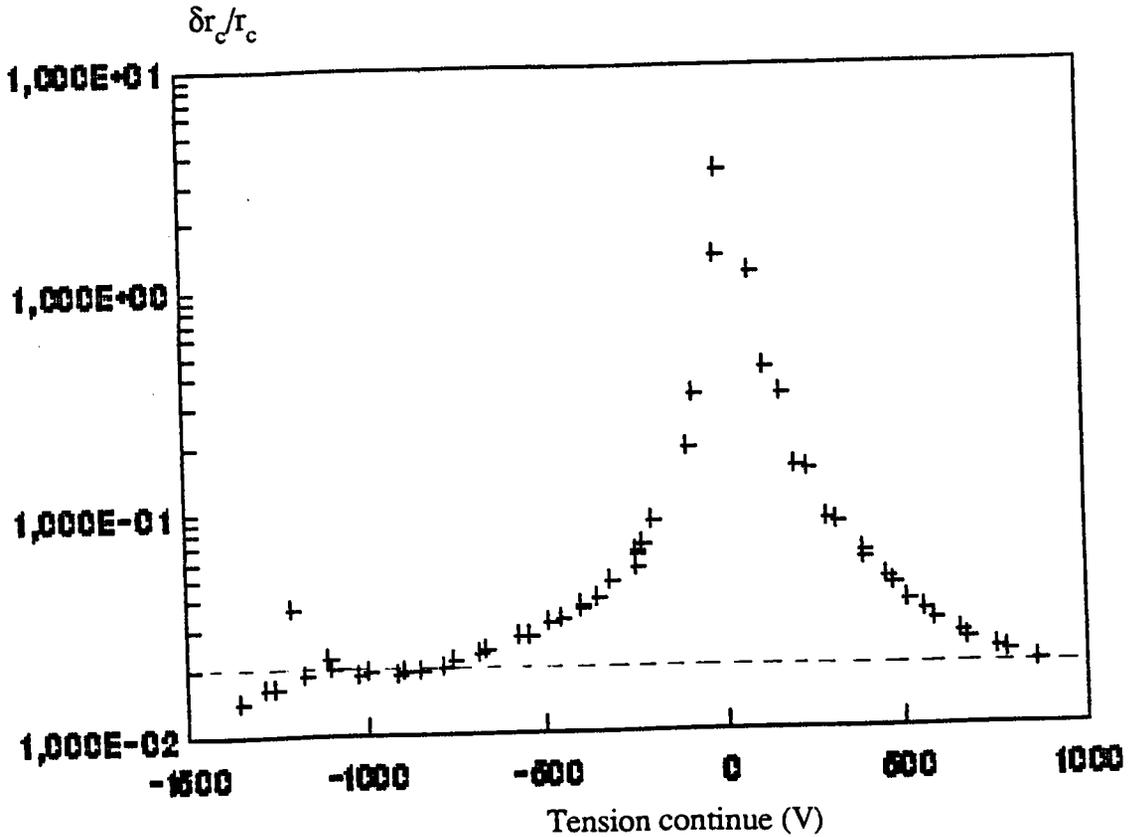


Figure 3-3: incertitude relative $\frac{\delta r_c}{r_c}$ obtenue expérimentalement en fonction de la tension $V = V' - V_0$. Le point d'abscisse $V = 1300V$ correspond à la tension de 1/2 onde V_π pour notre échantillon. A cette valeur, la fonction dérivé de l'Arcsinus n'est pas définie.

Nous pouvons constater sur cette figure qu'une valeur acceptable de r_c , c'est à dire avec une incertitude relative $\frac{\delta r_c}{r_c} < 10\%$ est obtenue seulement pour des tensions appliquées supérieures à $| 500V |$.

La courbe de la figure 3-4 montre les valeurs de r_c obtenues en fonction de V .

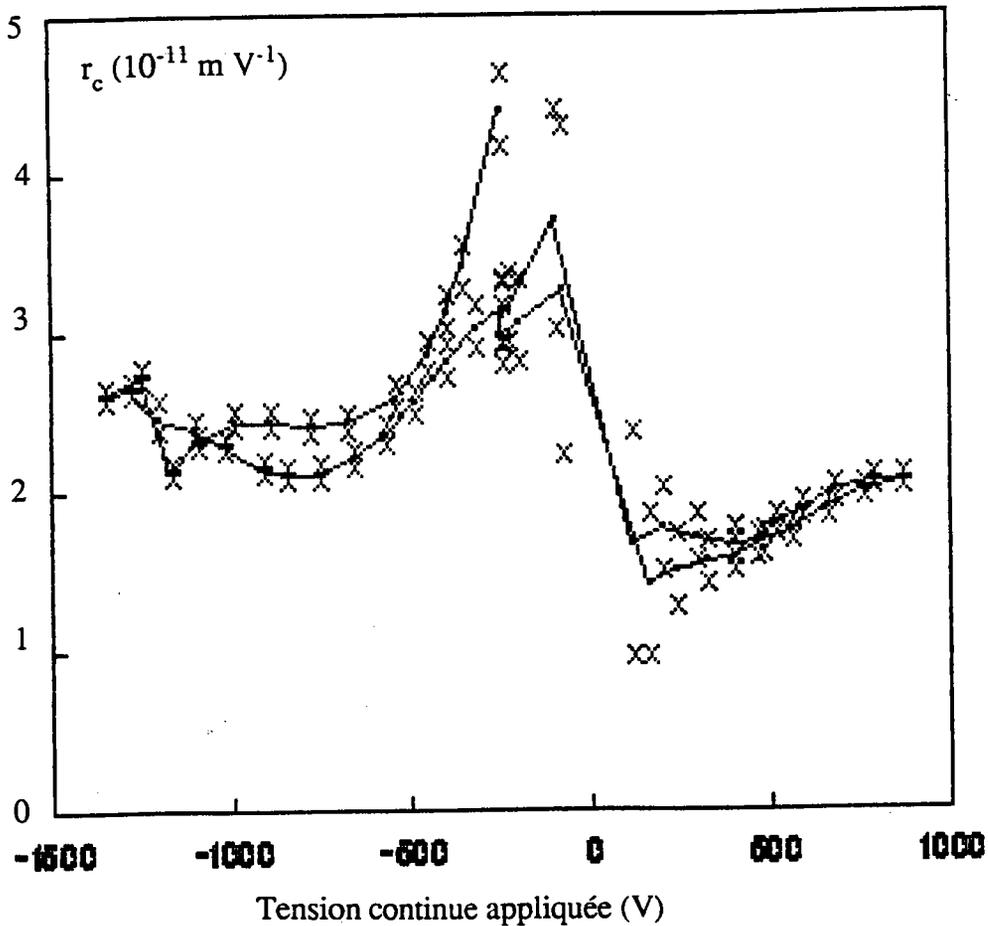


Figure 3-4: Différentes valeurs de r_c obtenues en fonction de la tension appliquée V .

Sur la courbe de cette figure, nous pouvons constater que r_c tend vers deux valeurs particulières, lorsque la tension appliquée au cristal augmente. Nous obtenons :
 Pour $V < -500V$

$$r_c = (24.9 \pm 1) 10^{-12} \text{ m/V}$$

et pour $V > 500V$

$$r_c = (19.3 \pm 1) 10^{-12} \text{ m/V}$$

Afin de faire un choix entre les deux valeurs obtenues, il nous faut analyser la courbe de la figure 3-2 représentant les valeurs mesurées. Pendant l'expérimentation, lors de l'application des tensions négatives, nous n'obtenons pas les mêmes valeurs de $v(E)$ pour la même valeur de V lorsque celle-ci varie de 0 à 1100V par valeur croissante ou décroissante. Ceci est la preuve que ces points ne sont pas déterminés exactement à la même température, malgré l'asservissement à 0.1°C près. Ainsi une variation de température inférieure à cette valeur

peut provoquer une variation notable de la birefringence naturelle et donc un déphasage qui se superpose à celui induit par l'effet E/O. Ceci correspond à l'effet thermo-optique dont l'influence sur les mesures peut être considérable, ainsi que nous le verrons en détail plus loin. Il se trouve qu'une meilleure stabilité thermique a été obtenue pour les tensions positives puisque les valeurs $v(E)$ sont confondues pour la même valeur de V lorsque la tension V varie de 0 à 1100V par valeur croissante ou décroissante. Nous pouvons en déduire que l'effet thermo-optique intervient peu pour ces dernières mesures. C'est donc la deuxième valeur de r_c que nous choisirons.

Avec cette méthode, r_c est donc trouvé égal à :

$$r_c = 19.3 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

La précision obtenue est de:

$$\frac{\delta r_c}{r_c} = 5.2\%$$

2. LA MESURE DIRECTE DE LA TENSION DE DEMI-ONDE

La seconde méthode de mesure en statique que l'on peut envisager concerne la mesure directe de la tension de demi-onde V_π .

2.1. PRINCIPE DE LA METHODE

L'équation de la transmission d'un modulateur d'amplitude, polariseurs croisés:

$$\frac{I(E)}{I_0} = \sin^2 \frac{\Gamma(E)}{2} \quad (3.2-1)$$

exprimé en fonction de la tension de demi-onde V_π s'écrit:

$$\frac{I(E)}{I_0} = \sin^2 \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_\pi} \quad (3.2-2)$$

Cette équation montre que nous obtenons le point d'extinction $I(E) = 0$ pour $V = 0$, et le maximum d'intensité transmise $I(E) = I_0$ pour $V = V_\pi$.

Par conséquent si:

$$\Gamma(E) = \Gamma\left(\frac{V_\pi}{D_p}\right) = \pi \quad (3.2-3)$$

le coefficient électro-optique peut alors être déterminé à partir des équations (3.1-12) et (3.1-13) en fonction de V_π :

$$r_\alpha = \frac{\lambda}{n_k^3} \frac{D_p}{L_i} \frac{1}{V_\pi} \quad (3.2-4)$$

soit encore:

$$r_\alpha = A \frac{\pi}{V_\pi} \quad (3.2-5)$$

avec A défini précédemment (équation 1.3-56).

En principe, la détermination de V_π peut s'effectuer par un changement de π de la phase du faisceau lumineux quelle que soit la valeur initiale de la phase. Toutefois, en pratique, on peut aisément concevoir que cette méthode est plus précise si la tension V_π permet de faire passer d'un point de transmission minimum à un point de transmission maximum. Dans ce cas, il s'agit de compenser le déphasage $\Gamma(0)$ dû à la biréfringence naturelle. Pour cela, lorsque $V=0$, on ajuste β de façon à obtenir le minimum de transmission. Dans un montage à compensation de type Sénarmont ou à polarisation circulaire, cette compensation est effectuée par rotation de l'analyseur d'un angle.

$$\beta_0 = \frac{\Gamma(0)}{2} \quad (3.2-6)$$

L'ajustement au point de transmission minimum peut également s'effectuer par application d'une tension $V_0 = E_0 \cdot D_p$, qui par effet électro-optique, induira un retard de phase $\Gamma(E)$ égal au retard de phase dû à la biréfringence naturelle $\Gamma(0)$.

2.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous illustrons les résultats obtenus avec cette méthode de détermination des coefficients E/O par les résultats obtenus sur la figure 3-5 dans le cas du montage à compensation à polarisation linéaire et sur la figure 3-6 dans le cas du montage à compensation à polarisation circulaire.

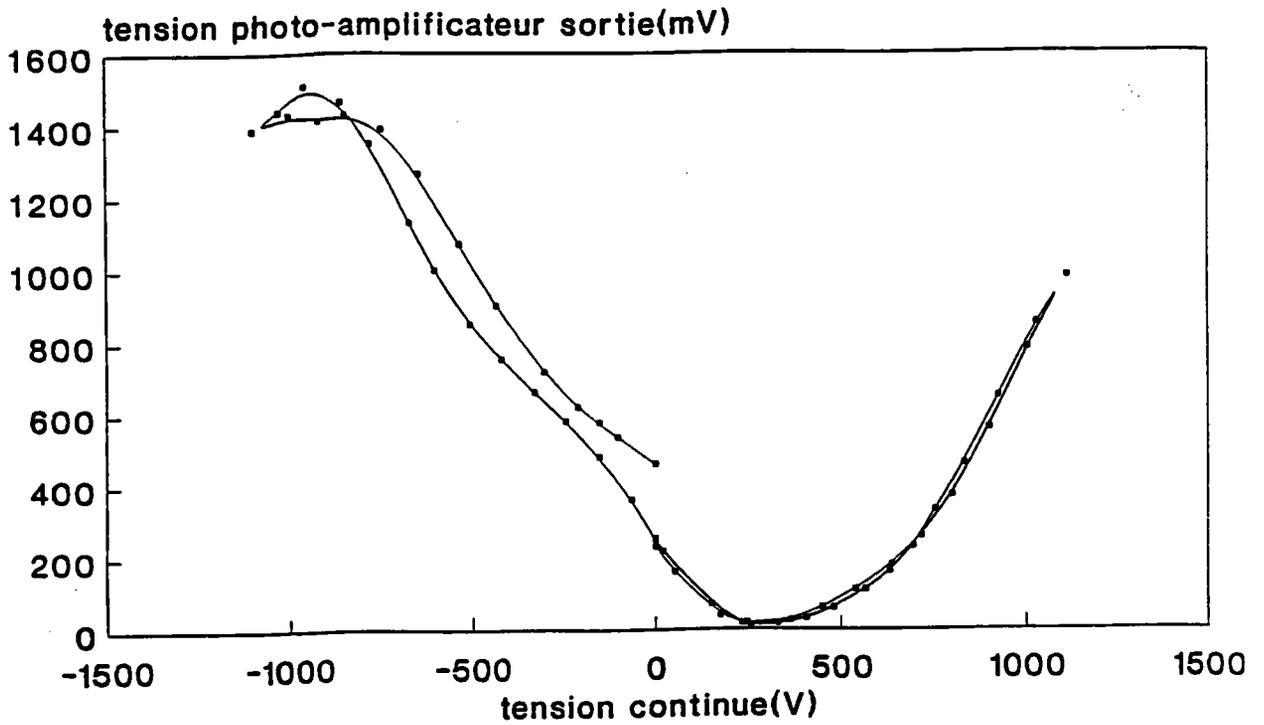


Figure 3-5: Tension de sortie du montage correspondant à l'intensité du faisceau laser transmis en fonction de la tension continue appliquée au cristal, dans le cas du montage à compensation à polarisation linéaire

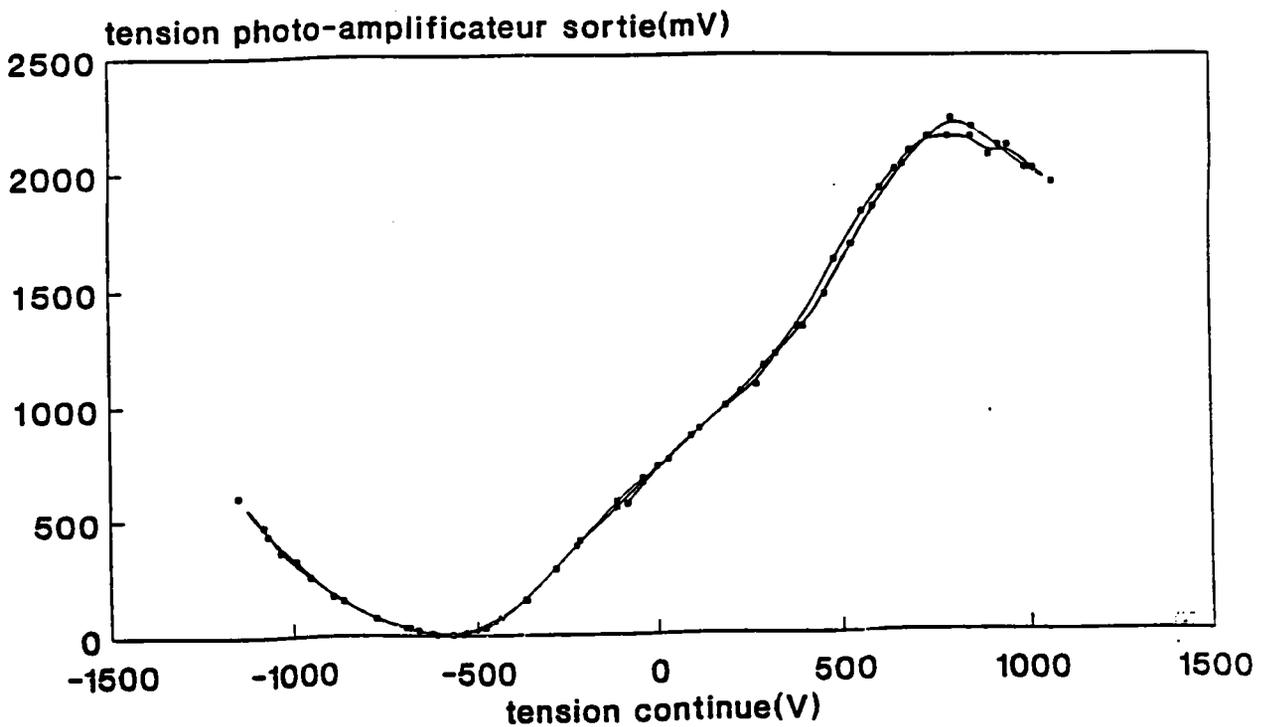


Figure 3-6 : Tension de sortie du montage correspondant à l'intensité du faisceau laser transmis en fonction de la tension continue appliquée au cristal, dans le cas du montage à compensation à polarisation circulaire

Les valeurs de V_π respectivement obtenues sont $V_\pi = 1333$ V et $V_\pi = 1425$ V.

Par suite, les valeurs de la tension de demi-onde réduite sont avec le premier montage, $V_\pi^* = 2600$ V et avec le deuxième $V_\pi^* = 2778$ V :

Nous obtenons ainsi deux valeurs de r_c :

$$r_c = 22.9 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

avec le montage à compensation et:

$$r_c = 21.4 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

avec le montage à polarisation circulaire.

2.3. CALCUL DE LA PRECISION ET DISCUSSION DES RESULTATS

Le calcul de précision avec cette méthode fait intervenir l'équation suivante :

$$\frac{\delta r_\alpha}{r_\alpha} = \frac{\delta A}{A} + \frac{\delta V_\pi}{V_\pi} \quad (3.2-7)$$

V_π étant calculé en effectuant une différence entre deux valeurs expérimentales de la tension, ($V_\pi = V - V_0$) l'erreur sur V_π est égale à deux fois l'erreur introduite, d'une part par l'instrument de mesure (voltmètre) et d'autre part, lors de la détection des valeurs de V et V_0 correspondant au maximum et au minimum.

Une cause d'erreur importante non considérée ici provient de l'effet thermo-optique. En effet on ne peut pas complètement s'affranchir du changement de température entre l'instant t_0 , pour lequel $V = V_0$ et l'instant t_π pour lequel $V = V_\pi$. Ce phénomène est particulièrement important ici puisque la mesure ne peut être immédiate : en effet on augmente progressivement la tension pour obtenir le passage du point de fonctionnement initial à un point de fonctionnement final repéré comme étant distant de V_π . Le changement de température implique un déplacement de la référence pendant l'expérimentation et modifie en conséquence la référence initiale. Il est difficile dans le cadre de cette méthode de calculer l'influence de l'effet thermo-optique. Ce point sera discuté en détail plus loin (cf chapitre 6)

Un cycle complet de balayage en tension a été effectué avec les deux montages. Les deux courbes de montée et descente en tension sont quasiment confondues dans le cas du montage à polarisation circulaire (figure 3-6).

Il semble donc que la température soit restée pratiquement constante pendant cette deuxième expérience. Nous accorderons donc plus de confiance à la deuxième valeur de V_{π} obtenue et nous retiendrons ainsi la valeur correspondante de r_c .

Les résultats obtenus avec ce montage donnent une erreur sur la détermination de V_{π} de $\delta V_{\pi} = 22V$ provenant essentiellement de l'incertitude de détermination sur les extréma.

Dans ces conditions, nous obtenons une précision sur la valeur de r_c obtenue en posant $r_c = r_{\alpha}$ dans l'équation (3.2-7):

$$\delta r_c = 0.8 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

soit une erreur relative de:

$$\frac{\delta r_c}{r_c} = 3.6\%$$

A côté du problème lié à l'effet thermo-optique difficilement contrôlable, la principale difficulté expérimentale rencontrée avec cette méthode est la valeur généralement élevée de la tension demi-onde.

Ainsi les valeurs de la tension de demi-onde réduite V_{π}^* suivantes ont été reportées dans la littérature (pour $\lambda=633\text{nm}$):

$$\text{KNbO}_3 : V_{\pi}^* \cong 2100 \text{ V}^{[22][81]}$$

$$\text{BaTiO}_3 : V_{\pi}^* \cong 600 \text{ V d'après la valeur de } r_c \text{ mesurée au laboratoire}$$

$$\text{LiNbO}_3 : V_{\pi}^* \cong 2900 \text{ V}^{[31]}$$

$$V_{\pi}^* \cong 2800 \text{ V présent résultat.}$$

$$\cong 2980 \text{ V}^{[82]}$$

Les tensions élevées appliquées au cristal peuvent créer des dommages irréversibles dans l'échantillon. En particulier, lorsque le champ électrique est appliqué perpendiculairement à l'axe de polarisation spontanée du cristal, des domaines ferroélectriques correspondant à des directions différents de P_s peuvent apparaître.

Les contraintes entre ces domaines peuvent engendrer des dislocations irréversibles dans l'échantillon. Lorsque le champ électrique est appliqué parallèle à la direction de la polarisation spontanée P_s , il faut veiller à ce que la tension V soit inférieure à la tension de claquage. Dans ces deux configurations de champ, le cristal risque d'être dégradé de façon irréversible. Afin de prévenir les effets induits par une tension élevée lors de l'utilisation de

cette méthode nous pouvons utiliser un cristal taillé afin d'obtenir un rapport $\frac{L_i}{D_p} \gg 1$

(cette possibilité n'existe pas, bien sûr dans une configuration longitudinale).

Par exemple, pour le LiNbO_3 dans la configuration étudiée ici, avec $L_i=10\text{mm}$ et $D_p=1\text{mm}$

la tension de demi-onde serait égale à $V_\pi \cong 280 \text{ V}$.

Pour prévenir de tous ces désavantages de la détermination directe de V_π , une méthode mettant en oeuvre de faibles valeurs de champs appliqués peut être utilisée (cf chapitre 4, § 3).

LES METHODES DE SUIVI DU POINT DE TRANSMISSION MINIMALE.

A côté des deux méthodes précédentes, on peut envisager le suivi d'un point de fonctionnement particulier. Le point de fonctionnement le plus sensible est le point correspondant au point d'extinction M_0 sur la courbe caractéristique de la transmittance (cf figure 2-5).

Deux grandeurs particulières peuvent être mesurées pour l'obtention du coefficient E/O :

- la différence de tension appliquée nécessaire pour l'obtention de deux minima successifs d'intensité lumineuse transmise dans le cas du montage à polarisation linéaire,
- l'angle de l'analyseur nécessaire à la compensation du déphasage induit par le champ appliqué dans le cas des autres montages à une onde.

Nous illustrons cette méthode dans les deux cas.

3. METHODE DE SUIVI DU POINT DE TRANSMISSION MINIMALE AVEC LE MONTAGE A POLARISATION LINEAIRE

3.1. PRINCIPE DE LA METHODE

La fonction de transfert d'un tel montage s'écrit (cf equation 2.1-10)

$$T = \frac{1}{2} [1 + (\sin 2\beta \cos \Gamma)] \quad (3.3-1)$$

Elle présente un minimum pour:

$$\beta = \frac{\pi}{4} \pm \frac{k\pi}{2} \quad \text{avec } k = 0,1,2,3,\dots$$

Si $-\frac{\pi}{2} < \Gamma < \frac{\pi}{2} \pmod{2k\pi}$, l'intensité transmise est minimale pour un angle fixe de l'analyseur $\beta = \frac{3\pi}{4} \pm k\pi$, c'est à dire dans le cas où P et A sont croisés (puisque P est toujours considéré à $\frac{\pi}{4}$ des axes du cristal). La fonction de transfert devient dans ce cas :

$$T = \sin^2 \frac{\Gamma}{2} \quad (3.3-2)$$

Si $\frac{\pi}{2} < \Gamma < \frac{3\pi}{2} \pmod{2k\pi}$, l'intensité transmise est minimale pour un angle fixe de l'analyseur $\beta = \frac{\pi}{4} \pm k\pi$, c'est à dire dans le cas où P et A sont parallèles. La fonction de transfert devient dans ce cas :

$$T = \cos^2 \frac{\Gamma}{2} \quad (3.3-3)$$

Par conséquent, dans cette méthode, le passage dans la courbe de transmission d'un minimum à un autre se fait par une variation continue de la tension V_{DC} correspondant à une variation discrète de β de 0 à $\frac{\pi}{2}$.

3.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La courbe de la figure 3-7, illustre les résultats obtenus avec l'échantillon de LiNbO_3 . Elle représente l'angle de l'analyseur β correspondant au minimum de transmission en fonction de la tension appliquée. On aperçoit nettement un changement discret de β de la valeur 0 à $\frac{\pi}{2}$.

Un deuxième changement n'a pu avoir lieu car il aurait nécessité une tension trop élevée risquant d'endommager le cristal.

La mesure de $\Gamma(E)$ ne peut donc s'effectuer que par repérage de 2 changements discrets successifs de β sur la courbe. Ils correspondent alors à une différence de tension appliquée $V_{DC} = V_{\pi}$. Avec ce montage, il est nécessaire alors d'appliquer au minimum une tension V égale à V_{π} plus la tension nécessaire pour se positionner à un point de fonctionnement proche d'une transition.

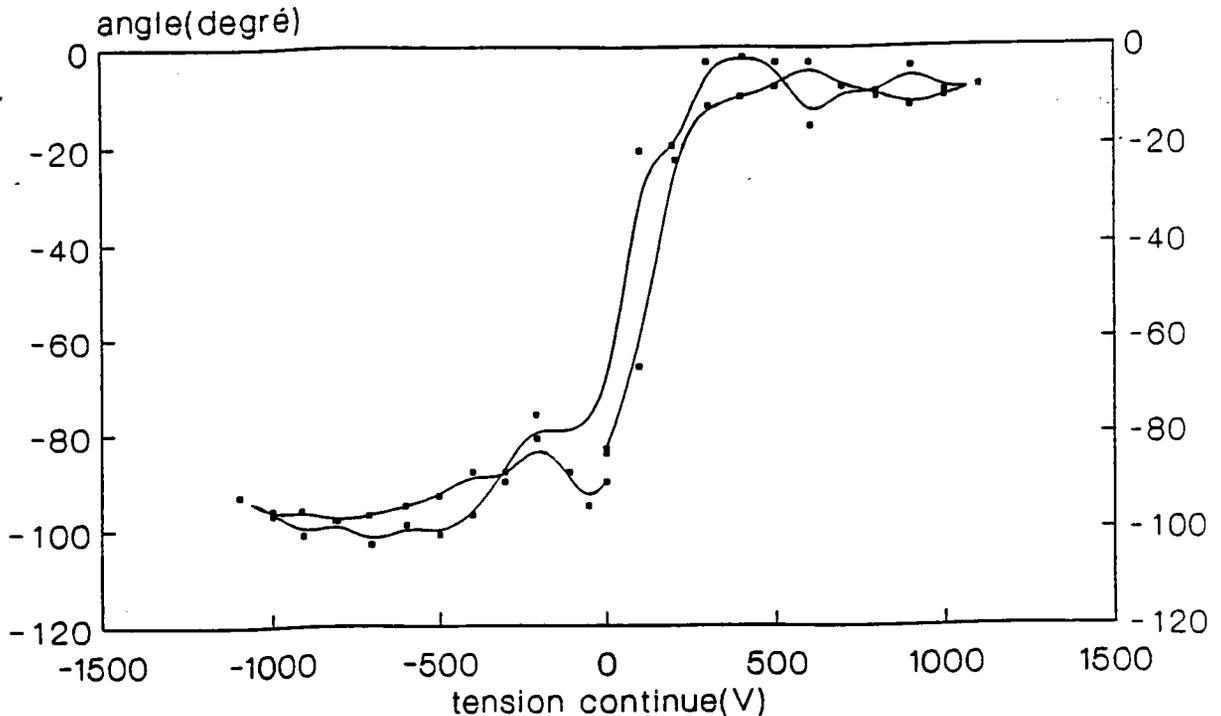


Figure 3-7: Angle de l'analyseur β correspondant au suivi du point de transmission minimum en fonction de V appliqué. On remarque sur cette courbe l'influence des fluctuations de la température: à une même valeur de tension appliquée correspondent deux valeurs différentes de β .

Comme précédemment, avec la méthode de mesure directe de la tension de demi-onde V_{π} , on pourrait s'affranchir de l'utilisation de tensions élevées en augmentant le rapport $\frac{L_i}{D_p}$. Toutefois, même dans ce cas, on rencontrerait un inconvénient supplémentaire avec cette méthode. En effet, on ne travaille plus à angle d'analyseur fixe. Lors du suivi du point de transmission minimum par rotation de β dans ce montage, l'intensité de sortie varie de 0 à $\frac{I_0}{2}$, alors que dans la détermination directe de V_{π} par la méthode précédente, c'est à angle β fixe et mesure d'intensité, l'intensité de sortie du faisceau lumineux varie de 0 à I_0 . Les performances sont alors dégradées par un facteur deux avec ce dernier montage à polarisation linéaire et une diminution en conséquence de la précision est attendue.

Lors de l'enregistrement de la courbe $\beta(E)$ en fonction de la tension appliquée nous avons également enregistré l'intensité du faisceau lumineux transmis à travers le montage. Les variations de cette intensité, correspondant à une valeur minimale sont représentées par la courbe de la figure suivante. Les deux minima de cette intensité correspondent à deux valeurs de la tension appliquée séparées de V_{π} .

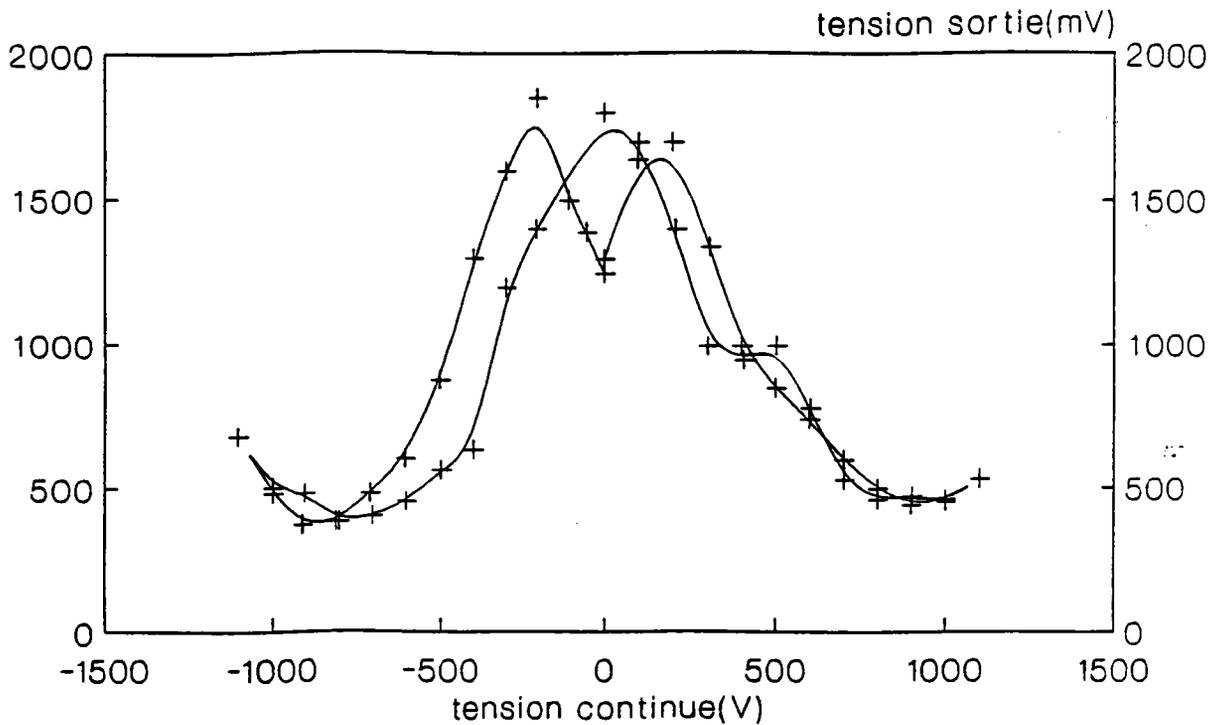


Figure 3-8: Tension de sortie du photo-amplificateur correspondant à l'intensité lumineuse transmise au point de transmission minimum en fonction de V appliqué. On remarque, à nouveau sur cette courbe l'influence des fluctuations de la température: à un même valeur de tension appliquée correspondent deux valeurs différentes de I.

Nous pouvons ainsi utiliser l'équation de la méthode précédente (3.2-4) pour le calcul de r_{α} soit :

$$r_{\alpha} = A \frac{\pi}{V_{\pi}} \tag{3.3-4}$$

La distance séparant deux minima successifs fournit V_{π} .

Les résultats, reportés sur la courbe de la figure 3-8 nous permettent d'appliquer l'équation (3.3-4) pour le calcul de $r_c = r_{\alpha}$, soit:

$$r_c = 17.5 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

3.3. CALCUL DE LA PRECISION

La précision est calculée comme précédemment :

$$\frac{\delta r_{\alpha}}{r_{\alpha}} = \left[\frac{\delta A}{A} + \frac{\delta V_{\pi}}{V_{\pi}} \right] \tag{3.3-5}$$

Soit d'après nos résultats en posant $r_c = r_\alpha$ dans l'équation (3.3-5):

$$\delta r_c = 2.7 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

et une erreur relative:

$$\frac{\delta r_c}{r_c} \cong 12\%$$

4. METHODE DE SUIVI DU POINT DE TRANSMISSION MINIMALE AVEC LE MONTAGE A COMPENSATION DE TYPE SENARMONT (ET A POLARISATION CIRCULAIRE)

4.1. PRINCIPE DE LA METHODE

Le montage à compensation de Sénarmont est le montage idéal pour cette mesure. En effet, il est d'une mise en oeuvre, dans la phase d'initialisation, plus facile que le montage à polarisation circulaire. A cette restriction près, les deux types de montages apportent les mêmes résultats avec cette méthode. Ils permettent une relation linéaire entre le déphasage induit et l'angle de compensation de l'analyseur contrairement au montage à polarisation linéaire (voir § 3)

Dans ces montages le déphasage induit s'exprime:

$$\Gamma(E) = 2 (\beta - \beta_0) = 2\beta(E) \quad (3.4-1)$$

avec β_0 , la variation de l'angle de l'analyseur nécessaire pour retrouver le point d'extinction initial, c'est-à-dire avant application du champ E.

Ainsi, le coefficient E/O, pour la configuration mise en oeuvre peut être calculé :

$$r_\alpha = \frac{\lambda}{\pi n_k^3} \frac{D_p}{L_i} \frac{2 \beta(E)}{V_p} \quad (3.4-2)$$

soit l'équation expérimentale :

$$r_{\alpha} = A \frac{2 \beta(E)}{V_p} \quad (3.4-3)$$

4.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats obtenus sur le niobate de lithium avec un montage de type Sénarmont sont illustrés par la figure 3-9 représentant $\beta(E)$ en fonction de V_{dc} .

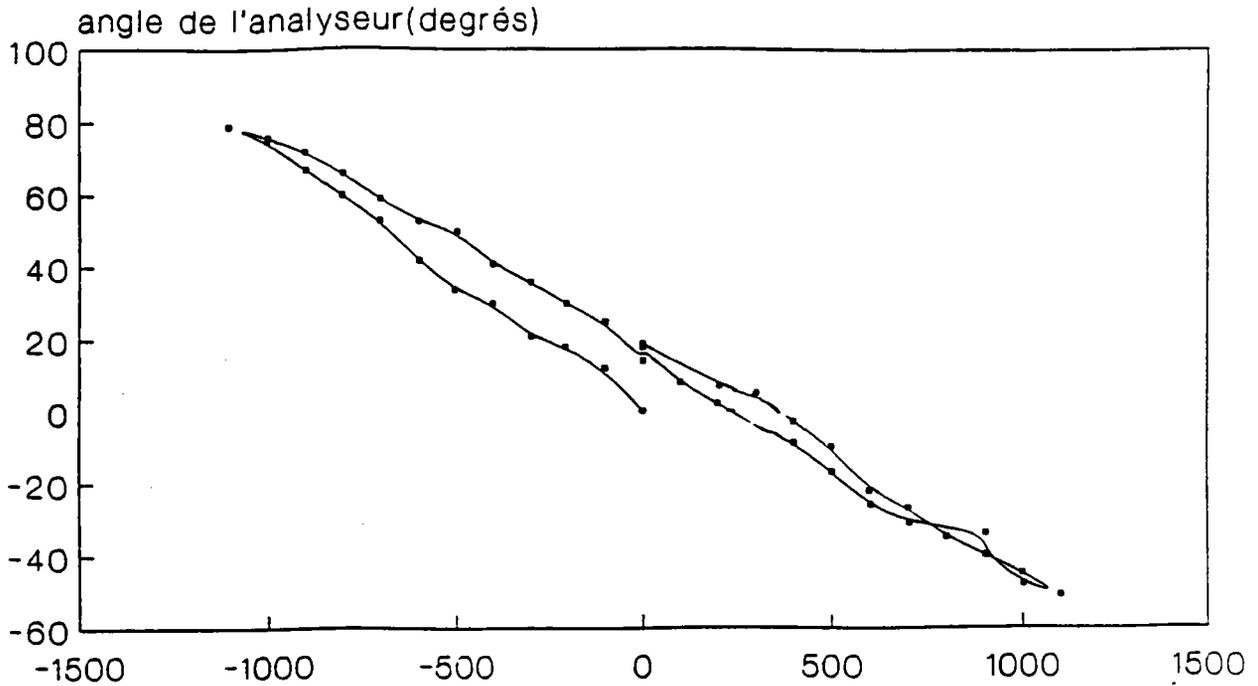


Figure 3-9: Angle de l'analyseur β correspondant au suivi du point de transmission minimum en fonction de V appliqué pour un montage à compensation de type Sénarmont.

Un ajustement par la méthode des moindres carrés fournit une relation linéaire entre la tension appliquée et l'angle de l'analyseur $\beta(E)$. Ce coefficient linéaire α , tel que

$$\beta(E) = \alpha V_{DC} \quad (3.4-4)$$

est égal à $\alpha = 58.97 \cdot 10^{-3} \text{d}^\circ/\text{V}$.

Par suite, le coefficient électro-optique r_c est trouvé égal à :

$$r_c = 20.0 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

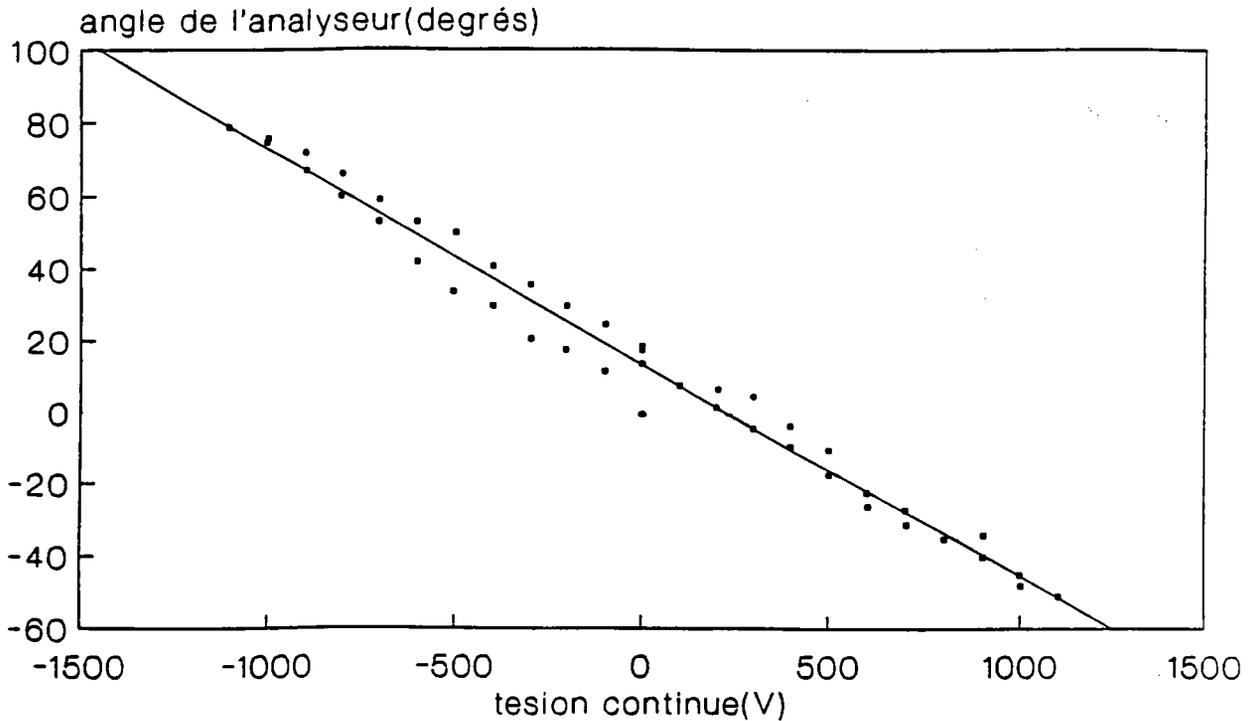


Figure 3-10: Valeurs ajustées (par la méthode des moindres carrés) de $\beta(E) = \text{fct}(V_{dc})$

4.3. CALCUL DE LA PRECISION

La précision que l'on obtient avec cette méthode est calculée à partir de :

$$\frac{\delta r_{\alpha}}{r_{\alpha}} = \frac{\delta A}{A} + \frac{\delta \beta(E)}{\beta(E)} + \frac{\delta V_p}{V_p} \quad (3.4-5)$$

$\beta(E)$ provenant de la différence des mesures de $\beta(E)$, le terme $\delta \beta(E)$ correspond à la somme des incertitudes sur les deux valeurs de β correspondant au minimum de transmission. Ce minimum est perturbé par tous les bruits opto-électroniques du banc et des systèmes de photodétection. L'erreur commise dans le repérage du minimum est alors encore assez grande.

Pour notre expérience, nous trouvons une valeur $\delta \beta(E) = 3$ degrés, le minimum de transmission étant repéré par contrôle de l'intensité transmise à l'aide d'un voltmètre. Ceci nous permet de calculer l'incertitude absolue sur r_c , δr_c en posant $r_c = r_{\alpha}$ dans l'équation (3.4-5):

$$\delta r_c = 0.6 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

soit une erreur relative:

$$\frac{\delta r_c}{r_c} \cong 3.25\%$$

De la même manière que pour la méthode précédente, le calcul de précision sur la mesure devrait inclure une erreur de type systématique provenant d'une variation de température durant les mesures. En effet, cette méthode nécessite une prise de mesure à des instants différents, l'un pour la mesure de β_0 , l'autre pour la mesure de $\beta = \beta(E) + \beta_0$. Ainsi, une variation de β_0 , d'une valeur $\delta\beta_0$ causée par un changement de la température sur la birefringence transforme l'équation (3.4-1) en :

$$\Gamma(E) = 2(\beta(E) + \delta\beta_0) \quad (3.4-6)$$

Mais, le terme $\delta\beta_0$ est toujours difficilement quantifiable lors d'une telle expérimentation supposée faite à température fixe (voir le chapitre 6).

CHAPITRE 4

LES METHODES DE MESURE EN DYNAMIQUE

Les différentes méthodes de mesure de l'effet électro-optique induit par un champ électrique alternatif (éventuellement associé à un champ statique) sont présentés dans ce chapitre. Auparavant, on décrit l'analyse de la transmittance optoélectronique dynamique du montage à une onde.

1. ETUDE DE LA TRANSMITTANCE OPTOELECTRONIQUE

Analyse en harmonique à l'aide des fonctions de Bessel de 1ere espèce.

Le déphasage entre les composantes de la polarisation d'un faisceau lumineux, provoqué à la fois par la birefringence naturelle et la birefringence induite par effet électro-optique à la traversée d'un cristal s'exprime, équations (1.3-66) et (1.3-62)

$$\Gamma_{jk} = \frac{2\pi}{\lambda} L_i \left[\Delta n_{jk} - \frac{1}{2} n_k^3 r_\alpha E_p \right] \quad (4.1-1)$$

avec

$$r_\alpha = r_{jk,p} = r_{kp} - \left(\frac{n_j}{n_k} \right)^3 r_{jp} \quad \text{avec } p = i,j,k. \quad (4.1-2)$$

Dans le cas général, nous considérons une tension V_p appliquée au cristal constituée d'une composante continue V_{DC} et d'une composante alternative $V_{AC} = V_m \sin \omega_m t$ soit:

$$V_p = E_p \cdot D_p = V_{DC} + V_m \sin \omega_m t \quad (4.1-3)$$

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 :

$$\Gamma = \Gamma(0) + \Gamma_{DC} + \Gamma_m \sin \omega_m t \quad (4.1-4)$$

ou encore :

$$\Gamma = \Gamma' + \Gamma_m \sin \omega_m t \quad (4.1-5)$$

ou:

$$\Gamma' = \Gamma(0) + \Gamma_{DC} \quad (4.1-6)$$

représente le retard de phase statique faisceau traversant le cristal.

Nous pouvons exprimer d'après l'équation (1.3-68), les relations liant les équations (4.1-3) et (4.1-4) soit:

$$\Gamma_{DC} = \frac{r_\alpha}{A} V_{DC} \quad (4.1-7)$$

et

$$\Gamma_m = \frac{r_\alpha}{A} V_m \quad (4.1-8)$$

avec pour rappel, A le coefficient caractéristique du matériau défini par:

$$A = \frac{\lambda}{\pi n_\alpha^3} \frac{D_p}{L_i} \text{ en m/rd} \quad (4.1-9)$$

Les différents termes de cette relation étant définis dans le chapitre 1. Dans les équations (4.1-7) et (4.1-8), le signe est volontairement omis, les déphasages étant considérés en absolu.

Afin d'illustrer l'étude de la transmittance optoélectronique dynamique, nous considérons l'équation quasi-générale de la transmittance optique suivante :

$$T = \frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} [1 - \sin (\Gamma - 2\beta)] \quad (4.1-10)$$

applicable pour les montages à compensation et à polarisation circulaire.

En dynamique, lorsque l'on exprime Γ par l'équation (4.1-5) et que l'on effectue les développements trigonométriques nécessaires, on obtient l'équation :

$$T = \frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left[\sin(\Gamma' - 2\beta) \cos(\Gamma_m \sin \omega_m t) + \cos(\Gamma' - 2\beta) \sin(\Gamma_m \sin \omega_m t) \right] \right\} \quad (4.1-11)$$

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: [83]

$$T = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left\{ \sin(\Gamma' - 2\beta) \left[J_0(\Gamma_m) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\Gamma_m) \cos 2n\omega_m t \right] + \cos(\Gamma' - 2\beta) \left[2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(\Gamma_m) \sin (2n-1)\omega_m t \right] \right\} \right\} \quad (4.1-12)$$

Considérant que les angles Γ_m obtenus par effet E/O sont faibles on peut simplifier cette relation de la manière suivante.

Tant que $\Gamma_m < 0,1$ radian, on néglige les termes supérieurs ou égaux à Γ_m^3 et l'on peut approximativement évaluer les premiers et le dernier termes du développement par :

$$\begin{cases} J_0(\Gamma_m) = 1 - \left(\frac{\Gamma_m^2}{4} \right) \\ J_1(\Gamma_m) = \frac{\Gamma_m}{2} \left(1 - \frac{\Gamma_m^2}{8} \right) \\ J_2(\Gamma_m) = \frac{\Gamma_m^2}{8} \left(1 - \frac{\Gamma_m^2}{12} \right) \\ J_n(\Gamma_m) = 0 \quad |_{n \geq 3} \end{cases} \quad (4.1-13)$$

Cette approximation est justifiée par le fait que la valeur des coefficients E/O linéaire est de l'ordre de 10^{-12} m/V et que par conséquent $\Gamma_m < 0,1$ radian même pour des amplitudes des champs électriques de quelque kilovolts par mètre.

Par suite la relation (4.1-10) devient :

$$T = T_{DC} + T_{\omega} + T_{2\omega} \quad (4.1-14)$$

avec la transmittance continue :

$$T_{DC} = \frac{I_{DC}}{I_0} = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{4} \right] \sin(\Gamma' - 2\beta) \right\} \quad (4.1-15)$$

la transmittance alternative à la pulsation fondamentale ω_m :

$$T_{\omega} = \frac{I_{\omega}}{I_0} = -\frac{1}{2} \Gamma_m \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{8} \right] \cos(\Gamma' - 2\beta) \sin \omega_m t \quad (4.1-16)$$

et finalement, la transmittance alternative de pulsation $2\omega_m$:

$$T_{2\omega} = \frac{I_{2\omega}}{I_0} = -\frac{1}{2} \frac{\Gamma_m^2}{4} \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{12} \right] \sin(\Gamma' - 2\beta) \cos(2\omega_m t) \quad (4.1-17)$$

Chaque relation, (4.1-13), (4.1-14) et (4.1-15), dépend de l'angle β de l'analyseur. En effet, par ajustement de β , on peut choisir le point de fonctionnement voulu, correspondant à des valeurs particulières de la transmission et donc à des valeurs particulières des intensités I_{DC} , I_{ω} et $I_{2\omega}$ de sortie du montage optique. Nous allons étudier deux valeurs particulières de l'angle β .

Si $\beta = \frac{\Gamma'}{2} + k \frac{\pi}{2}$, $k = 0, 1, 2, \dots$ nous obtenons les trois équations des transmittances :

$$\begin{cases} T_{DC} = \frac{1}{2} \\ T_{\omega} = \pm \frac{1}{2} \Gamma_m \left(1 - \frac{\Gamma_m^2}{8} \right) \sin \omega_m t \\ T_{2\omega} = 0 \end{cases} \quad (4.1-18)$$

Le signe supérieur dans l'équation de T_{ω} correspond aux multiples pairs de k

Ce point de fonctionnement correspond au point M_0 de la courbe de la figure 4-1 représentative de la transmission pour k pair. On note alors $\beta = \beta_{\omega}$

Le coefficient de modulation d'amplitude (équation 1.2-25) s'écrit :

$$m = \frac{2J_{\omega}}{I_0} \quad (4.1-19)$$

où

$$J_{\omega} = \frac{I_0}{2} \Gamma_m \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{8} \right] \quad (4.1-20)$$

correspond à l'amplitude de la composante alternative de sortie à ce point de fonctionnement M_0 .

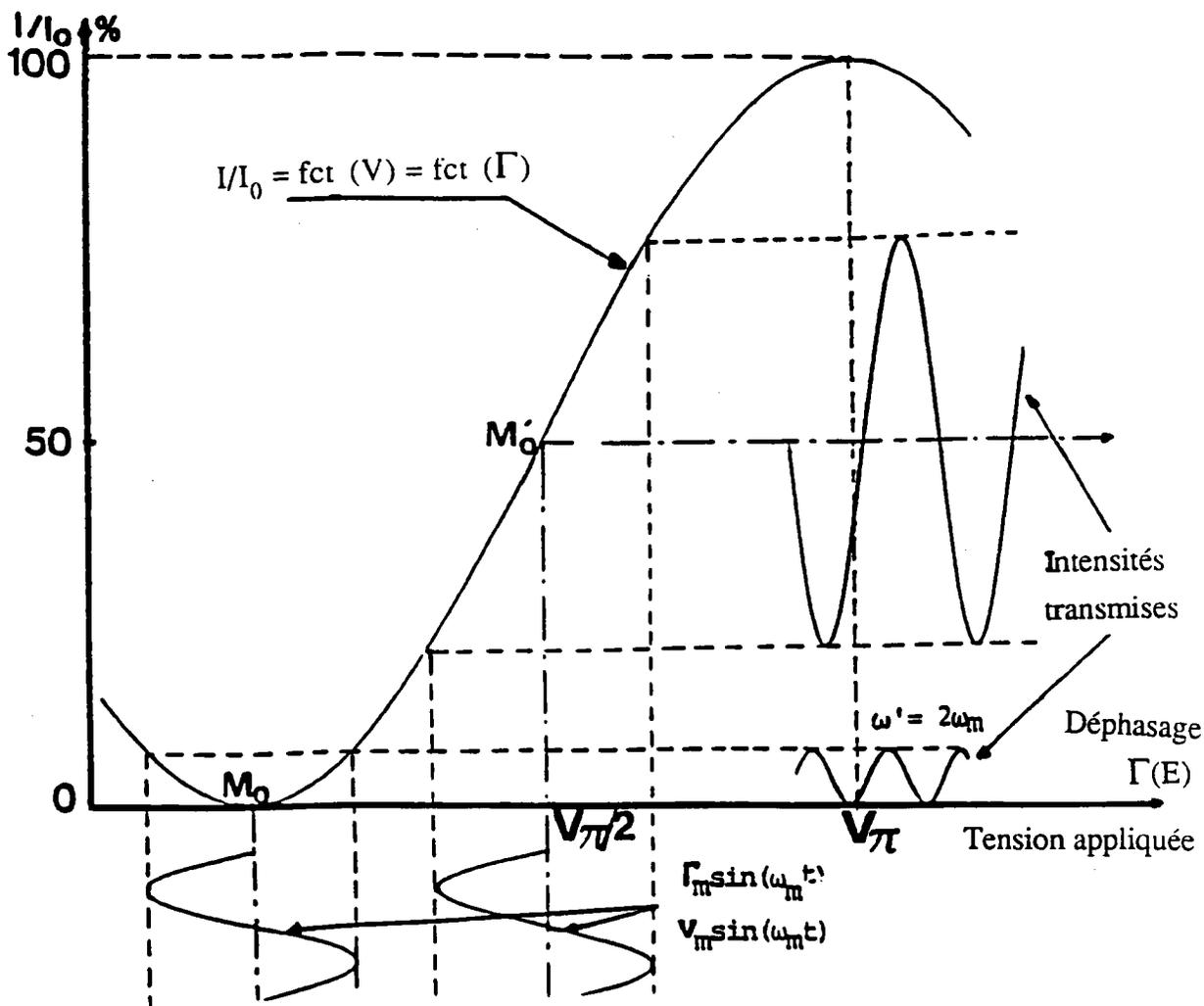


Figure 4-1: Courbe représentative de la transmission en dynamique.

Nous constatons que pour ce point de fonctionnement le signal de sortie est à la fréquence fondamentale mais possède une composante continue de valeur $\frac{I_0}{2}$.

Si $\beta = \frac{\Gamma_m}{2} - \frac{\pi}{4} + k\pi$ avec $k = 0, 1, 2, \dots$ alors nous obtenons

$$\begin{cases} T_{DC} = \frac{1}{2} \left[\frac{\Gamma_m^2}{4} \right] \equiv 0 \\ T_{\omega} = 0 \\ T_{2\omega} = -\frac{1}{2} \left[\frac{\Gamma_m^2}{4} \right] \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{12} \right] \cos 2\omega_m t \end{cases} \quad (4.1-21)$$

Ceci correspond au point M_0 de la courbe de la figure 4-1. Dans ce cas $\beta = \beta_{2\omega}$ et le coefficient de modulation devient :

$$m = 2 \frac{J_{2\omega}}{I_0} \quad (4.1-22)$$

où:

$$J_{2\omega} = \frac{I_0}{8} \Gamma_m^2 \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{12} \right] \quad (4.1-23)$$

correspond à l'amplitude de la composante alternative de sortie au point de fonctionnement M_0 . Ce point correspond à la position de transmission minimum (ou d'extinction maximum) de la composante continue. Pour ce point il y a extinction de la composante de pulsation fondamentale ω_m . Seule existe la composante de pulsation $2\omega_m$. L'intensité des différents signaux en présence au voisinage et au point M_0 est représentée sur la figure 4-2.

La première courbe de cette figure représente le signal de référence de pulsation ω_m .

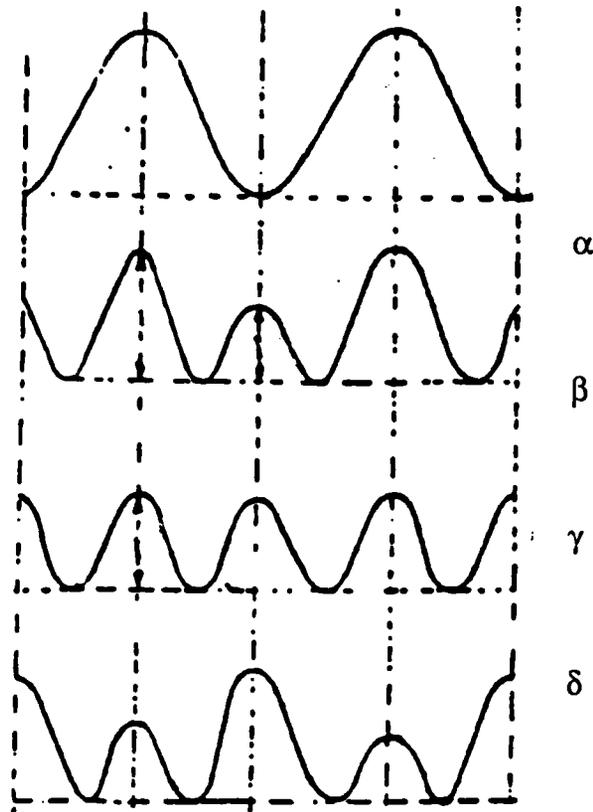


Figure 4-2: les différents signaux en présence à proximité du point de doublement de fréquence M_0
 α : tension de modulation de pulsation ω_m ,
 β : signal modulé à l'approche de la position de doublement de fréquence M_0 . On observe un repliement partiel du signal,
 γ : Point de doublement de fréquence M_0 , pulsation $2\omega_m$ d'amplitude $2J_{2\omega}$,
 δ : le point M_0 est dépassé et l'on observe alors une situation analogue à celle de la courbe β .

2. LES MESURES D'INTENSITE EN DYNAMIQUE

2.1. PRINCIPE DE LA METHODE

Au point de fonctionnement M_0 de la caractéristique de transfert d'un modulateur électro-optique, l'intensité transmise correspondant à $I = I_{DC} + I_{2\omega}$ reste très faible. Néanmoins en liant le coefficient de modulation m décrit par les relations (4.1-17) et (4.1-18) et l'équation (4.1-8) décrivant la fonction de transfert utilisée au point M_0 , nous obtenons :

$$m = \sin^2 \frac{\Gamma_{im}}{2} \tag{4.2-1}$$

soit encore:

$$m = \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \frac{V_m}{V_\pi} \right] \quad (4.2-2)$$

A partir de l'une de ces deux équations, nous pouvons alors déduire la valeur du coefficient électro-optique dynamique dans la configuration étudiée soit :

$$m = \sin^2 \left[\frac{\pi n_k^3 L_i r_\alpha}{2 \lambda D_p} V_m \right] \quad (4.2-3)$$

soit

$$r_\alpha = \frac{\lambda}{\pi n_k^3} \frac{D_p}{L_i} \frac{1}{V_m} 2 \sin^{-1} \sqrt{m} \quad (4.2-4)$$

Comme pour les méthodes de mesures en statique (figure 3-1 et équations 3.1-5 à 3.1-10), les grandeurs mesurables expérimentalement sont les tensions de sortie des photodétecteurs. Ces grandeurs nous permettent d'obtenir le coefficient de modulation soit :

$$m = \frac{2J_{2\omega}}{I_0} = \frac{2 S T_0 v_m}{S_{2\omega} v_{01}} \quad (4.2-5)$$

avec $v_m = S_{2\omega} J_{2\omega}$ et où T_0 , correspondant à la transmittance optoélectronique est donné par:

$$T_0 = \frac{S_e}{S} \left(\frac{1 - \alpha}{\alpha k} \right) \quad (4.2-6)$$

α et K sont respectivement les coefficients de transmission de la lame semi-réfléchissante et du montage défini précédemment. S et $S_{2\omega}$ sont les coefficients d'amplification de l'étage de sortie en DC et à la pulsation 2ω et S_e le coefficient d'amplification de l'étage d'entrée.

L'équation utilisée pour calculer le coefficient E/O devient alors :

$$r_\alpha = A \frac{\Gamma_m}{V_m} \quad (4.2-7)$$

où Γ_m est donné par:

$$\Gamma_m = 2 \sin^{-1} \sqrt{\frac{2 S T_0 v_m}{S_{2\omega} v_{01}}} \quad (4.2-8)$$

Nous constatons, ici encore, la nécessité d'effectuer une phase initiale de détermination des grandeurs S et T_0 et une phase expérimentale d'obtention des grandeurs v_{01} et v_m . Il reste dans cette équation le problème de la détermination du coefficient $S_{2\omega}$ lié au gain du photo-amplificateur de sortie. La caractéristique en fréquence du système de photodétection doit être parfaitement connue pour assurer une mise en oeuvre correcte de cette méthode. Par conséquent, l'utilisation d'un filtre accordé à 2ω ou d'une détection synchrone s'avère délicate, le gain étant fortement variable en fonction de la fréquence.

Cette méthode, néanmoins apporte des résultats satisfaisants pour des mesures électro-optiques basses-fréquences dans une zone de fonctionnement dans laquelle la réponse en fréquence du système de photodétection est constante (par exemple dans notre cas pour des fréquences de modulation jusqu'à 2KHz). Dans ce cas, on peut assimiler le gain dynamique basse-fréquence au gain statique ($\frac{S}{S_{2\omega}} = 1$).

2.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

2.2.1. Phase initiale

La mise en oeuvre de la phase d'initialisation permettant l'obtention des grandeurs caractéristiques du banc optique et des systèmes de photodétection s'effectue de la même façon que pour les méthodes statiques. La mise en oeuvre de la phase expérimentale permettant la mesure de l'effet E/O induit dans le cristal est relativement aisée. L'obtention du point de fonctionnement M_0 est réalisée par compensation du déphasage Γ_0 induit par la birefringence naturelle (cf équation 4.1-6). Cette compensation peut être effectuée soit par application d'une tension continue $V_{DC}(0)$ induisant un retard égal à $-\Gamma_0$ soit par rotation de l'angle de l'analyseur. Dans cette même phase d'initialisation, il s'avère nécessaire d'effectuer une première mesure rapide permettant d'évaluer le coefficient électro-optique r_α . Cette première valeur permettra de calculer la tension AC crête maximum applicable à l'échantillon. En effet, la validité de cette méthode dépend des conditions expérimentales, en particulier, l'hypothèse $\Gamma_{im} < 0.1$ radian (cf équation 4.1-13) doit être vérifiée en utilisant cette première valeur de r_α et par l'intermédiaire de l'équation (4.1-8) :

$$V_m = \frac{A}{r_\alpha} \Gamma_m \quad (4.2-9)$$

ou encore:

$$V_{m \text{ maxi}} = \frac{0.1 A}{r_\alpha} \quad (4.2-10)$$

Nous illustrons cette méthode avec des mesures effectuées avec un montage à compensation de type Sénarmont. La compensation de Γ_0 a été réalisée par rotation angulaire de l'analyseur. Les mesures préliminaires font apparaître un coefficient E/O $r_\alpha = r_c \cong 20.10^{-12}$ m/V pour notre échantillon. Ceci nous permet de définir $V_{m \text{ maxi}}$ applicable pour respecter $\Gamma_m < 0.1$ radian soit $V_{m \text{ maxi}} \cong 50$ V.

2.2.2. Phase de mesures

Nous avons choisi le point de fonctionnement M_0 de la transmittance par ajustement angulaire de l'analyseur. Pour effectuer notre mesure, nous avons appliqué au cristal une tension crête $V_m = V_{m \text{ maxi}} = 50$ V de pulsation 1KHz. Cette tension alternative induit une modulation du signal lumineux correspondant à une tension $v_m = 19.5$ mV.

Le coefficient E/O r_c calculé en posant $r_c = r_\alpha$ dans l'équation (4.2-6) est alors égal à :

$$r_c = 19.7 \cdot 10^{-12} \text{ m/V.}$$

2.3. CALCUL DE LA PRECISION ET DISCUSSION DES RESULTATS

L'erreur relative sur la valeur du coefficient peut être calculée à partir de l'équation (4.2-6) par l'équation suivante :

$$\frac{\delta r_\alpha}{r_\alpha} = \frac{\delta A}{A} + \frac{dV_m}{V_m} + \frac{\delta \Gamma_m}{\Gamma_m} \quad (4.2-11)$$

avec:

$$\delta \Gamma_m = \frac{1}{\sqrt{\frac{S_{2\omega} v_{01}}{2 S T_0 v_m} - 1}} \left[\frac{\delta S_{2\omega}}{S_{2\omega}} + \frac{\delta S}{S} + \frac{\delta v_{01}}{v_{01}} + \frac{\delta v_m}{v_m} + \frac{\delta T_0}{T_0} \right] \quad (4.2-12)$$

En réalité, dans l'équation (4.2-8), $\frac{S}{S_{2\omega}} = 1$ dans notre cas puisque l'on a pris soin d'utiliser une photodétection à gain fixe pour une plage de fréquence allant de 0 Hz (DC) à la fréquence d'utilisation (1KHz). Par suite les termes $\frac{\delta S_{2\omega}}{S_{2\omega}}$ et $\frac{\delta S}{S}$ peuvent être supprimés dans l'équation (4.2-12).

Le fait de travailler à gain fixe provoque, en contrepartie une augmentation importante du rapport signal (v_m) /bruit.

Dans nos prises de mesures, la lecture de v_m est effectuée à l'oscilloscope ce qui permet de s'affranchir du terme continu résiduel de la tension en sortie du photoamplificateur dû à la composante continue I_{DC} transmise à ce point M_0 . Ce terme continu serait présent dans la valeur efficace de v_m mesurée par exemple avec un voltmètre. Dans ce cas, une erreur systématique apparaîtrait.

En tenant compte des différents termes de l'équation (4.2-11) l'incertitude absolue sur r_c , δr_c est calculée en posant $r_c = r_\alpha$:

$$\delta r_c = 1.1 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

soit une erreur relative:

$$\frac{\delta r_c}{r_c} \cong 5.4 \text{ \%}.$$

Ces résultats proviennent d'une expérimentation faite sur le montage à compensation de type Sénarmont. Les différentes mesures, obtenues avec les différents montages produisent des valeurs de r_c très voisines dans l'intervalle de précision que nous venons de calculer.

Pour augmenter la précision de cette méthode, nous pouvons constater que peu de paramètres expérimentaux peuvent être modifiés. Seule l'augmentation de la tension crête à crête V_m appliquée permettrait d'accroître la précision (cf équation 4.2-12). D'autre part, elle aurait pour conséquence d'augmenter l'amplitude du déphasage induit, ce qui permet également d'augmenter la précision obtenue. Néanmoins, la condition $V_m < V_{m \text{ max}}$ doit être respectée.

Pour une mise en oeuvre correcte de cette méthode, nous revenons sur la compensation initiale du déphasage Γ_0 induit par la birefringence naturelle. Nous avons précisé que cette compensation peut s'effectuer soit par application d'une tension continue $V_{DC}(0)$ telle que $\Gamma_{DC}(0) = \Gamma_0$, soit par rotation angulaire de l'analyseur β_0 (afin d'obtenir par exemple dans les montages à compensation $\beta_0 = \frac{\Gamma_0}{2}$).

Cette deuxième solution sera préférée puisqu'elle ne nécessite pas de source de tension supplémentaire et permet la compensation précise du déphasage Γ_0 d'autant plus si celui-ci varie durant l'expérimentation par exemple sous l'effet de la température.

Dans le cadre de cette méthode, l'application d'une tension continue s'avère néanmoins nécessaire pour créer un champ de polarisation statique dans le cas de l'étude de certains cristaux ferroélectriques. Cette tension continue doit être supérieure à la valeur crête du champ AC appliqué en série au cristal afin de ne pas induire une structure en domaines. [74]

Le principal avantage de cette méthode réside dans la possibilité d'utilisation d'un photodétecteur sensible puisque $I_{DC} \cong 0$ au point de fonctionnement M_0 . Ainsi, les effets de saturation dus aux fortes intensités lumineuses transmises sont évités. De plus, le repérage du point de fonctionnement M_0 présente une facilité expérimentale puisque l'on peut associer à la mesure du minimum d'intensité transmise, une détection visuelle du point de doublement de fréquence par la mise en évidence de la symétrie du signal modulé.

3. APPROXIMATION LINEAIRE DE V_{π}

3.1. PRINCIPE DE LA METHODE

Pour prévenir de tous les désavantages de la détermination directe de la tension de demi-onde V_{π} (cf chapitre 3, §3), on utilise une méthode dynamique^[22] consistant à effectuer une approximation linéaire de V_{π} . Ainsi, si l'on développe l'équation générale (4.2-22) de la transmittance pour un montage à compensation quart-d'onde, nous obtenons l'équation :

$$\frac{I(E)}{I_0} = \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \frac{V}{V_{\pi}} + \frac{\Gamma_0}{2} + \beta \right] \quad (4.3-1)$$

où l'on a fait apparaître explicitement le déphasage Γ_0 dû à la birefringence naturelle.

La zone linéaire de la caractéristique de transfert c'est à dire le point de fonctionnement M_0 , peut être obtenue par ajustement de l'angle de l'analyseur à une valeur β telle que:

$$\beta + \frac{\Gamma_0}{2} = \frac{\pi}{4} \quad (4.3-2)$$

L'équation (4.3-1) devient alors :

$$I = \frac{I_0}{2} \left[1 + \sin \frac{\pi V}{V_{\pi}} \right] \quad (4.3-3)$$

Les changements d'intensité du faisceau laser dus à la tension de modulation V_m tel que $\pi V_m \ll V_\pi$ sont alors donnés par la relation :

$$J_\omega = \left[\frac{dI}{dV} \right] V_m = \frac{1}{2} \pi I_0 \left[\frac{V_m}{V_\pi} \right] \quad (4.3-4)$$

On rappelle que J_ω est la valeur crête de l'intensité du faisceau laser modulé au point M_0' . La valeur de la tension de demi-onde est déduite de cette équation et s'écrit :

$$V_\pi = \frac{1}{2} \pi I_0 \left[\frac{V_m}{J_\omega} \right] \quad (4.3-5)$$

Nous pouvons également écrire V_π en fonction du coefficient de modulation m exprimé bien sûr au point M_0' soit:

$$m = \frac{2J_\omega}{I_0} \quad (4.3-6)$$

et

$$V_\pi = \frac{\pi}{m} V_m \quad (4.3-7)$$

Nous rappelons ici la relation suivante liant V_π et le coefficient E/O :

$$r_\alpha = \frac{\lambda}{n_k^3 \cdot V_\pi} \frac{D_p}{L_i} \quad (4.3-8)$$

L'équation s'écrit par conséquent avec cette méthode :

$$r_\alpha = \frac{\lambda}{n_k^3 \cdot \pi} \frac{D_p}{L_i} \frac{m}{V_m} \quad (4.3-9)$$

soit encore (cf équation 1.3-56):

$$r_\alpha = A \frac{m}{V_m} \quad (4.3-10)$$

3.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous utilisons un montage à compensation, où nous ajustons l'angle de l'analyseur afin d'obtenir le point de fonctionnement M_0 . Les grandeurs v_{01} , v_m mesurées, correspondant aux tensions de sortie des systèmes de photodétection permettent d'obtenir le coefficient de modulation m via les coefficients d'amplification S et S_ω et via la transmittance opto-électronique du montage T_0 . Le coefficient de modulation m s'exprime alors par une équation analogue à celle obtenue au point M_0 soit :

$$m = \frac{2 S T_0 v_m}{S_\omega v_{01}} \quad (4.3-11)$$

Pour l'expérimentation, nous utiliserons finalement l'équation

$$r_\alpha = \frac{B}{V_m} \frac{v_m}{v_{01}} \quad (4.3-12)$$

avec:

$$B = \frac{2 S T_0}{S_\omega} A \quad (4.3-13)$$

Nous allons illustrer cette méthode avec des mesures effectuées avec un montage à compensation appliqué au niobate de lithium.

Pour respecter la condition $\pi V_m \ll V_\pi$ avec notre échantillon de LiNbO_3 nous avons choisi comme tension de modulation $V_m = 25$ V. La fréquence de modulation est égale à 1 kHz. A cette fréquence de travail expérimentale, nous assurons une linéarité de l'amplificateur de sortie depuis la fréquence nulle et m se simplifie alors en:

$$m = \frac{2 T_0 v_m}{v_{01}} \quad (4.3-14)$$

Nous avons vérifié qu'il n'y a pas de saturation du système de photodétection due à la composante continue du faisceau transmis. Avec $v_{01} = 558$ mV, nous obtenons pour $v_m = 420$ mV soit un coefficient $m = 5.57 \cdot 10^{-2}$.

De ces résultats expérimentaux, nous obtenons le coefficient r_c

$$r_c = 21.6 \cdot 10^{-12} \text{ m/V.}$$

3.3. CALCUL DE LA PRECISION ET DISCUSSION DES RESULTATS

L'erreur relative obtenue sur le coefficient r_α peut être calculée à partir de l'équation (4.3-10) soit:

$$\frac{\delta r_\alpha}{r_\alpha} = \frac{\delta A}{A} + \frac{\delta V_m}{V_m} + \frac{\delta m}{m} \quad (4.3-15)$$

L'erreur relative sur m s'exprime :

$$\frac{dm}{m} = \frac{dT_0}{T_0} + \frac{dv_m}{v_m} + \frac{dv_{01}}{v_{01}} \quad (4.3-16)$$

Dans l'erreur sur la mesure de v_m deux contributions sont à considérer :

- une contribution relative à la précision du positionnement au point linéaire M_0' ,
- une contribution relative à la précision de la lecture à l'oscilloscope de la valeur de v_m .

Contribution relative à la précision du positionnement au point linéaire M_0' :

Nous allons quantifier la première de ces deux contributions et analyser son influence sur la précision globale.

L'intensité transmise au point de fonctionnement M_0' comprend une composante continue

$I_{DC} = \frac{I_0}{2}$ et une composante de pulsation ω , $J_\omega = \frac{I_0}{2} \Gamma_m \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{8} \right]$ correspondant à l'équation (4.1-16).

La méthode de mesure utilisée à ce point de fonctionnement correspond à une mesure de l'amplitude de la composante AC et non à une mesure de la composante continue. L'erreur commise concernera donc uniquement la première. Lorsque l'angle de l'analyseur β' est décalé de $\delta\beta$ par rapport à la position β correspondant au point M_0' soit:

$$\beta' = \beta + \delta\beta = \frac{\Gamma}{2} + \delta\beta \quad (4.3-17)$$

la composante alternative transmise s'écrit:

$$J_{\omega} = \frac{I_0}{2} \Gamma_m \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{8} \right] \cos [\Gamma' - 2\beta'] \quad (4.3-18)$$

où Γ' est le retard de phase statique.

L'erreur résultante d'un mauvais positionnement de β s'écrit :

$$\delta J_{\omega} = J_{\omega\beta} - J_{\omega\beta'} = \frac{I_0}{2} \Gamma_m \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{8} \right] [1 - \cos 2\delta\beta] \quad (4.3-19)$$

soit:

$$\delta J_{\omega} \cong I_0 \Gamma_m \delta\beta^2$$

en ayant effectué l'approximation $\sin \delta\beta = \delta\beta$.

Finalement, cette contribution rapportée à δv_m s'écrit :

$$\delta v_m = S \delta I_m \quad (4.3-20)$$

avec:

$$\delta I_m \cong 2 I_0 \Gamma_m \delta\beta^2 \quad (4.3-21)$$

soit:

$$\delta v_m = 2 S I_0 \Gamma_m \delta\beta^2 \quad (4.3-22)$$

Nous analysons à présent la contribution de chaque facteur expérimental intervenant dans l'équation de δv_m à savoir Γ_{im} et $\delta\beta$. La valeur de δv_m que l'on va trouver avec cette équation n'interviendra que faiblement dans la valeur de δv_m totale (telle exprimée dans l'équation (4.3-16)). En effet, d'une part la condition initiale $\pi V_m \ll V_{\pi}$ nécessaire à une mise en oeuvre correcte de cette méthode impose une tension de modulation faible et par conséquent une faible amplitude pour Γ_{im} . D'autre part, pour une erreur de positionnement

inférieure à 0,1 radian imposée par l'approximation $\sin \delta\beta = \delta\beta$. contribue de façon négligeable dans la valeur totale de v_m

Contribution relative à la précision de la lecture à l'oscilloscope de la valeur de v_m :

La deuxième contribution intervenant dans la valeur de v_m correspond à l'erreur de lecture sur l'appareil de mesure. La valeur de δv_m générée par cette contribution est importante et de ce fait, non négligeable dans la valeur totale de δv_m . Par exemple, pour nos mesures, nous obtenons une erreur maximale sur le positionnement de l'analyseur au point M_0 de:

$$\delta\beta = 0.09 \text{ rd} = 5 \text{ degrés}$$

Cette erreur introduit une contribution à l'incertitude sur v_m égale à $dv_m < 3.1 \cdot 10^{-3} \text{ V}$ (pour $V_m = 25 \text{ V}$ et $V_\pi \cong 3000 \text{ V}$).

L'erreur de lecture δv_m sur l'oscilloscope est de l'ordre de $2 \times 10^{-3} \text{ V}$. L'incertitude totale obtenue sur r_c , calculée d'après l'équation (4.3-15) est égale à:

$$\delta r_c = 1.0 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

soit une erreur relative:

$$\frac{\delta r_c}{r_c} \cong 4.6 \%$$

Cette précision sur le coefficient r_c est en fait comparable à celle obtenue lors de la méthode précédente bien que la tension de modulation utilisée ici soit moitié de la méthode précédente. La modulation au point M_0 correspond, comme nous l'avons signalé précédemment à une intensité transmise $I = I_{DC} + I_\omega$. La composante continue, I_{DC} est dans cette méthode, un inconvénient majeur risquant de saturer le photodétecteur de sortie. Pour bien mettre en oeuvre cette méthode, l'utilisation d'un système de traitement du signal, type détection synchrone ou box-car s'avère indispensable pour mesurer la variation d'intensité $2J_\omega$. L'utilisation d'un photoamplificateur permettant la suppression de la tension continue et une amplification accordée à la composante fondamentale de pulsation ω du signal transmis est également possible pour améliorer les performances de cette méthode. Mais, dans ce cas, les coefficients S et S_ω doivent être parfaitement déterminés ce qui est particulièrement délicat pour S_ω lors de l'utilisation d'un système de traitement du signal.

4. METHODE DE MESURE DIRECTE DU DEPHASAGE OPTIQUE AU POINT DE DOUBLEMENT DE LA FREQUENCE DE MODULATION ELECTRO-OPTIQUE

Au point de fonctionnement correspondant à l'extinction, M_0 la variation d'intensité par effet électro-optique est très faible et la mesure est entâchée du bruit opto-électronique. Afin de s'affranchir des mesures d'intensité, les équations de la transmittance (cf chapitre 2) obtenues pour des différents montages nous indiquent des possibilités de mesures directes du déphasage induit par l'effet électro-optique dans le cristal. On présente ici, une méthode basée sur ce principe et définie comme "la méthode de mesure directe du déphasage optique au point de doublement de la fréquence de modulation électro-optique".^[84]

4.1. PRINCIPE DE LA METHODE

Cette méthode nécessite une source de tension alternative en série avec une source de tension continue. Grâce à la tension AC appliquée au cristal, la détection du point M_0 de doublement de fréquence peut s'effectuer par observation visuelle de la forme du signal optique transmis sur un écran d'oscilloscope ou d'un système d'acquisition type box-car, correspondant à une sinusoïde de pulsation 2ω . Ce positionnement au point M_0 s'effectue par rotation de l'analyseur d'un angle :

$$\beta = \beta_{2\omega} \quad (4.4-1)$$

Le positionnement au point de fonctionnement M_0 ne nécessite pas avec cette méthode une mesure d'intensité du faisceau lumineux modulé et donc une connaissance exacte du gain du système de photodétection. Pour augmenter la sensibilité, nous utiliserons un filtre passe-bande à amplificateurs opérationnels ou une détection synchrone ajustée sur la fréquence double de celle de modulation. Avec de tels dispositifs, le signal visualisé sur l'écran de l'oscilloscope ou d'un box-car prendra de façon très rapide la forme de l'onde décrite par la figure 4-3-b:

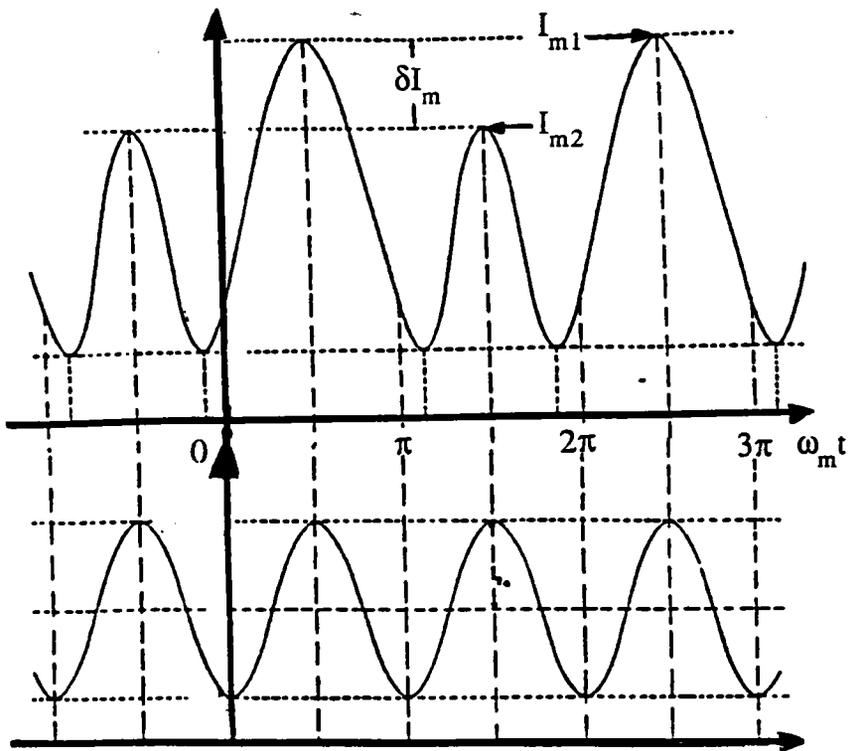


Figure 4-3: Représentation du signal lumineux transmis proche et au point de transmission M_0 après passage dans un photo-amplificateur et un filtre accordé.

A ce point de fonctionnement, nous obtenons une amplitude de la composante fondamentale nulle -ou négligeable- et le maximum d'amplitude pour la composante d'harmonique double. Dans un premier temps, nous appliquons la tension V_{AC} sur l'échantillon. Le retard de phase optique du faisceau laser induit dans le cristal s'exprime par:

$$\Gamma = \Gamma(0) + \Gamma_m \sin \omega_m t \quad (4.4-2)$$

avec $\Gamma(0)$ le retard de phase induit par la birefringence naturelle correspondant dans ce cas, au retard de phase statique:

$$\Gamma' = \Gamma(0) \quad (4.4-3)$$

et avec Γ_m l'amplitude du retard de phase AC de pulsation ω_m .

On ajuste β pour compenser le retard de phase statique au point M_0 . Nous écrivons dans ce cas :

$$\beta_{2\omega} = \beta_{2\omega}(0) \quad (4.4-4)$$

Dans un deuxième temps, nous appliquons V_{DC} tout en maintenant la tension V_{AC} . Le retard de phase optique du faisceau laser induit dans le cristal s'écrit :

$$\Gamma = \Gamma(0) + \Gamma(E) + \Gamma_m \sin \omega_m t \quad (4.4-5)$$

d'où le nouveau retard de phase statique :

$$\Gamma' = \Gamma(0) + \Gamma(E) \quad (4.4-6)$$

correspondant à la somme des deux contributions : celle provenant de la birefringence naturelle $\Gamma(0)$ et celle induite par effet électro-optique $\Gamma(E)$. On effectue un nouvel ajustement de β pour compenser ce retard de phase statique et nous écrivons:

$$\beta_{2\omega} = \beta_{2\omega}(0) + \beta_{2\omega}(E) \quad (4.4-7)$$

Par différence des deux valeurs de $\beta_{2\omega}$ nous obtenons alors $\beta_{2\omega}(E)$ correspondant directement à l'effet E/O induit par le champ électrique E continu.

Dans l'étude des différents montages à une onde, nous avons montré que les montages à compensation permettent une compensation aisée du déphasage optique Γ_i ou plus généralement Γ' en présence des champs électriques continu et alternatif par simple rotation de l'analyseur (chapitre 2, § 2 et 3). Dans ces montages ceci se traduit par une relation linéaire entre Γ' et β dans l'équation de la transmittance (cf équations (2.1-4) et (2.2-6)).

Nous présentons la suite de cette étude en analysant les résultats obtenus avec une montage de Sénarmont. Nous pouvons relier le retard de phase statique Γ' , au point M_0 , avec l'angle de l'analyseur par la relation suivante :

$$\beta_{2\omega} = \frac{\Gamma'}{2} - \frac{\pi}{4} + k\pi \quad (4.4-8)$$

En utilisant les équations précédentes, nous exprimons la relation liant avec cette méthode, le déphasage $\Gamma(E)$ induit par le champ DC et l'angle de l'analyseur:

$$\beta_{2\omega}(E) = \left[\frac{\Gamma(0) + \Gamma(E)}{2} - \frac{\pi}{4} + k\pi \right] - \left[\frac{\Gamma(0)}{2} - \frac{\pi}{4} + k\pi \right] \quad (4.4-9)$$

soit:

$$\beta_{2\omega}(E) = \frac{\Gamma(E)}{2} \quad (4.4-10)$$

Ceci est une formulation usuelle dans les montages de type Sénarmont permettant une détermination directe par cette relation linéaire, du retard de phase $\frac{\Gamma(E)}{2}$ par lecture du cercle goniométrique de l'analyseur correspondant à $\beta_{2\omega}(E)$. De cette relation, nous calculons le coefficient électro-optique r_α

soit:

$$r_\alpha = \frac{\lambda}{n_k^3 \cdot \pi} \frac{D_p}{L_i} \frac{2 \beta_{2\omega}(E)}{V_p} \quad (4.4-11)$$

soit l'équation expérimentale:

$$r_\alpha = A \frac{2\beta_{2\omega}(E)}{V_p} \quad (4.4-12)$$

4.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons appliqué cette méthode pour l'obtention du coefficient électro-optique r_c du LiNbO_3 . Le montage complet (électronique et optique), basé sur le montage de Sénarmont est représenté sur la figure suivante.

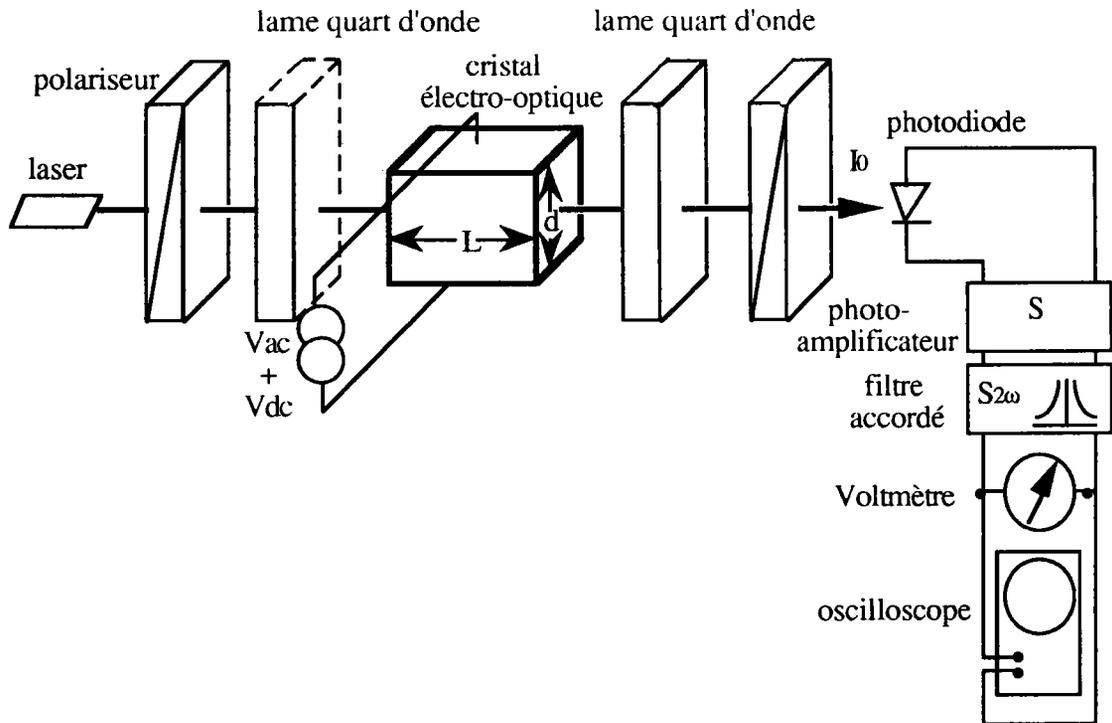


Figure 4-4: On reconnaît un montage à compensateur pour la partie optique. La détection est assurée par une photodiode, un amplificateur et l'utilisation d'un filtre passe bande accordé à la pulsation $2\omega_m$.

La tension V_{AC} appliquée à l'échantillon est de 200 volts crête à crête en série avec la source de tension continue. Les équipements sont présentés dans le chapitre 7.

L'intensité du signal modulé est collectée par le photodétecteur de sortie. Après amplification et suppression des harmoniques d'ordre supérieur à deux par le filtre passe-bande accordé à $2\omega_m$, la sortie du photodétecteur est transformée en tension modulée finalement visualisée par un oscilloscope ou système d'acquisition de type box-car. Par ajustement approprié de l'angle de l'analyseur nous observons le signal modulé représenté par les trois ensembles de courbes de la figure 4-5. Les ensembles sont composés de deux représentations: - une courbe $y = fct(x)$ ou Lissajou - et deux courbes x et y fct (temps). Le canal 1 (x) correspond au signal de référence de pulsation ω_m et le canal 2 (y) correspond au signal lumineux modulé.

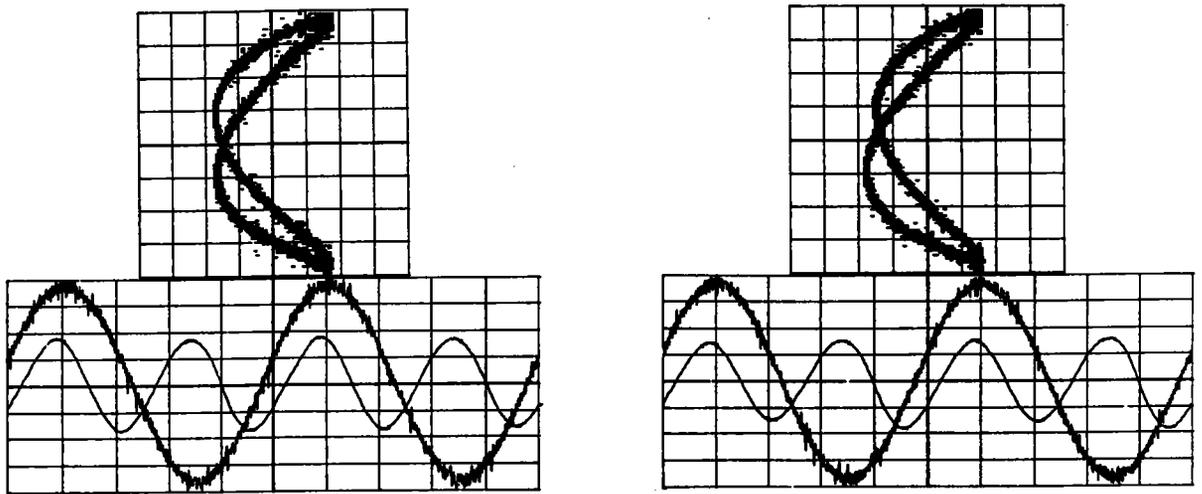


Figure 4-5-a Avant le point de doublement de fréquence

Les crêtes du signal modulé ne sont pas alignées. La courbe de Lissajou n'est par tout à fait symétrique.

Figure 4-5-b Après le point de doublement de fréquence

Nous observons un signal de forme semblable la courbe de Lissajou possède une déformation de la boucle supérieure

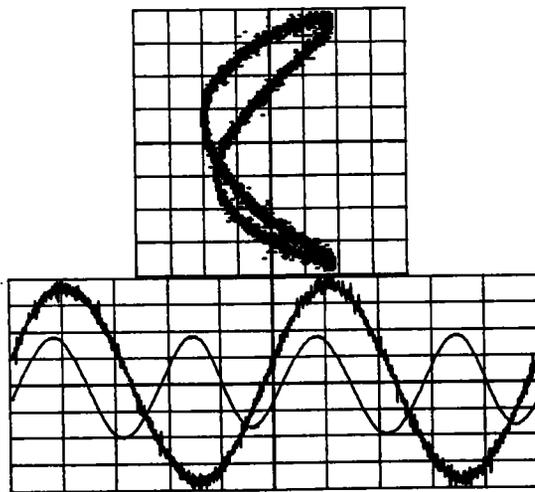


Figure 4-5-c Au point de doublement de fréquence

Les crêtes du signal modulé sont alignées. La courbe de Lissajou est symétrique indiquant ainsi la seule existence de la composante de pulsation double de celle de référence

Plusieurs mesures significatives ont été effectuées avec et sans champ continu appliqué pour l'obtention du déphasage induit par le cristal avec et sans effet électro-optique. Nous

indiquons dans le tableau suivant quelques résultats obtenus pour une tension $V_{DC} = 1040$ V et les valeurs de r_c calculées correspondantes (équation 4.4-12). Nous indiquons également dans ce tableau les températures, (au voisinage de la température ambiante) auxquelles sont effectuées ces mesures.

température d°C	$\beta_{2\omega} = \beta_{2\omega}(0)$	$\beta_{2\omega} = \beta_{2\omega}(0) + \beta_{2\omega}(E)$	$r_c \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$
17	-18.6	38	19.2
18	-93.5	152.15	19.9
19	210.6	278.2	22.9
20	340.2	403.3	21.1
21	470.8	532.75	21

Cette disparité dans les valeurs de r_c calculées à partir des résultats expérimentaux sera discuté dans la suite de ce paragraphe. Comme pour les méthodes précédentes, la température est contrôlée par un thermomètre digital dans un intervalle d'incertitude de ± 0.025 d°C.

4.3. CALCUL DE LA PRECISION ET DISCUSSION DES RESULTATS

4.3.1. Calcul de la précision

L'erreur relative $\frac{\delta r_c}{r_c}$ s'écrit :

$$\frac{\delta r_c}{r_c} = \frac{\delta A}{A} + \frac{\delta \beta_{2\omega}(E)}{\beta_{2\omega}(E)} + \frac{\delta V_p}{V_p} \quad (4.4-13)$$

Pour évaluer le terme $\frac{\delta \beta_{2\omega}(E)}{\beta_{2\omega}(E)}$, il faut reconsidérer l'équation (4.4-7). En effet,

expérimentalement pour l'obtention de $\beta_{2\omega}(E)$, nous avons besoin de deux valeurs de l'angle de l'analyseur $\beta_{2\omega}(0+E)$ et $\beta_{2\omega}(0)$:

$\delta \beta_{2\omega}(E)$ est donc égal à deux fois la précision obtenue sur ce positionnement:

$$\frac{\delta \beta_{2\omega}(E)}{\beta_{2\omega}(E)} = \left[\frac{\delta \beta_{2\omega}(0) + \delta \beta_{2\omega}(0+E)}{\beta_{2\omega}(0+E) - \beta_{2\omega}(0)} \right] = 2 \left[\frac{\delta \beta_{2\omega}}{\beta_{2\omega}(E)} \right] \quad (4.4-14)$$

En considérant toutes les diverses contributions intervenant dans la valeur de $\delta\beta_{2\omega}$ dans le cas de notre montage nous avons obtenu, par mesure de l'intervalle maximum entre les valeurs de $\beta_{2\omega}$ que l'on obtient sans changement visible de la forme du signal modulé, la valeur :

$$\delta\beta_{2\omega} = 8.7 \cdot 10^{-3} \text{ rd} = 0.5 \text{ d}^\circ$$

La précision obtenue sur la valeur lue de l'angle de l'analyseur est égal à 0.01 d° avec le montage optique commandé par moteur pas à pas.

Nous obtenons ainsi une précision moyenne pour les valeurs r_c que l'on peut calculer par l'équation (4.4-12).

$$\frac{\delta r_c}{r_c} = \frac{\delta A}{A} + 2 \frac{\delta\beta_{2\omega}}{\beta_{2\omega}(E)} + \frac{\delta V_p}{V_p} \quad (4.4-15)$$

soit:

$$\frac{\delta r_c}{r_c} = 2.4 \%$$

4.3.2. Evaluation de l'erreur spécifique à cette méthode

La valeur de $\delta\beta_{2\omega}$ que l'on vient d'obtenir correspond à la précision que l'on peut obtenir avec le montage optique et opto-électronique utilisé pour le positionnement au point d'extinction. Expérimentalement, elle correspond à la moitié de l'intervalle maximum entre les valeurs de $\beta_{2\omega}$ que l'on obtient sans changement visible de la forme du signal modulé sur l'écran de visualisation de l'appareil de mesure (oscilloscope ou box-car). Cette précision est liée à la stabilité mécanique du montage optique, à la qualité des différentes lames optiques et à la sensibilité du système de détection (amplificateur, filtre accordé et oscilloscope). Seule cette dernière contribution est spécifique à la méthode. Les premières contributions quant à elles, sont fixes pour un montage donné et indépendantes de la méthode de détection du bon positionnement au point de fonctionnement par ajustement de $\beta_{2\omega}$. Afin d'analyser cette méthode de caractérisation E/O, et pouvoir la comparer aux autres, il nous faut donc présenter l'étude du terme correspondant à la sensibilité du système de détection.

La sensibilité du système est principalement limitée par les imprécisions du système de détection et par les imperfections de l'observation du signal. De ces deux sources d'erreur, il en résulte alors une incertitude dI sur la mesure de I au point M_0 telle que:

$$\delta I = I_{m1} - I_{m2} \quad (4.4-16)$$

avec I_{m1} et I_{m2} , les maxima du signal modulé (cf figure 4-2) lorsque l'on se situe à un angle $\beta'_{2\omega}$ proche mais différent de $\beta_{2\omega}$, soit un écart:

$$\delta\beta_{2\omega} = \beta'_{2\omega} - \beta_{2\omega} \quad (4.4-17)$$

Nous avons en présence les trois composantes de l'intensité :

$$I = I_{DC} + I_{\omega} + I_{2\omega} \quad (4.4-17)$$

qui d'après le développement de Bessel nous donne :

$$I = I_{DC} - J_{\omega} \sin\omega_m t - J_{2\omega} \cos 2\omega_m t \quad (4.4-18)$$

Dans ce cas nous obtenons pour I_{m1} et I_{m2} :

$$I_{m1} = I_{DC} + J_{\omega} + J_{2\omega} \quad \text{quand } \omega_m t = -\frac{\pi}{2} + 2k\pi$$

et

$$I_{m2} = I_{DC} - J_{\omega} + J_{2\omega} \quad \text{quand } \omega_m t = \frac{\pi}{2} + 2k\pi$$

(4.4-19)

et donc

$$\delta I_m = 2J_{\omega} \quad (4.4-20)$$

A ce point de fonctionnement particulier, lorsque $\beta' = \beta_{2\omega} + \delta\beta$, J_{ω} peut alors s'écrire, d'après l'équation (4.1-16):

$$J_{\omega} = -\frac{I_0}{2} \Gamma_m \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{8} \right] \cos(\Gamma' - 2\beta'_{2\omega}) \quad (4.4-21)$$

En remplaçant $\beta'_{2\omega}$ par son expression au point de doublement de fréquence, soit $\beta'_{2\omega} = \frac{\Gamma'}{2} - \frac{\pi}{4} + \delta\beta_{2\omega}$, l'équation (4.4-21) s'exprime :

$$J_{\omega} = I_0 \Gamma_m \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{8} \right] \delta\beta_{2\omega} \quad (4.4-22)$$

en ayant effectué l'approximation $\sin(2\delta\beta_{2\omega}) = 2\delta\beta_{2\omega}$.

Ainsi δI_m devient :

$$\delta I_m = 2 I_0 \Gamma_m \left[1 - \frac{\Gamma_m^2}{8} \right] \delta\beta_{2\omega} \cong 2 I_0 \Gamma_m \delta\beta_{2\omega} \quad (4.4-23)$$

Sachant que l'amplificateur et le filtre passe-bande ont un coefficient d'amplification S, nous obtenons une erreur dv_m sur la valeur mesurée à l'oscilloscope égale à :

$$\delta v_m = S \delta I_m = 2 S I_0 \Gamma_m \delta\beta_{2\omega} \quad (4.4-24)$$

dv_m étant déterminé expérimentalement, nous pouvons calculer, à partir de cette équation, la valeur de $\delta\beta_{2\omega}$ intervenant dans le calcul d'incertitude de r_{α} (équation 4.4-15)

Avec les valeurs des paramètres expérimentaux utilisés pour l'obtention de r_c du LiNbO_3 , nous avons une précision sur v_m égale à $\delta v_m = 0.1 \text{ mV}$ correspondant à la résolution de l'oscilloscope. Par ailleurs, nous rappelons la relation (4.1-8) permettant d'obtenir Γ_m :

$$\Gamma_m = \frac{r_{\alpha}}{A} V_m \quad (4.4-25)$$

soit $\Gamma_m = 0.206 \text{ rd}$ pour $r_{\alpha} = r_c \cong 20 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$.

Le gain du filtre accordé étant de l'ordre de $1 \text{ V}/\mu\text{W}$, les limites de la sensibilité du système de détection génèrent alors une erreur (cf équation 4.4-24):

$$\delta\beta_{2\omega} = 4.67 \cdot 10^{-6} \text{ rd} = 2.67 \cdot 10^{-4} \text{ d}^{\circ}$$

Cette contribution est faible comparée à la valeur obtenue effectivement par l'expérience, ($\delta\beta_{2\omega} = 8.7 \cdot 10^{-3} \text{ rd} = 0,5 \text{ d}^{\circ}$). Cette erreur est également inférieure à la valeur $d\beta_{2\omega}$ que l'on peut obtenir théoriquement avec le meilleur montage à compensation et qui est de l'ordre de

$5.10^{-5} \text{rd} = 2.8.10^{-3} \text{d}^\circ$. { Cette erreur est calculée à partir des meilleures valeurs de la précision sur les lames optiques et les supports que l'on peut obtenir commercialement } [14][84] Cette erreur intervient quelle que soit la méthode envisagée. C'est l'erreur sur la (les) grandeur(s) mesurée(s) qui permet de valoriser l'une ou l'autre des méthodes utilisées. Dans le cas de la présente méthode, (la méthode de mesure directe du déphasage induit au point de doublement de fréquence), cette erreur, trouvée égale à $\delta\beta_{2\omega} = 4.67 \cdot 10^{-6} \text{rd} = 2.67 \cdot 10^{-4} \text{d}^\circ$) est trouvée négligeable.

Cette méthode est la plus précise des méthodes utilisables pour la caractérisation électro-optique des cristaux. En effet, dans toutes les autres méthodes, l'incertitude liée aux mesures est grande et non négligeable dans la valeur totale de l'erreur induite.

4.3.3. Sensibilité et apport de cette méthode

Cette méthode étant la plus précise elle sera également la plus sensible aux variations de paramètres physiques pouvant affecter les résultats expérimentaux. En particulier, on peut appliquer cette méthode à la détection de toutes variations susceptibles d'affecter la valeur de la birefringence. Nous allons quantifier cette sensibilité en déterminant la variation de birefringence décelable avec cette méthode.

Soit l'équation de la birefringence naturelle :

$$\Delta n(0) = \frac{\lambda}{2\pi L_i} \Gamma(0) \quad (4.4-26)$$

L'incertitude sur la valeur de $\Delta n(0)$ s'exprime par:

$$\delta\Delta n(0) = \frac{\lambda}{2\pi L_i} \delta\Gamma(0) \quad (4.4-27)$$

Soit en fonction de l'incertitude sur la valeur de l'angle mesuré $\beta_{2\omega}(0)$:

$$\delta\Delta n(0) = \frac{\lambda}{\pi L_i} \delta\beta_{2\omega}(0) \quad (4.4-28)$$

Avec une incertitude $\delta\beta_{2\omega}(0) = 4.67 \cdot 10^{-6} \text{rd}$ nous trouvons:

$$\delta\Delta n(0) = 9.4 \cdot 10^{-11}$$

Cette valeur correspond à la plus petite variation de birefringence naturelle décelable. Pour LiNbO_3 possédant une biréfringence $\Delta n(0) = 0.086$ à température ambiante, elle correspond à une variation relative de l'ordre de $10^{-7}\%$.

Grâce à cette grande sensibilité, nous pouvons appliquer cette méthode afin de mesurer des gradients d'indice ou une carte spatiale d'un matériau.

Cette sensibilité au point de doublement de fréquence peut paraître un inconvénient dans la mise en oeuvre expérimentale. En effet, la stabilité à ce point de fonctionnement dépendra énormément des fluctuations des paramètres physiques, telle la température à laquelle est effectuée la mesure. Mais cette grande sensibilité, associée à un mode opératoire approprié, dans des conditions expérimentales contrôlées nous permet de distinguer les différents effets en présence et non de les globaliser comme avec toutes les autres méthodes. En particulier, dans la suite de ce mémoire, nous déterminons grâce à cette méthode l'effet thermo-optique et indiquons la procédure expérimentale permettant dans les mesures E/O de séparer les 2 contributions.

CHAPITRE 5

LES METHODES DE MESURES INTERFEROMETRIQUES

Comme nous l'avons signalé dans le paragraphe présentant les montages interférométriques, leur utilisation pour la mesure des coefficients électro-optiques Pockels est indispensable pour la détermination séparée des coefficients E/O principaux dans certaines configurations. Le montage le plus couramment utilisé est le montage de Mach-Zehnder. Nous rappelons ici l'équation caractéristique de sa transmittance (eqs (2.3-4) et (2.3-5)):

$$I = I_0(1 + m \cos \Gamma)$$

avec:

$$\Gamma = \Gamma_2 - \Gamma_1, I_0 = A_1^2 + A_2^2 \text{ et } m = \frac{2A_1 A_2}{I_0}$$

définis précédemment.

Avec les montages interférométriques, les mesures en statique sont utilisées exclusivement pour la détermination des signes des coefficients E/O.^{[75][77][85][86]}

En effet, le principal problème des méthodes interférométriques est la difficulté d'obtenir un signal optique plus important que le bruit provoqué par les fluctuations mécaniques et les turbulences atmosphériques dans les deux bras optiques.^[87] Une mesure de variation d'intensité en DC s'avère alors très peu précise. Les valeurs des coefficients sont déterminées, avec ces montages en utilisant des méthodes dynamiques.

1. DETERMINATION DU SIGNE DES COEFFICIENTS E/O EN STATIQUE

L'application d'un champ électrique continu sur le cristal, modifie l'indice de réfraction et donc le déphasage Γ . La variation d'intensité correspondante se traduit par un déplacement des franges d'interférence. Par comparaison du sens de déplacement dû à l'effet E/O avec le sens de déplacement provoqué par l'insertion d'une lame de verre par exemple, on peut définir le signe des coefficients en utilisant l'équation:

$$dn = -\frac{1}{2} n^3 r_{jp} E_p \quad (5.1-1)$$

avec $p, j = 1, 2, 3$ suivant la configuration du cristal.

D'après cette équation, si E_p est positif, un coefficient r_{jp} positif sera mis en évidence par un déplacement en sens contraire de celui provoqué par l'insertion de la lame.

Cette méthode n'a pas été appliquée pour la détermination du signe des coefficients E/O r_{13} et r_{33} de notre échantillon de LiNbO_3 . Le signe de ces coefficients a été déterminé par différents auteurs et reporté dans la littérature: il est positif pour les deux coefficients^{[29][88]}. La détermination du signe des coefficients de notre échantillon nécessiterait la détermination préalable du sens des axes principaux du cristal et le sens du champ électrique appliqué. Il en résulterait la connaissance du sens de la direction de propagation et du signe du déphasage (par des mesures pyro-électriques^[75] ou piézo-électriques^[85]); le signe des coefficients pourrait ainsi être défini par cette méthode interférométrique en statique.

La mesure de la valeur des coefficients E/O r_{13} et r_{33} pourrait être déduite du déplacement des franges lorsque l'on applique un champ électrique continu. Néanmoins, la valeur du rapport signal sur bruit n'autorise pas une mesure précise sans un champ électrique élevé. Une mesure en alternatif, associée à des techniques de traitement du signal reste toujours nécessaire.

2. MESURES D'INTENSITE EN DYNAMIQUE

2.1. PRINCIPE DE LA METHODE

L'application d'un champ électrique AC de modulation sur l'échantillon provoque par effet E/O une modification alternative de la phase et donc du retard optique du faisceau lumineux en sortie du cristal et donc également du montage. En conséquence, les interférences vont vibrer autour de leurs positions d'équilibre. Nous avons pu précédemment constater que la fonction caractéristique du montage interférométrique possède la même forme que pour les montages à une onde avec un facteur 2 sur la valeur transmise. L'étude de l'équation de transfert par les fonctions de Bessel de 1^o espèce réalisée lors de la présentation des méthodes dynamiques pour les montages à une onde (cf. chapitre4) est donc toujours valable même pour les montages interférométriques. Nous constatons ainsi qu'il existe les mêmes points de fonctionnement, à savoir M_0 dans la zone linéaire de la caractéristique de transfert (signal transmis de même pulsation ω_m que celle de modulation), et M_0 sur un extremum de la caractéristique (signal transmis de pulsation $2\omega_m$).

On choisit le point de fonctionnement soit par le réglage du retard optique provenant du bras référence par ajustement du compensateur, soit par le déplacement du point d'observation des franges perpendiculairement au faisceau transmis. Ces deux méthodes d'initialisation offrent les mêmes résultats lors d'une mesure d'intensité. Néanmoins, le déplacement du

point d'observation permet un positionnement plus précis et plus facilement contrôlable. Dans ce cas, où l'observation n'est plus dans l'axe du bras actif de l'interféromètre, l'équation de la transmittance du montage est donnée par l'équation générale (2.3-8) :

$$I = I_0 (1 + m \cos (2 \Gamma + \Gamma)) \quad (5.2-1)$$

avec:

$$\Gamma' = \frac{2 \pi}{\lambda} y \sin \theta \quad (5.2-2)$$

où θ correspond au demi-angle entre les deux faisceaux et y la position de la fente d'observation.

Le retard de phase induit par la biréfringence naturelle du cristal à caractériser peut être compensé par l'intermédiaire d'un compensateur dans l'un des bras de l'interféromètre. Dans ce cas Γ représente, dans l'équation précédente, le déphasage induit par une perturbation extérieure au montage. Lors des mesures électro-optiques, cette perturbation correspond au champ électrique appliqué au cristal et nous exprimons alors Γ (en valeur absolue) en fonction d'une variation d'indice de réfraction dans le cristal :

$$\Gamma = \Gamma_{jk}(E) = \frac{\pi}{\lambda} L_i n_k^3 r_\alpha E_p \quad (5.2-3)$$

E_p étant le champ AC appliqué au cristal. Le signal observé derrière une fente en fonction de sa position par rapport au réseau d'interférence est illustré par la courbe de la figure suivante:

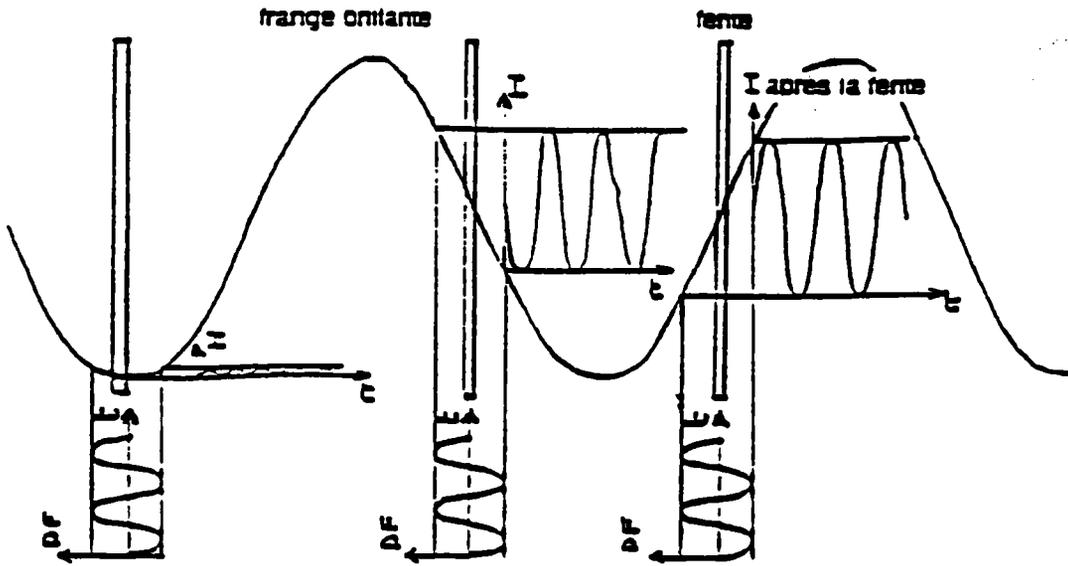


Figure 5-1: signal observé derrière la fente d'observation de l'interféromètre lors d'un déplacement de celle-ci dans le plan d'interférence

L'équation caractéristique s'écrit :

$$I = I_0 \left(1 + m \cos \frac{2 \pi}{\lambda} \left(2 y \sin \theta \pm \frac{L_i}{2} n_k^3 r_\alpha E_p \right) \right) \quad (5.2-4)$$

La variation d'intensité observée par la cellule photoélectrique due aux variations des franges s'écrit :

$$2J_\omega = 2 I_0 m \sin \left(\frac{\pi L_i r_\alpha n_k^3 E_p}{\lambda} \right) \sin \left(\frac{4 \pi y \sin \theta}{\lambda} \right) \quad (5.2-5)$$

Pour la détermination des coefficients électro-optiques par mesure d'intensité en AC, le point de fonctionnement choisi est souvent celui de la zone quasi-linéaire M_0 où le signal modulé de pulsation ω_m est maximum. Ce point de fonctionnement M_0 correspond à une position de la fente y_0 telle que :

$$y_0 = \frac{2k + 1}{4} \cdot \frac{\lambda}{2 \sin \theta} \quad (5.2-6)$$

La variation d'intensité observée par la cellule à ce point M_0 s'écrit alors :

$$2J_\omega = 2 I_0 m \sin \left(\frac{\pi L_i n_k^3}{\lambda} r_\alpha E_p \right) \quad (5.2-7)$$

et à la même pulsation ω_m que celle du champ appliqué.

De cette équation, on déduit le coefficient électro-optique r_α soit :

$$r_\alpha = \frac{\lambda}{\pi L_i n_k^3 E_p} \sin^{-1} \left(\frac{J_\omega}{I_0 m} \right) \quad (5.2-8)$$

soit:

$$r_\alpha = A \cdot \frac{\Gamma(E)}{V_p} \quad (5.2-9)$$

avec:

$$\Gamma(E) = \sin^{-1} \left(\frac{J_\omega}{I_0 m} \right) \quad (5.2-10)$$

et pour rappel:

$$A = \frac{\lambda}{\pi n_k^3} \frac{d_p}{L_i}$$

Il est important de noter que dans ces équations, nous avons le terme $2I_0m$ qui représente la variation d'intensité entre une frange noire et une frange brillante, et $2J_\omega$ qui représente la valeur crête à crête de la composante alternative de cette intensité au point M_0 .

2.2. MISE EN OEUVRE DE LA METHODE DYNAMIQUE

Nous avons effectué des mesures interférométriques pour déterminer indépendamment les coefficients E/O r_{13} et r_{33} constituant le coefficient r_c illustrant cette étude. Ces mesures interférométriques ont été réalisées au laboratoire de physique du solide URA n°785 de l'Université de Bourgogne à Dijon avec M. Pierre Jullien.

Le dispositif expérimental est illustré sur la figure suivante :

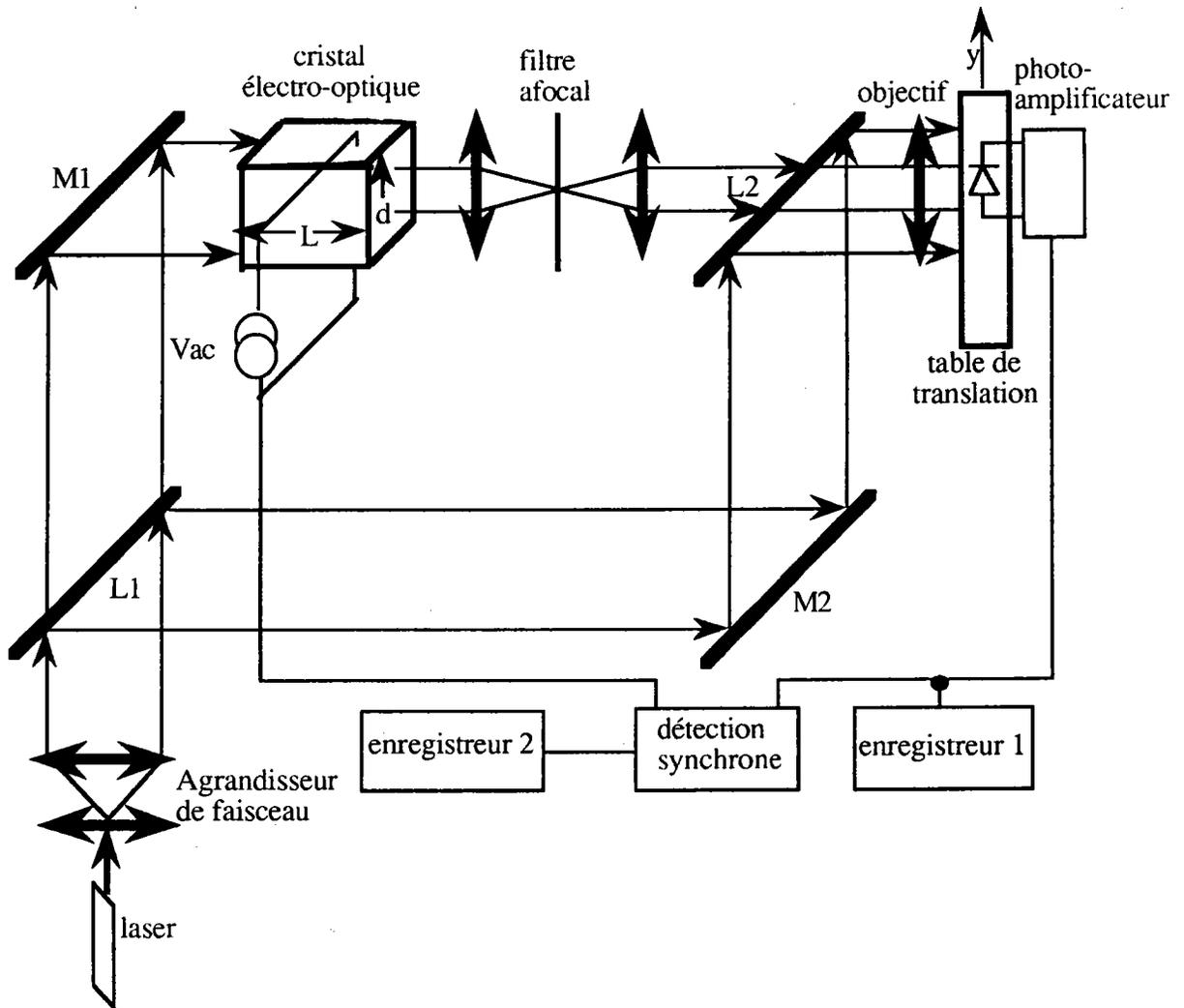


Figure 5-2: Montage expérimental interférométrique de Mach-Zehnder du laboratoire de physique du solide de l'Université de Dijon.

Une fente d'épaisseur réglable est placée derrière l'objectif. Un système de translation déplace la fente perpendiculairement au système de franges. Une cellule photo-électrique envoie à un enregistreur, via un amplificateur, un signal électrique proportionnel à l'intensité lumineuse traversant la fente.

Le signal délivré par le détecteur est composé d'un signal de grande amplitude correspondant à $2I_0m$ représentatif de l'image de l'interférence et d'un signal alternatif de fréquence fondamentale élevé $2J_\omega$ et d'amplitude faible correspondant à la modulation électro-optique induite.

Un premier enregistreur reçoit ce signal composite. Il se comporte comme un filtre pass-bas et en conséquence ne trace sur le papier que le signal sinusoïdal, basse fréquence et de grande amplitude correspondant à l'image d'interférence. Il permettra de mesurer les valeurs de $2I_0m$.

Nous effectuons également une mesure de l'intensité du signal modulé à la pulsation ω par l'intermédiaire d'une détection synchrone. En entrée, elle reçoit le signal de référence de pulsation ω provenant du générateur de signaux et le signal provenant de la sortie du détecteur. En sortie, elle délivre un signal proportionnel à l'intensité du signal modulé qui est enregistré sur la deuxième table traçante. Cet enregistrement permettra de mesurer les valeurs de $2J_\omega$ à la pulsation ω .

Afin de déterminer les coefficients E/O r_{13} et r_{33} , nous avons orienté notre cristal dans le montage interférométrique, grâce à une table réglable en rotation dans les trois directions du repère orthonormé de référence. Après alignement de l'axe de propagation du cristal (axe 2) avec le faisceau laser, le réglage consiste à trouver l'extinction du faisceau transmis lorsque le cristal est monté entre polariseurs croisés. Lorsque ce réglage est effectué, l'analyseur peut être retiré.

Pour la détermination des coefficients E/O r_{13} et r_{33} du LiNbO_3 , nous appliquons le champ électrique E_p parallèlement à l'axe c c'est à dire dans la direction $p=3$.

Enfin, pour obtenir le coefficient r_{13} , on oriente le polariseur en entrée de l'échantillon de telle façon que la polarisation du faisceau laser soit parallèle à la direction 1. Pour obtenir le coefficient r_{33} , cette polarisation est orientée, parallèle à la direction 3.

2.3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons appliqué au cristal une tension électrique $V_{p=3}$ de 137 V crête correspondant à un champ électrique de 255 V/cm à la fréquence de 1 kHz. Nous illustrons cette méthode par la présentation des courbes obtenues par les deux enregistreurs lorsque la fente d'observation balaie le réseau d'interférence.

La courbe de la figure 5-3, provenant de l'enregistreur 1, représente l'image du réseau d'interférence. L'amplitude du signal crête à crête correspond à la valeur $2I_0$ en différents points du réseau d'interférence.

La courbe de la figure 5-4, provenant de l'enregistreur 2, représente le signal modulé en sortie de la détection synchrone à une fréquence $\omega = 1\text{kHz}$. L'amplitude du signal correspond ainsi aux valeurs $2J_\omega$ mesurées aux point M_0 repérés 1, 2, 3 ... sur les courbes présentées en exemple dans les figures 5-3 et 5-4.

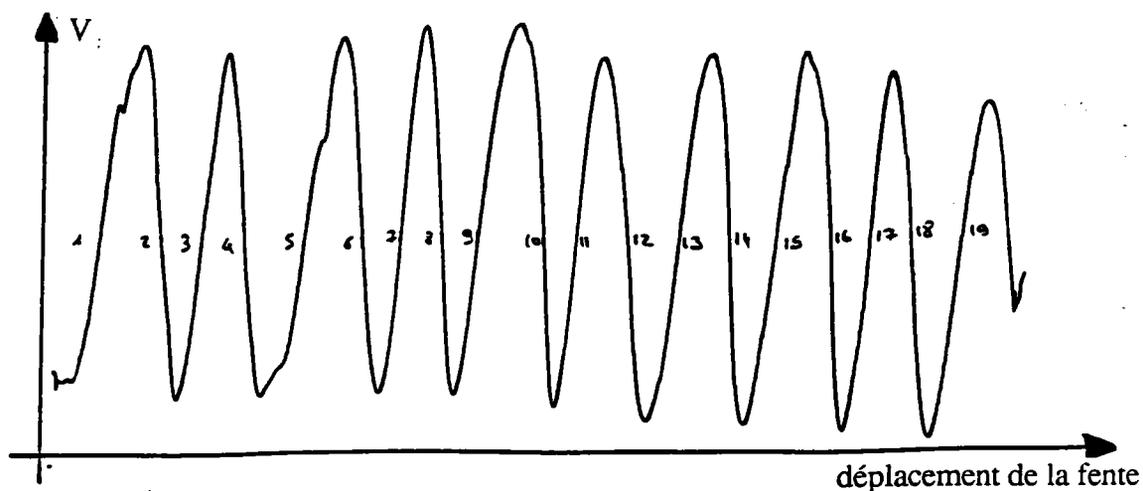


Figure 5-3: Image du réseau d'interférence obtenu par l'enregistreur 1 lors du déplacement de la fente d'observation.

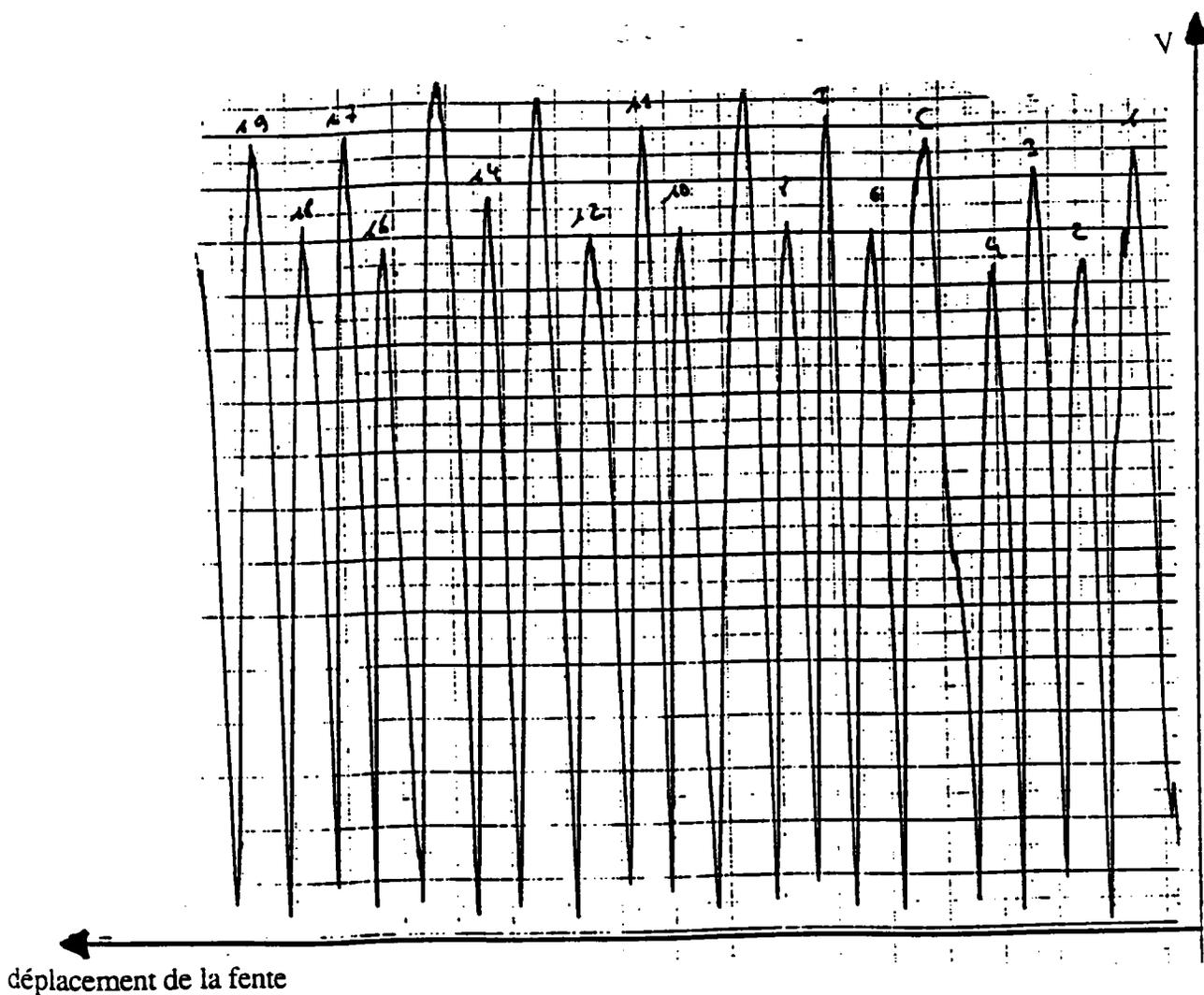


Figure 5-4: Enregistrement de $2J_{\omega}$ en sortie de la détection synchrone lors du déplacement de la fente d'observation. Les sommets 1, 2, 3,... correspondent à $2J_{\omega}$ lors du passage aux différents points M_0 numérotés également 1,2,3,... dans la figure 1.

Nous avons effectué pour chaque détermination des coefficients E/O r_{13} et r_{33} du LiNbO_3 , plusieurs balayages successifs du réseau d'interférence. Sur les figures suivantes, sont représentées les valeurs calculées des coefficients r_{13} et r_{33} pour différents points de mesures indiqués en abscisse.

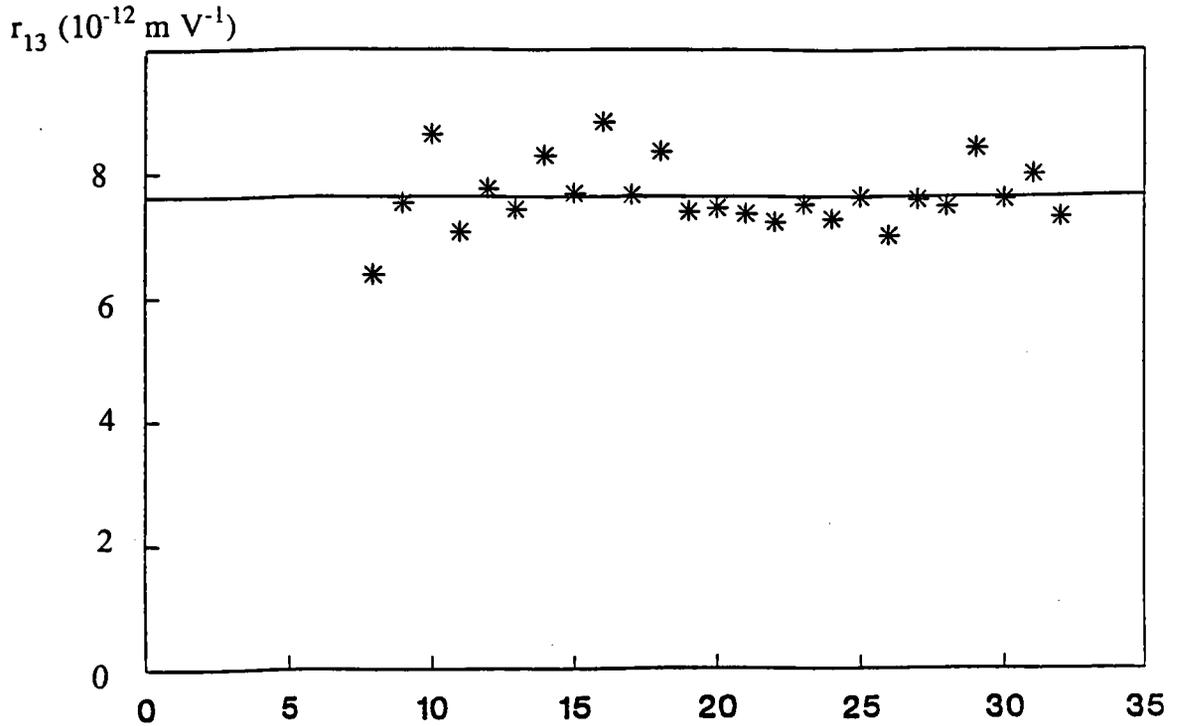


Figure 5-5: coefficient électro-optique r_{13} en fonction de différents points de mesures

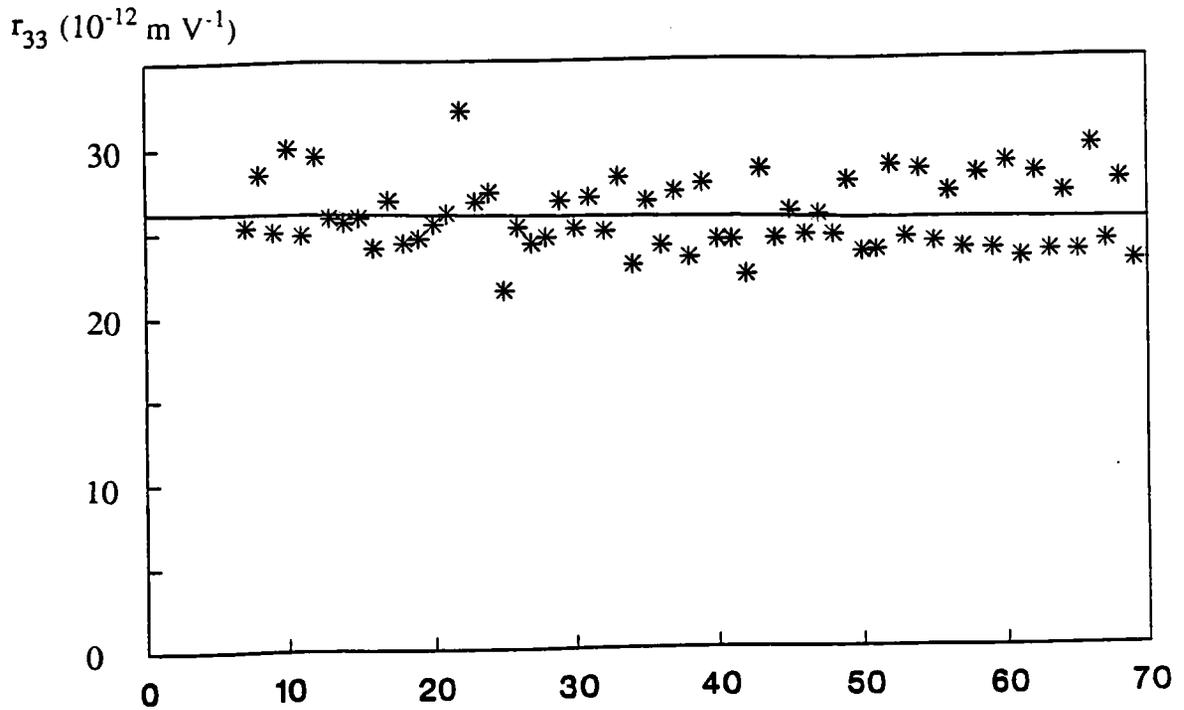


Figure 5-6: coefficient électro-optique r_{33} en fonction de différents points de mesures

Les valeurs obtenues sont :

$$\begin{aligned} r_{13} &= 7.6 \cdot 10^{-12} \text{ m/V} \\ r_{33} &= 26.2 \cdot 10^{-12} \text{ m/V} \end{aligned}$$

A partir des valeurs de r_{13} et r_{33} nous pouvons calculer le coefficient r_c soit :

$$r_c = r_{33} - \left(\frac{n_0}{n_e}\right)^3 r_{13}$$

que l'on trouve égal à :

$$r_c = 17.75 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

Remarque:

Il est à noter, que dans ces calculs, les valeurs relevées sur le deuxième enregistreur correspondent à J_ω mais affectées d'un coefficient correspondant uniquement au gain de la détection synchrone. En effet, l'ensemble de photo-amplification, hors détection synchrone,

est commun pour les deux intensités mesurées (contrairement aux mesures d'intensités effectuées avec les montages à une onde).

2.4. CALCUL DE PRECISION ET DISCUSSION DES RESULTATS

D'après l'équation (5.2-8), la précision sur r_α est donnée par :

$$\frac{\delta r_\alpha}{r_\alpha} = \frac{\delta A}{A} + \frac{\delta V_p}{V_p} + \frac{\delta \Gamma(E)}{\Gamma(E)} \quad (5.2-11)$$

avec:

$$\delta \Gamma(E) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{I_0 m}{J_\omega}\right)^2 - 1}} \left(\frac{\delta J_\omega}{J_\omega} + \frac{\delta(I_0 m)}{I_0 m} \right) \quad (5.2-12)$$

Les termes $\frac{\delta J_\omega}{J_\omega}$ et $\frac{\delta(I_0 m)}{I_0 m}$ correspondent aux erreurs expérimentales effectuées sur les

mesures des intensités reçues par la photodiode. Comme dans toutes mesures d'intensités, elles doivent englober également les fluctuations d'intensité du laser. Dans les montages interférométriques, les erreurs sont amplifiées par les désalignements temporels des bras de l'interféromètre causés par les vibrations environnantes durant l'expérimentation. Elles sont également amplifiées par le fait qu'un déplacement mécanique du point d'observation du réseau d'interférence et qu'un enregistrement des intensités transmises sur tables traçantes (donc également un dispositif mécanique) s'avère indispensable. Bien que l'utilisation de matériel opto-électronique performant et d'un système de traitement du signal tel une détection synchrone, l'incertitude sur le calcul du déphasage induit $\Gamma(E)$ est très importante et constitue, ainsi la principale cause d'erreur sur la valeur de r_α . Les incertitudes sur A et V_p ont été trouvées négligeables devant l'incertitude sur $\Gamma(E)$.

Afin de prendre en compte toutes les fluctuations des paramètres expérimentaux durant la mesure dans le calcul d'incertitude, nous avons considéré les différentes valeurs de r_{13} et r_{33} obtenues après calcul à partir des mesures.

Les mesures étant effectuées sur un grand nombre de points nous avons déduit, à partir de la mesure de la dispersion, l'erreur sur les coefficients à savoir :

$$\frac{\delta r_{13}}{r_{13}} = \frac{\delta r_{33}}{r_{33}} = 13\%$$

soit :

$$r_{13} = 7.6 \pm 1 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

et:

$$r_{33} = 26.2 \pm 1 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

L'incertitude que nous avons trouvée sur nos mesures correspond à celle donnée dans la littérature avec ce type de méthode interférométrique de caractérisation E/O [75][78]. D'autre part, la valeur de r_c obtenue d'après nos mesures, est cohérente par rapport à celles obtenues avec un montage à une onde. Néanmoins, r_c étant un coefficient composé, l'incertitude sur sa valeur est grande. La méthode interférométrique, ainsi, ne paraît pas être la méthode idéale pour obtenir ce genre de coefficient. Par contre, elle s'avère indispensable pour déterminer de manière séparée les coefficients r_{13} et r_{33} qui le composent.

Les coefficients r_{13} et r_{33} que nous avons obtenus sont de grandeurs comparables à ceux de la littérature [37].

3. AUTRES METHODES (NON UTILISEES ICI)

3.1. MESURES PAR DETECTION DE ZERO EN DYNAMIQUE

Tout comme pour les montages à une onde, le point de fonctionnement offrant la plus grande sensibilité dans les montages à deux ondes est le point correspondant au minimum de transmission nommé M_0 sur la caractéristique de transfert. En interférométrie aussi, une méthode de caractérisation électro-optique des cristaux est utilisée en ce point particulier de fonctionnement. Sa mise en oeuvre consiste à insérer dans le deuxième bras de l'interféromètre un cristal dit de référence. Initialement, nous positionnerons le point de fonctionnement M_0 , par déplacement de la fente d'observation au milieu d'une frange sombre ou par ajustement d'un compensateur pour obtenir au centre du réseau d'interférence une frange sombre. Ensuite, on applique aux cristaux, des tensions de même pulsation: une tension V_r au cristal de référence induisant un retard de phase de $\Gamma_r(E)$ et une tension V au cristal à caractériser induisant un retard de phase de $\Gamma(E)$. Dans ces conditions, l'équation générale de la transmittance s'écrit :

$$T = \frac{I}{I_0} = 1 - m \cos (\Gamma_r(E) - \Gamma(E)) \quad (5.3-1)$$

Le maintien du point de fonctionnement en M_0 ne pourra s'effectuer que si, par ajustement des tensions, les déphasages dans les deux bras se compensent soit encore :

$$\Gamma_r(E) = \Gamma(E) \quad (5.3-2)$$

que l'on peut exprimer à l'aide des tensions de demi-onde :

$$\Gamma = \pi \frac{V}{V_\pi} \quad (5.3-3)$$

soit

$$\frac{V}{V_\pi} = \frac{V_r}{V_{\pi,r}} \quad (5.3-4)$$

Le coefficient $E/O r_\alpha$ recherché est alors :

$$r_\alpha = \left(\frac{n_r}{n}\right)^3 \left(\frac{L_r}{L}\right) \left(\frac{d}{d_r}\right) \left(\frac{V_r}{V}\right) r_r \quad (5.3-5)$$

où n_r , L_r , d_r et n , L , d , sont respectivement les indices, les longueurs et épaisseurs des cristaux de référence et de test. r_r étant le coefficient électro-optique de la configuration du cristal de référence mis en oeuvre.

Nous pouvons constater ainsi que cette méthode est indépendante d'une valeur de I_0 et donc des pertes dans l'interféromètre. Pour les mêmes raisons, les bruits électroniques et les fluctuations du laser sont sans influence sur la précision de la méthode. Ainsi, comme pour les montages à une onde, cette méthode par détection du zéro évite les principaux désavantages des méthodes dynamiques et statiques de mesure d'intensité. Pour augmenter la précision de cette méthode, l'utilisation d'une tension AC et d'une détection synchrone est conseillée. Ceci augmente en particulier le rapport signal sur bruit du système de détection. Dans ces conditions, la précision de cette méthode est principalement liée à la précision sur le coefficient $E/O r_r$.

Les incertitudes liées à cette méthode sur la valeur des coefficients E/O mesurés sont reportées dans la littérature [74][77][78][80] et sont trouvées légèrement plus petites que celles obtenues avec la méthode précédente de mesure d'intensité.

N'ayant pas pu mettre au point au laboratoire un tel montage, nous n'avons pas mis en oeuvre cette méthode pour la détermination des coefficients E/O du LiNbO_3 .

3.2. MESURES PAR VISUALISATION DE COURBES DE LISSAJOU

Une extension des méthodes interférométriques a été proposée par Takizawa.^[35] Il utilise un interféromètre de Mach-Zender modifié par le fait que la reconstruction des signaux des deux branches se fait, via des photo-détecteurs sur l'écran d'un oscilloscope. Pour effectuer les mesures à l'aide d'une figure de Lissajou, un cristal référence est inséré en série sur le faisceau en entrée du montage juste après le laser. Il induira ainsi un signal de référence correspondant à un axe de la courbe de Lissajou. La figure suivante indique l'arrangement utilisé.

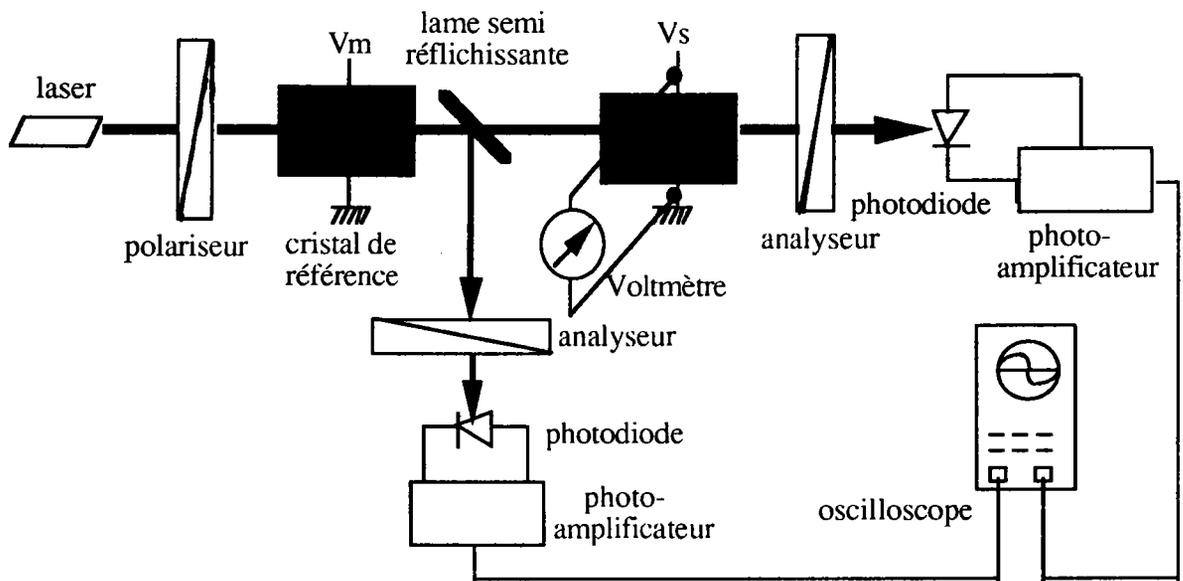


Figure 5-7: Dispositif expérimental de mesure des coefficients E/O par visualisation d'une courbe de Lissajou.

Toutes les explications concernant cette méthode sont détaillées dans la référence^[35], et l'auteur signale néanmoins que le principal avantage de cette méthode est la faible valeur des tensions électriques appliquées, tensions qui peuvent être DC ou AC.

Bien qu'elle paraisse intéressante en raison de la facilité de reconstruction du signal en sortie du montage, cette méthode n'a pas été utilisée par d'autres auteurs.

CHAPITRE 6

L'EFFET THERMO-OPTIQUE

COMPARAISON ET INTERPRETATION DES RESULTATS

Dans ce chapitre nous analysons les résultats obtenus avec les différentes méthodes étudiées dans les chapitres 3, 4 et 5.

Auparavant, l'effet thermo-optique est mis en évidence et déterminé dans le cas de la méthode qui s'est avérée la plus sensible. L'effet thermo-optique est utilisé, à la fois pour la mise en oeuvre d'une nouvelle méthode, et à la fois pour interpréter la disparité des résultats obtenus avec les différentes méthodes étudiées.

1. DETERMINATION ET INFLUENCE DE L'EFFET THERMO-OPTIQUE

1.1. MISE EN EVIDENCE DE L'EFFET THERMO-OPTIQUE

Toutes les méthodes envisagées précédemment nécessitent deux mesures (phase d'initialisation sans champ électrique appliqué et phase de mesure avec un champ électrique) et nous avons mentionné à plusieurs reprises le problème lié à une variation de la température entre ces deux mesures.

Toutes nos mesures ont été effectuées sur un échantillon placé à température ambiante dans une enceinte thermostatée. Malgré cette précaution une variation de température même minime n'est pas à exclure lors des mesures.

La température interne de l'enceinte thermique contenant l'échantillon est contrôlée par un thermomètre digital qui fournit une précision sur la valeur de la température lue de $0,05^{\circ}\text{C}$. Il s'avère donc nécessaire lors des mesures électro-optiques de pouvoir séparer l'effet électro-optique véritable de l'effet induit par une variation de température, même faible, (c'est à dire de l'ordre de $0,05^{\circ}\text{C}$) sur la biréfringence naturelle (effet thermo-optique).

Nous avons effectué une première expérience avec comme objectif de montrer que les deux contributions (thermo-optique, T/O et électro-optique, E/O) avaient une influence semblable dans les paramètres de la transmission optique. Pour cette mesure, nous avons utilisé un montage à polarisation linéaire. Les axes du polariseur et de l'analyseur sont parallèles et à $\frac{\pi}{4}$ de ceux du cristal. Nous effectuons une mesure de l'intensité du faisceau transmis (via le photoamplificateur) et une mesure de la température en fonction du temps. Les résultats obtenus sont représentés par la courbe $I = \text{fct}(T)$ de la figure 6-1. Cette courbe en \sin^2 est

comparable à la courbe que l'on obtient lorsque l'on représente l'effet électro-optique c'est à dire $I = fct(E)$ (cf figure 1-4). Nous avons bien une équivalence entre les deux effets.

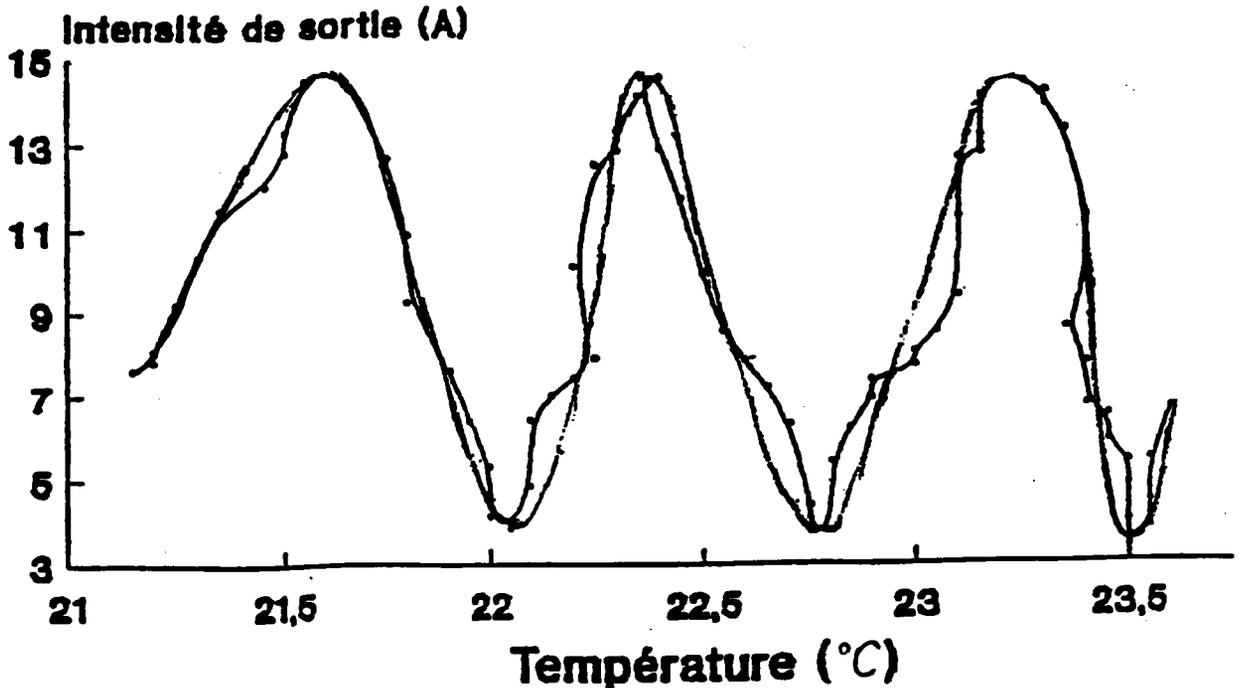


Figure 6-1: Variation de l'intensité lumineuse transmise en fonction d'une variation de température au voisinage de la température ambiante

1.2. MESURE DE L'EFFET THERMO-OPTIQUE

Pour déterminer l'effet thermo-optique du LiNbO_3 nous avons choisi une méthode précise pour mesurer un déphasage des composantes de la polarisation optique induit dans le cristal par une variation de température. La méthode utilisée est par conséquent, la méthode qui s'est avérée la plus précise dans notre comparaison c'est à dire, la méthode de mesure du déphasage induit au point de doublement de fréquence. Le montage utilisé est un montage à compensation de type Sénarmont. La mise en oeuvre est identique à celle utilisée pour la mesure de l'effet E/O. On applique au cristal une variation continûment monotone de la température près de l'ambiante.

On applique à l'échantillon uniquement une tension AC de pulsation 1kHz et d'amplitude 200V crête à crête. Le positionnement au point de doublement est contrôlé à l'oscilloscope et l'on relève l'angle $\beta_{2\omega}$ de l'analyseur correspondant à cette fréquence double. Les résultats obtenus sont reportés sur la courbe de la figure 6-2.

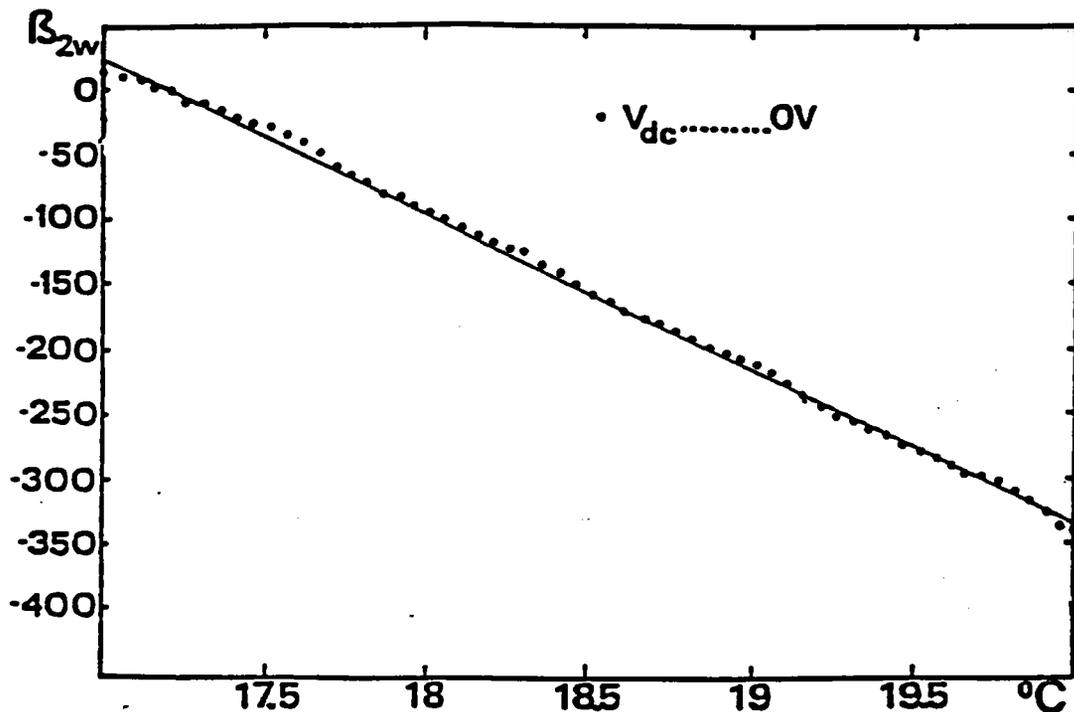


Figure 6-2: Suivi du point de transmission minimale en fonction d'une variation de température appliquée au cristal.

Cette courbe présente une faible ondulation autour de sa position moyenne (ligne pleine correspondant à un ajustement linéaire). A notre sens, cette erreur ne peut pas être attribuée à des erreurs de mesure mais à l'influence de la dilatation thermique du cristal qui se superpose au changement intrinsèque de la birefringence $\Delta n(0)$ avec la température. Un phénomène analogue a été également observé lors d'expériences semblables sur PbTiO_3 au laboratoire.^[89]

Un ajustement par la méthode des moindres carrés des résultats expérimentaux nous apporte

une valeur de la pente $\frac{d\beta_{2\omega}(0)}{dT}$ que l'on obtient égale à :

$$\frac{d\beta_{2\omega}(0)}{dT} = 118 \pm 8 \text{ degré-angle/deg C}$$

Une variation de température de $0,05^{\circ}\text{C}$ correspondant à la plus petite variation que peut fournir notre sonde de mesure induit par conséquent une variation sur le positionnement de l'angle de l'analyseur correspondant à $d\beta_{2\omega}(0)$ de 5,9 degré-angle (0,1rd) (dT peut être plus faible si un grand nombre de points de mesure est considéré lors d'une variation monotone et lente de la température(cf § 5)).

Du résultat précédent nous pouvons calculer la dépendance en température de la birefringence naturelle $\Delta n(0)$:

$$\Gamma(0) = \frac{2\pi}{\lambda} L \Delta n(0) \quad (6.1-1)$$

d'où

$$\frac{d\Gamma}{dT} = \frac{2\pi}{\lambda} \left[L \frac{d\Delta n(0)}{dT} + \Delta n(0) \frac{dL}{dT} \right] \quad (6.1-2)$$

Le terme $\frac{dL}{dT}$ correspond à la dilatation thermique du cristal. Il se traduit sur la courbe de la figure 6-2 par de faibles ondulations autour d'une position moyenne correspondant uniquement au terme $\frac{d\Delta n(0)}{dT}$ traduisant l'effet thermo-optique^[66].

En utilisant la relation $\Gamma = 2 \beta_{2\omega}$ caractéristique du montage de Sénarmont, nous déduisons de l'équation (6.1-2):

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta n(0)}{dT} &= \frac{\lambda}{\pi L} \frac{d\beta_{2\omega}(0)}{dT} \\ &= (4.15 \pm 0.15) \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \end{aligned} \quad (6.1-3)$$

Ce résultat est en accord avec les résultats obtenus par d'autres auteurs sur LiNbO_3 .^[90]

1.3. INFLUENCE DE L'EFFET T/O DANS LES MESURES E/O

Afin de prendre en compte l'effet thermo-optique dans les mesures électro-optiques, il nous est nécessaire d'effectuer la même expérience que précédemment mais en ajoutant au champ AC un champ continu. La dépendance en température du coefficient électro-optique mesuré (ici r_c) sera aussi mis en évidence.

Nous avons appliqué deux valeurs de la tension continue $V_{DC} = 640\text{V}$ et 1040V pour effectuer cette étude. Les angles $\beta_{2\omega}$ obtenus en fonction de T sont représentés sur la figure 6-3 et comparés à la courbe 6-2 correspondant à $\beta_{2\omega}(0)$.

Nous pouvons constater sur la figure 6-3, que les différentes courbes présentent les mêmes ondulations autour de droites possédant la même pente. Comme ces ondulations

correspondent au seul effet de la dilatation thermique, la pente de ces droites représente l'effet thermo-optique. Donc le parallélisme entre les différentes droites, nous indique que le coefficient électro-optique r_c du LiNbO_3 ne présente pas de dépendance en température dans la plage de température considérée.

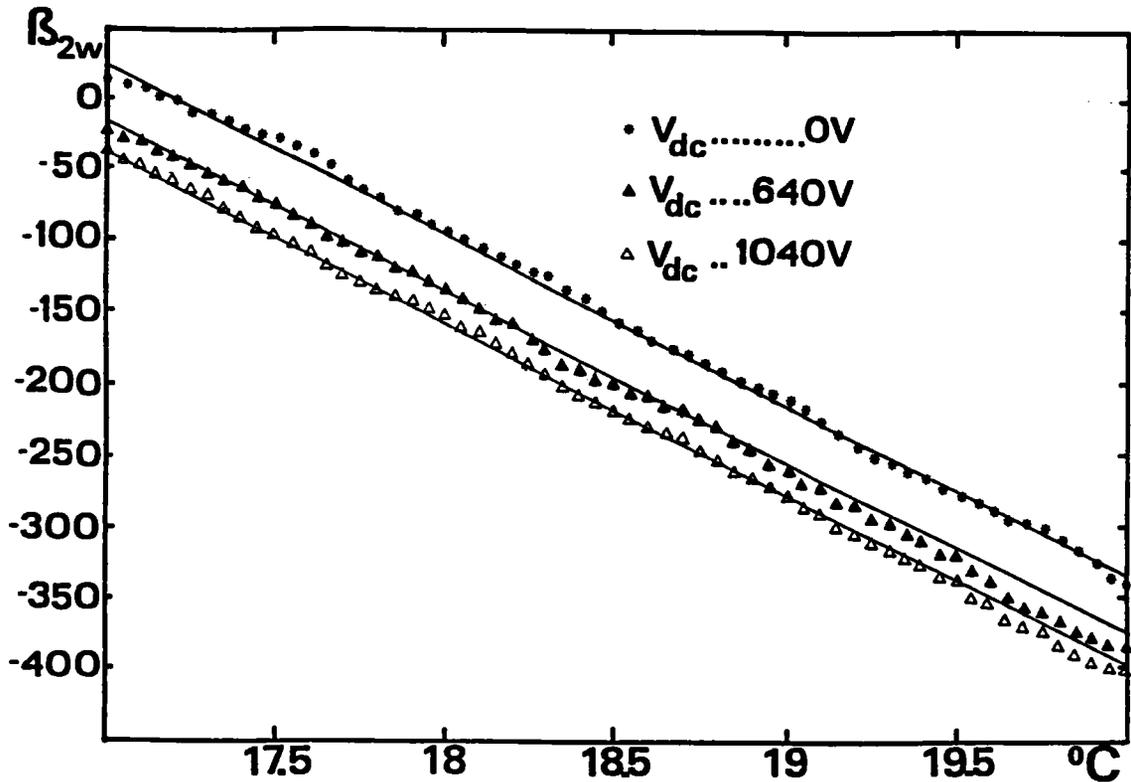


Figure 6-3: Suivi du point de transmission minimal en fonction d'une variation de température appliquée au cristal en présence d'un champ électrique (tensions continues appliquées de 640 Volts puis de 1040 Volts). La courbe obtenue, sans champ appliquée est également reportée.

Il est à présent possible de calculer la variation $\frac{d\beta_{2\omega}}{dV_{DC}}$ due proprement à l'effet électro-optique. Cette valeur est calculée par différence entre deux courbes obtenues l'une avec un champ DC et l'autre sans champ DC.

$$\frac{d\beta_{2\omega}}{dV_{DC}} = \frac{\beta_{2\omega}(E)}{dV_{DC}} = \frac{\beta_{2\omega} - \beta_{2\omega}(0)}{dV_{DC}} \quad (6.1-4)$$

soit:

$$\frac{\beta_{2\omega}(E)}{dV_{DC}} = 0.0536 \text{ degré-angle/V}$$

Cette valeur, obtenue pour $V_{DC}=1040V$ est retrouvée remarquablement constante pour d'autres tensions appliquées (en particulier pour $V_{DC}=640V$). Nous pouvons ainsi en déduire que $LiNbO_3$ dans cette configuration, ne présente pas d'effet électro-optique quadratique (effet Kerr) mesurable, bien que nous ayons utilisé la méthode offrant le maximum de précision.

Une comparaison des deux rapports $\frac{d\beta_{2\omega}(0)}{dT}$ et $\frac{\beta_{2\omega}(E)}{dV_{DC}}$ montre clairement qu'un changement de température de $0.05^\circ C$, correspondant à la précision obtenue sur la valeur de la température lue en un point de mesure, est suffisant pour produire le même changement de phase que celui induit par un champ continu de $200V$ pour $L=d=1cm$.

Ce phénomène est responsable de l'instabilité thermique bien connue des modulateurs de $LiNbO_3$.^{[8]-[10][18][90]-[93]} Il indique, par ailleurs, que la dépendance en température de la birefringence naturelle constitue la principale source d'erreur dans la détermination de $\Gamma(E)$, $I(E)$ et finalement de r_c .

Afin de minimiser cette source d'erreurs certains auteurs ont proposé, pour la détermination des coefficient électro-optiques, de compenser l'effet thermo-optique dans les mesures en mettant en série, deux cristaux identiques soumis aux mêmes contraintes et mêmes champs électriques.^{[22][57]} Cette solution est très délicate à mettre en oeuvre car elle nécessite deux cristaux rigoureusement identiques, et ne permet pas de s'assurer de la non existence d'un gradient thermique entre les deux faces opposées des cristaux.

Nous montrons l'importance de cet effet par la courbe de la figure suivante illustrant la variation apparente de la tension de demi-onde (pour $L=2d$) en fonction de la température (pour une variation de température de 1° au voisinage de la température ambiante) si la correction due à la variation de $\Delta n(0)$ en fonction de la température n'est pas introduite.

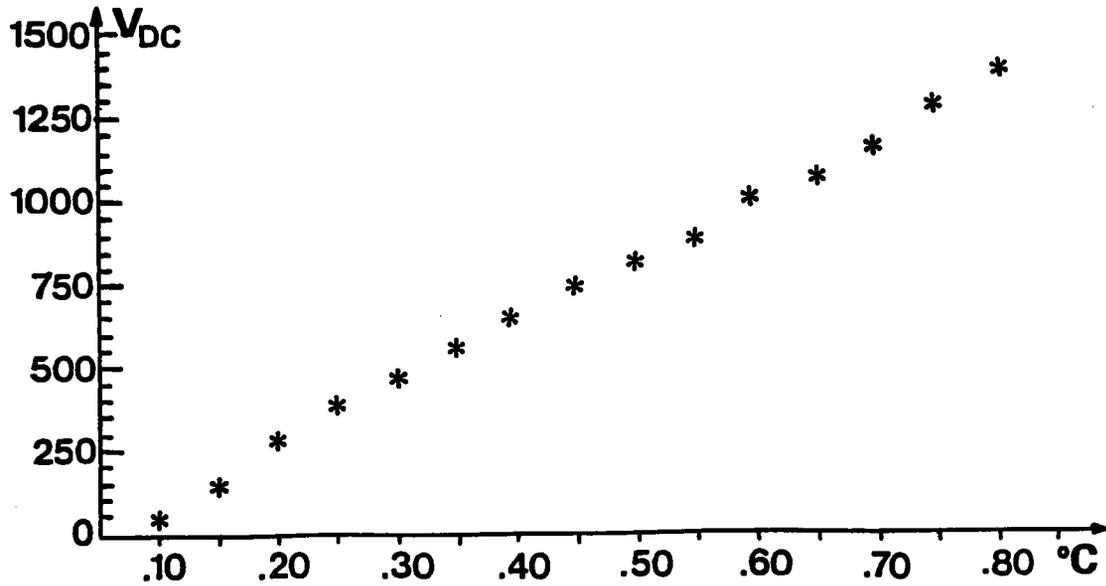


Figure 6-4: Variation apparente de la tension de demi-onde V_{π} en fonction de la température

1.4. PRISE EN COMPTE DE L'EFFET T/O DANS LES MESURES E/O

Nous venons de mettre en évidence l'importance de l'effet thermo-optique lors d'une caractérisation optique d'un matériau. Pour qu'une mesure E/O soit correcte, il est indispensable de quantifier cet effet et d'en tenir compte dans le calcul du coefficient E/O.

Nous avons déduit des mesures précédentes la valeur du coefficient E/O r_c du LiNbO_3 via l'équation:

$$r_{\alpha} = A \frac{2\beta_{2w}(E)}{V_{DC}} \quad (6.1-5)$$

Nous obtenons en posant $r_{\alpha} = r_c$:

$$r_c = 19.9 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

La précision sur la valeur du coefficient E/O dépend de l'erreur systématique résultant de la non prise en compte de la variation de $\Delta n(0)$ (donc les variations de β_{2w}) induite par la variation de la température du cristal.

L'incertitude relative sur r_{α} s'exprime alors par:

$$\frac{\delta r_{\alpha}}{r_{\alpha}} = \frac{\delta A}{A} + 2 \left(\frac{\delta \beta_{2\omega}}{\beta_{2\omega}(E)} \right) + \frac{\delta V_p}{V_p} \quad (6.1-6)$$

avec:

$$\frac{\delta r_{\alpha}}{r_{\alpha}} = \frac{\delta A}{A} + 2 \left(\frac{d\beta_{2\omega}}{dT} \frac{\delta T}{\beta_{2\omega}(E)} + \frac{\delta \beta_{2\omega}}{\beta_{2\omega}} \right) + \frac{\delta V_p}{V_p} \quad (6.1-7)$$

Dans l'équation (6.1-7), nous négligeons l'influence de la dilatation thermique, cette contribution étant minime en particulier vu l'importance de l'effet T/O dans le LiNbO₃. et l'élimination des ondulations (méthode des moindres carrés) Lors de nos expériences, nous avons effectué une variation de température très lente et monotone (1°C en 50 minutes environ). Une prise de mesure est effectuée à chaque changement significatif de la forme du signal modulé observé à l'oscilloscope (soit toutes les 30 secondes environ). Nous pouvons ainsi estimer l'erreur sur la lecture de la température $\delta T = 0.01^{\circ}\text{C}$. Ceci est confirmé par la valeur de l'angle $\beta_{2\omega}$ nécessaire pour compenser une variation de la température entre deux points de mesures calculée à partir de la pente de la courbe $d\beta_{2\omega} = \text{fct}(T)$.

Dans ces conditions expérimentales que l'on considère comme optimales, la prise en compte de l'effet thermo-optique limite alors l'incertitude sur r_c .

Cette incertitude est trouvée égale à:

$$\frac{\delta r_c}{r_c} = 4.8 \%$$

soit:

$$r_c = (19.9 \pm 0.9) \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

1.5. MESURE DE L'EFFET ELECTRO-OPTIQUE PAR COMPENSATION ELECTRIQUE DE L'EFFET THERMO-OPTIQUE

Dans certains matériaux à caractériser, l'importance de l'effet T/O est telle qu'il peut compenser l'effet E/O. Ceci fournit une méthode originale d'obtention des coefficients E/O, présentée dans ce paragraphe.

La variation de la birefringence naturelle $\Delta n(0)$ en fonction de la température qui est à l'origine de nombreux désavantages dans les méthodes de caractérisation habituelles est ici utilisée pour mesurer l'effet E/O même.

1.5.1. Principe de la méthode

Pour une variation de température $\Delta T \ll T_c$ au voisinage d'une température T loin de T_c , la variation de la birefringence induite peut être approximativement assimilée à une variation linéaire. Si l'on suppose la valeur de l'effet $\frac{d\Delta n(0)}{dT}$ constant pour les conventions et les conditions de propagation utilisées pour cette étude le retard de phase induit s'exprime sans champ électrique appliqué par :

$$\Gamma(0) + \Delta\Gamma_T(0) = \frac{2 \pi L_i}{\lambda} \left(\Delta n(0) + \frac{d\Delta n(0)}{dT} \Delta T \right) \quad (6.1-8)$$

ou $\Delta\Gamma_T(0)$ représente la variation du retard de phase directement due à la température.

On applique, maintenant une tension continue sur l'échantillon induisant un retard de phase $\Gamma(E)$ par effet électro-optique. Finalement, l'équation (6.1-8) s'écrit:

$$\Gamma = \Gamma(0) + \Delta\Gamma_T(0) + \Gamma(E) \quad (6.1-9)$$

où l'on retrouve les trois contributions.

On peut compenser la variation de $\Delta n(0)$ due à l'effet thermo-optique par l'effet électro-optique, soit obtenir :

$$\Gamma(E) = - \Delta\Gamma_T(0) \quad (6.1-10)$$

Si $\Delta\Gamma_T(0)$ est évalué, par observation du déplacement du point de fonctionnement de la transmittance par exemple, et si par application d'un champ continu on vérifie l'équation (6.1-10), alors on peut déterminer le coefficient électro-optique.

En pratique, nous appliquons sur l'échantillon une variation continue et monotone de la température, avec une vitesse de variation constante, entraînant une variation du déphasage par effet thermo-optique. Dans un montage à modulation d'amplitude, nous pouvons enregistrer sur une table analogique, la variation de l'intensité en fonction du temps, donc de la température. Cette courbe, de la forme $\sin^2 x$ apparaît alors comme sur la figure suivante.

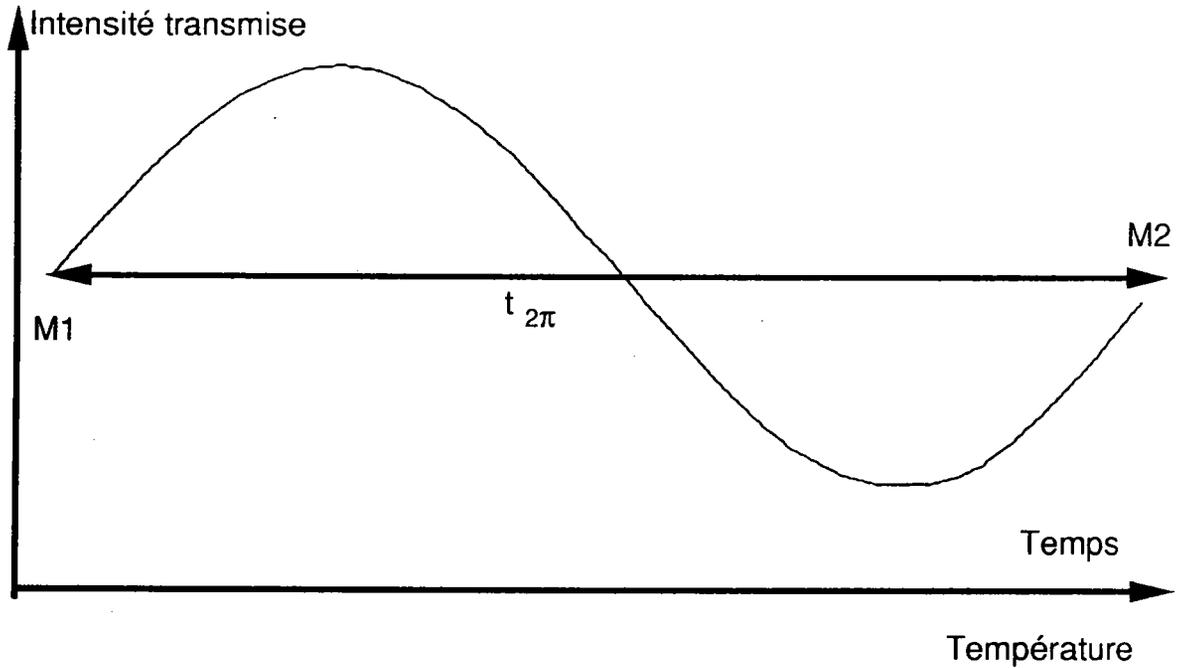


Figure 6-5: courbe caractéristique de la transmittance en fonction de la température. A une variation de temps correspond une variation monotone et continue de la température

Deux points identiques de la courbe de la figure 6-5 tels M1 et M2, sont séparés par un écart de temps t_{2p} correspondant à un retard de phase de 2π entre les composantes principales de la polarisation, dû à l'effet de la variation de température du cristal.

Si, durant cette expérience, on applique au cristal des échelons brefs de tension continue V_{DC} , deux courbes sont alors enregistrées simultanément:

- L'une relative à l'effet thermo-optique seul,
- L'autre relative à la somme des deux effets thermo-optique et électro-optique.

Les résultats obtenus sont illustrés par les courbes de la figure suivante 6-6:

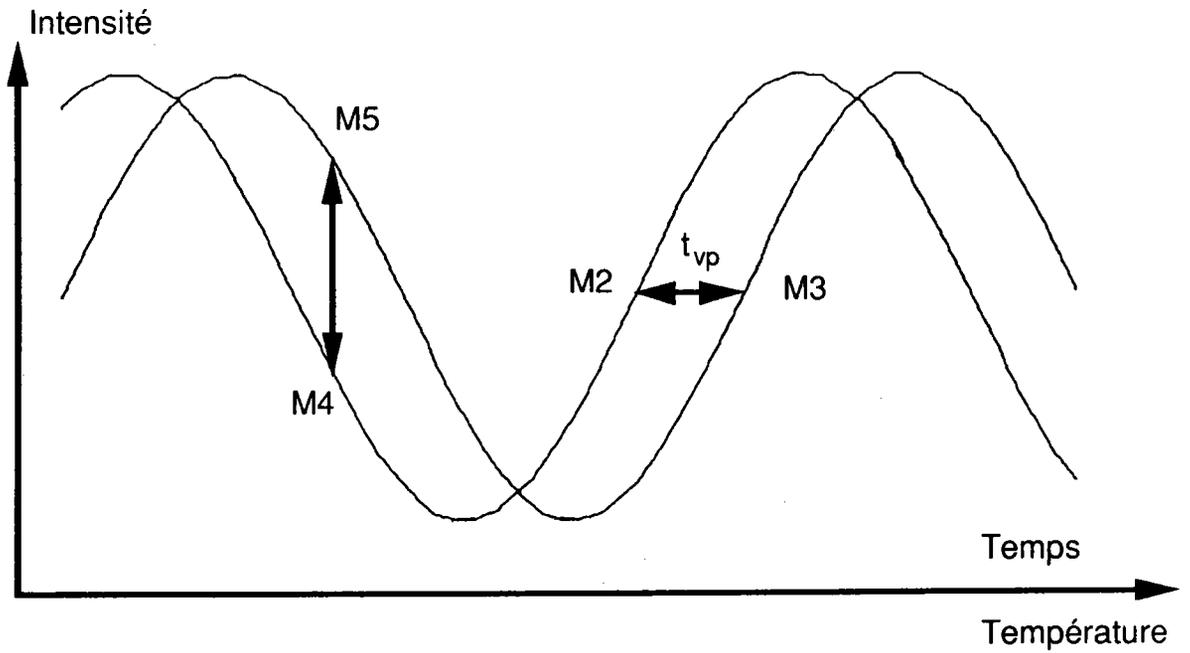


Figure 6-6: courbe caractéristique de la transmittance en fonction de la température et de la tension appliquée. A une variation monotone et continue de la température correspond une variation de temps. Le retard temporel entre les deux courbes correspond à l'effet électro-optique.

Pour une même intensité transmise sur les deux courbes, tels M2-M3, au retard de l'une par rapport à l'autre correspond un écart de temps t_{vp} dû à l'effet électro-optique. Le déphasage $\Gamma(E)$ s'exprime alors en accord avec l'équation (6.1-8) directement par une simple règle de trois, à savoir:

$$\Gamma(E) = \frac{2\pi}{t_{2\pi}} t_{vp} \quad (6.1-11)$$

et l'on obtient le coefficient électro-optique par la relation suivante:

$$r_{\alpha} = \frac{\lambda}{\pi n_k^3} \frac{d_p}{L_i} \frac{2\pi}{V_p} \frac{t_{vp}}{t_{2\pi}} \quad (6.1-12)$$

soit l'équation expérimentale:

$$r_{\alpha} = A \frac{2\pi}{V_p} \frac{t_{vp}}{t_{2\pi}} \quad (6.1-13)$$

1.5.2. Résultats expérimentaux

L'échantillon est placé dans le montage à polarisation linéaire. Les axes des polariseurs orientés à $\frac{\pi}{4}$ des axes du cristal. L'enregistrement de l'intensité du faisceau lumineux transmis et amplifiée par le photo-amplificateur de sortie est obtenu directement avec la table traçante analogique associée au banc de mesure. La valeur de la tension appliquée au cristal est de 500 Volts.

Sur l'enregistrement présenté figure 6-7, nous pouvons constater que l'écart entre les deux courbes principales n'est pas constant. Ceci est le fait d'une vitesse de variation non rigoureusement constante de la température et donc du déphasage induit par effet T/O. Une correction est alors nécessaire dans les calculs résultant des mesures faites sur cet enregistrement.

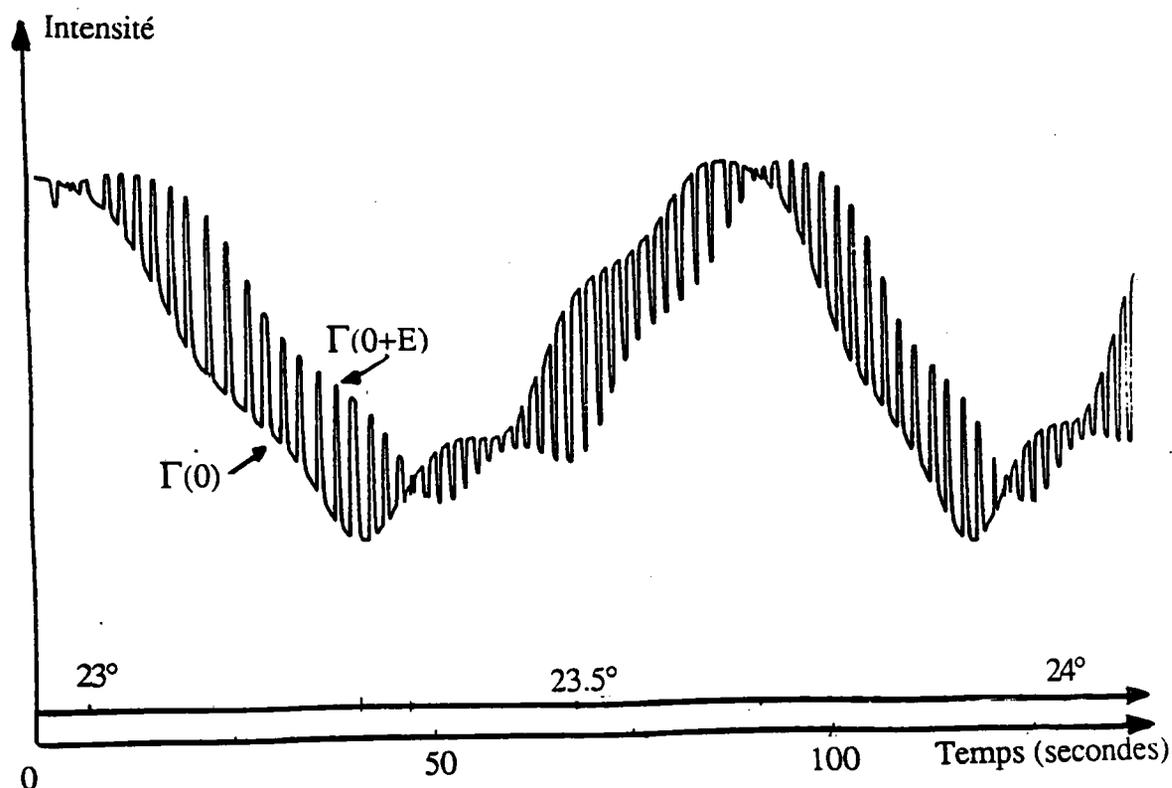


Figure 6-7: courbe expérimentale caractéristique de la transmittance en fonction de la température et de la tension appliquée.

En utilisant l'équation (6.1-8), nous pouvons calculer l'effet thermo-optique. Le deuxième terme de cette équation fournit:

$$\frac{d\Delta n(0)}{dT} = \frac{\lambda}{2\pi L_i} \frac{d\Gamma(0)}{d\Gamma} \quad (6.1-14)$$

Expérimentalement, nous avons trouvé qu'à une variation de température de 1.5 °C, correspond un déphasage $d\Gamma(0)$ de 2π . L'équation précédente nous donne alors:

$$\frac{d\Delta n(0)}{dT} = 4.2 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$$

Bien que ce résultat corresponde à celui calculé précisément dans le § précédent (et également trouvé dans la littérature) il ne peut être qu'indicatif, en raison des erreurs expérimentales liées à cette méthode. Ici l'effet thermo-optique est utilisé pour créer un déphasage des composantes principales de la polarisation. L'échelon de température de consigne que nous avons indiqué au régulateur PID est d'amplitude faible. Cela permet une variation quasi-monotone de la température. Mais cette variation est toutefois trop importante pour considérer que la température de l'échantillon et celle mesurée sont identiques. Les erreurs expérimentales, effectuées sur la valeur de la température induisant un déphasage de $d\Gamma(0)$ de 2π génèrent une erreur sur la valeur de $\frac{d\Delta n(0)}{dT}$ de l'ordre de 15%.

L'effet thermo-optique induit un déphasage des composantes optiques de $d\Gamma(0)$ de 2π en $t_{2\pi} = 84.75$ secondes compte tenu de la correction en température. La différence entre les deux courbes correspondant à l'effet électro-optique a une valeur de $t_{vp} = 12.5$ secondes.

Nous obtenons la valeur du déphasage $\Gamma(E)$:

$$\Gamma(E) = 0.93 \text{ rd}$$

Le coefficient électro-optique, r_c est alors calculé par l'équation (6.5-6) en remplaçant r_α par r_c :

$$r_\alpha = 17.53 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

1.5.3. Calcul de la précision et discussion

La précision obtenue sur la valeur du coefficient E/O s'exprime:

$$\frac{\delta r_\alpha}{r_\alpha} = \frac{\delta A}{A} + \frac{\delta \Gamma(E)}{\Gamma(E)} + \frac{\delta V_p}{V_p} \quad (6.1-15)$$

avec:

$$\frac{\delta\Gamma(E)}{\Gamma(E)} = \frac{\delta t_{vp}}{t_{vp}} + \frac{\delta t_{2\pi}}{t_{2\pi}} \quad (6.1-16)$$

Les erreurs de lecture des temps valent dans notre application:

$$\delta t_{vp} = \delta t_{2\pi} = 1 \text{ seconde}$$

Nous obtenons une précision sur r_c :

$$\frac{\delta r_c}{r_c} = 10\%$$

Remarque:

Avec cette méthode, on pourrait aussi envisager d'obtenir le coefficient E/O en mesurant, non pas le déphasage mais l'intensité. Pour illustrer cette possibilité, nous avons représenté la variation d'intensité par l'écart entre les points M4 et M5 des courbes de la figure 6-6. En normalisant cette valeur par la prise en compte de l'intensité crête à crête du signal correspondant à I_0 , nous pouvons à nouveau obtenir le coefficient E/O tout comme dans les méthodes de mesures d'intensité. Dans ce cas, la précision obtenue est médiocre en raison particulièrement des imprécisions sur la valeur de I_0 et des calculs intermédiaires.

Cette méthode constitue une extension des possibilités de mesure des coefficients E/O en statique. Elle n'est possible que pour des mesures électro-optiques sur des matériaux biréfringents naturellement. Par ailleurs, pour une mise en oeuvre correcte, il est nécessaire de pouvoir contrôler une variation monotone, de la température de l'échantillon, ce qui est particulièrement délicat. Mais lorsque l'effet thermo-optique est expérimentalement maîtrisé, cette méthode est particulièrement intéressante quant à la justesse des résultats obtenus.

L'effet thermo-optique que l'on cherche habituellement à s'affranchir dans toutes les autres méthodes, sans y arriver parfaitement avec certains matériaux sensibles, est utilisé, ici, pour déterminer l'effet électro-optique. On a équivalence entre les effets T/O et E/O. Donc avec une précision obtenue comparable à celle obtenue avec la méthode de mesure directe du déphasage induit par le champ électrique statique, la justesse du résultat sera plus grande.

Cette méthode montre quantitativement que pour obtenir une modulation linéaire précise avec les modulateurs électro-optiques commerciaux, il est nécessaire d'y associer un asservissement extrêmement précis en température (plus éventuellement une compensation par un deuxième cristal équivalent en série), et un asservissement également précis en tension (application d'une tension d'offset) pour permettre, à un point de fonctionnement défini, de compenser les variations résiduelles de $d\Gamma$.

2. ANALYSE COMPAREE DES RESULTATS OBTENUS PAR LES DIFFERENTES METHODES

2.1. ANALYSE COMPAREE DES DIFFERENTES METHODES UTILISEES

Pour les montages à une onde, on peut discerner les différentes méthodes présentées auparavant en fonction de la grandeur mesurée (intensité du faisceau laser transmis, tension caractéristique appliquée au cristal ou déphasage des composantes de la polarisation) et de la forme des signaux mis en oeuvre (statique ou dynamique).

Analysons à présent les avantages et les inconvénients selon le type de mesure envisagée en fonction de la grandeur mesurée puis de la forme des signaux.

Comparaison en fonction de la grandeur mesurée

2.1.1. Méthodes de mesure d'intensité

D'un point de vue théorique, ces méthodes sont a priori, les plus directes à utiliser sachant qu'elles consistent directement en la détermination des grandeurs physiques intervenant explicitement dans l'équation générale d'un modulateur d'amplitude ($I = fct(V)$).

Pratiquement, de nombreuses précautions expérimentales sont nécessaires pour mesurer les variations d'intensités dues à l'effet électro-optique. En particulier, une phase initiale est nécessaire afin d'obtenir la transmittance opto-électronique du montage englobant les pertes d'intensité dans le banc optique et reliant les tensions mesurées en sortie des photo-amplificateurs et les intensités laser. Ces mesures préliminaires nécessitent l'utilisation d'un radiomètre dont la sonde est généralement volumineuse et délicate à insérer dans le trajet du faisceau lumineux. Il en résulte une première cause d'erreur sur la valeur obtenue du coefficient électro-optique.

Dans la phase de mesure, ces méthodes nécessitent, en amont du montage d'un contrôle permanent de l'intensité du faisceau laser afin de considérer ses fluctuations.

En statique, à cause du bruit opto-électronique, la précision obtenue avec cette méthode ne permet d'obtenir des résultats fiables que si la tension DC appliquée à l'échantillon est élevée induisant ainsi une grande variation d'intensité. Néanmoins, dans ce cas des dommages irréversibles peuvent être causés au cristal.

En dynamique, pour obtenir une précision comparable à celle obtenue en statique il suffit d'utiliser une amplitude de la tension appliquée beaucoup plus faible. Mais, cette méthode, dans ce cas, ne peut être mise en oeuvre que si les gains statiques et dynamiques du photo-amplificateur de sortie sont parfaitement connus ou identiques. Par ailleurs, l'utilisation des méthodes dynamiques oblige à faire appel à des approximations (cf chapitre 4 § 1) qui réduisent la précision du résultat final.

2.1.2. Méthodes de mesure de la tension de demi-onde

La mise en oeuvre de cette méthode est très différente que l'on soit en statique ou en dynamique.

En statique, c'est directement la tension V_{π} qui est déterminée. Il n'y a pas de mesure d'intensité à effectuer mais uniquement une détermination de deux points de la courbe caractéristique de transfert séparés d'un déphasage correspondant à π . Il n'y a donc plus de mesure d'intensité à effectuer, mais uniquement un enregistrement de la forme de la caractéristique de transfert en fonction de la tension DC appliquée. Une détermination précise de V_{π} nécessite l'enregistrement d'un grand nombre de points et, en conséquence un balayage en tension relativement lent. Les points de fonctionnement apportant le plus de précision quant à leur localisation sont les extrémas de la courbe de transmission. L'obtention du premier extrémum est obtenu par l'application d'une tension continue initiale. En conséquence, si cette tension est trop élevée, un déphasage de π ne pourra être repéré, nécessitant alors un champ appliqué trop important.

En dynamique, la tension V_{π} est déterminée par une mesure de la variation de l'intensité transmise due à l'application de la tension AC. Tous les désavantages des mesures d'intensité sont alors retrouvés avec cette méthode. Par ailleurs, la valeur de V_{π} ainsi trouvée, dépendant de la fréquence du champ de modulation ne correspond pas nécessairement à la tension V_{π} statique.

2.1.3. Méthodes de mesure directe du déphasage induit

Ces méthodes ne sont pas applicables avec le montage simple à polarisation linéaire (cf chapitre 3 § 3) Avec les montages à compensation, l'équation de la transmittance, met en évidence une relation directe entre le déphasage induit par le champ électrique appliqué et l'angle de l'analyseur nécessaire à le compenser afin d'obtenir un point de fonctionnement

constant. La mesure de l'angle de l'analyseur lors du suivi de ce point de transmission permet alors de calculer le déphasage induit par le champ appliqué et d'obtenir ainsi, directement le coefficient électro-optique.

Il est important de signaler que l'effet électro-optique, nous permettant de calculer le coefficient E/O, avec ces méthodes est toujours induit par une tension continue appliquée au cristal. La distinction entre statique et dynamique consiste, ici dans la différence du mode de détection du point de fonctionnement (en dynamique, un champ électrique AC est superposé au champ électrique DC).

Ces méthodes ne nécessitent pas de mesurer d'autres grandeurs physiques intermédiaires pour le calcul du coefficient (comme l'intensité, par exemple), ni de connaître la valeur de la transmittance opto-électronique du montage. En conséquence, ces méthodes de mesure directe du déphasage, associées à un repérage précis de l'angle de l'analyseur, apportent la plus grande précision que l'on puisse atteindre dans la caractérisation électro-optique.

Par ailleurs, la relation liant le champ appliqué et le déphasage qu'il induit dans l'échantillon est linéaire si seul l'effet électro-optique Pockels est présent et apporte une réponse linéaire. Si des effets d'ordre supérieur existent, ces méthodes nous permettent alors, dans la limite de leur précision, de les déterminer, par mesure de la non-linéarité de la réponse $\Gamma = fct(V)$.

Le point de fonctionnement choisi lors de l'utilisation de ces méthodes est en général le point de transmission. Dans ce cas, il n'y a pas de saturation des systèmes de détection. Le suivi de ce point de transmission reste, néanmoins très délicat en statique (cf § suivant).

Spécialement en dynamique, cette méthode est très sensible aux fluctuations des paramètres expérimentaux externes intervenant lors de la mesure électro-optique, telles les fluctuations de la température. Cette sensibilité nécessite de prendre de grandes précautions durant l'expérience. Mais cette même sensibilité, si les conditions expérimentales sont maîtrisées, nous permet de mettre en évidence de faibles variations d'indice et de mesurer des effets physiques additionnels, particulièrement, l'effet thermo-optique ou l'effet piézo-optique.

Comparaison en fonction de la forme des signaux

2.1.4. Méthodes de mesure en statique

Avantages des méthodes de mesure en statique

Le principal avantage de ces méthodes consiste en la simplicité de l'expérimentation tant du point de vue de la mesure de la grandeur à caractériser que dans l'équipement associé à l'expérience. Une seule source de tension est nécessaire pour la mesure et des photo-amplificateurs à faible bande-passante peuvent être utilisés. Toutefois, la précision sera

d'autant meilleure que le gain de ces photo-amplificateurs sera grand. De même, nous pouvons constater que la précision dans la détermination du coefficient E/O sera augmentée par l'application d'un champ électrique lui-même de valeur élevée. Il est donc important avec ces méthodes d'utiliser une alimentation continue permettant de grandes tensions appliquées. La valeur maximale de la tension applicable correspond à celle au-delà de laquelle des dommages peuvent être occasionnés dans le cristal.

Inconvénients des méthodes de mesure en statique

En contre partie de la simplicité des méthodes statiques (comparativement aux méthodes dynamiques) des erreurs systématiques sont ajoutées durant les mesures. Ces erreurs sont principalement dues à l'addition du bruit opto-électronique sur le signal lumineux transmis et éventuellement mesuré. Il n'existe pas en statique de méthodes satisfaisantes pour augmenter de façon significative le rapport signal sur bruit. Particulièrement avec certains cristaux de moindre qualité optique (dans lesquels, la lumière est absorbée ou diffusée par exemple,...) les mesures électro-optiques ne peuvent être effectuées avec des méthodes statiques. Par conséquent nous n'utiliserons ces méthodes de mesures en statique que pour une première approche expérimentale de la détermination du coefficient électro-optique recherché.

2.1.5. Méthodes de mesure en dynamique

Avantages des méthodes de mesure en dynamique

Pour les mêmes grandeurs mesurées, les précisions obtenues avec les méthodes dynamiques sont meilleures que celles obtenues avec les méthodes statiques. Ceci est rendu possible grâce à l'utilisation des techniques de traitement du signal. En particulier, il est possible d'utiliser un photo-amplificateur associé à un filtre ou une détection synchrone accordés à la fréquence ou au multiple de la fréquence de modulation. Par ailleurs, ces méthodes étant plus précises, elles permettent de discerner de façon plus juste, l'effet électro-optique réel des effets additionnels intervenant pendant les mesures.

Inconvénients des méthodes de mesure en dynamique

Les méthodes de mesures en dynamique nécessitent un appareillage plus complexe que les méthodes de mesure en statique. Particulièrement pour la méthode de suivi du point de fonctionnement, il est nécessaire de posséder un amplificateur haute tension autorisant une tension continue d'offset élevée.

En contre partie de la sensibilité de ces méthodes, elles sont relativement délicates à mettre en oeuvre et demandent un temps d'expérimentation plus long.

2.1.6. Méthodes de mesures interférométriques

Concernant ces méthodes, comparées aux méthodes basées sur les montages à une onde, nous pouvons rappeler les performances suivantes.

Avantages des méthodes de mesures interférométriques

Le principal avantage des méthodes de mesures interférométriques est la possible détermination des coefficients électro-optiques séparés (tels r_{13} et r_{33} dans l'expression de r_c) et de leur signe. Cet avantage les rend indispensables lorsque l'on veut établir complètement le tenseur électro-optique d'un cristal.

Inconvénients des méthodes de mesures interférométriques

Les méthodes interférométriques mettent en oeuvre des signaux de faible amplitude. Ceci a pour conséquence l'extrême sensibilité des montages utilisés aux perturbations externes. En particulier, la stabilité des ensembles mécaniques et la maîtrise du bruit opto-électronique se superposant au signal mesuré, sont prépondérantes quant à la précision espérée avec ces méthodes. En raison du mauvais rapport signal/bruit, ces méthodes nécessitent un appareillage important de traitement du signal. Malgré cela, la précision optimale que l'on peut obtenir sur la valeur du coefficient électro-optique est moins grande que celle obtenue avec les méthodes basées sur un montage à une onde.

2.2. ANALYSE COMPAREE DES RESULTATS OBTENUS

Les résultats reportés dans les chapitres 3,4 et 5, sont obtenus sur un même échantillon de LiNbO_3 , dans une même configuration et avec un même montage expérimental . Néanmoins ils fournissent des valeurs très dispersées, comprises entre:

$$17 \cdot 10^{-12} \text{ m/V} < r_c < 23 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

La figure suivante indique les différentes valeurs de r_c obtenues en fonction des différents montages

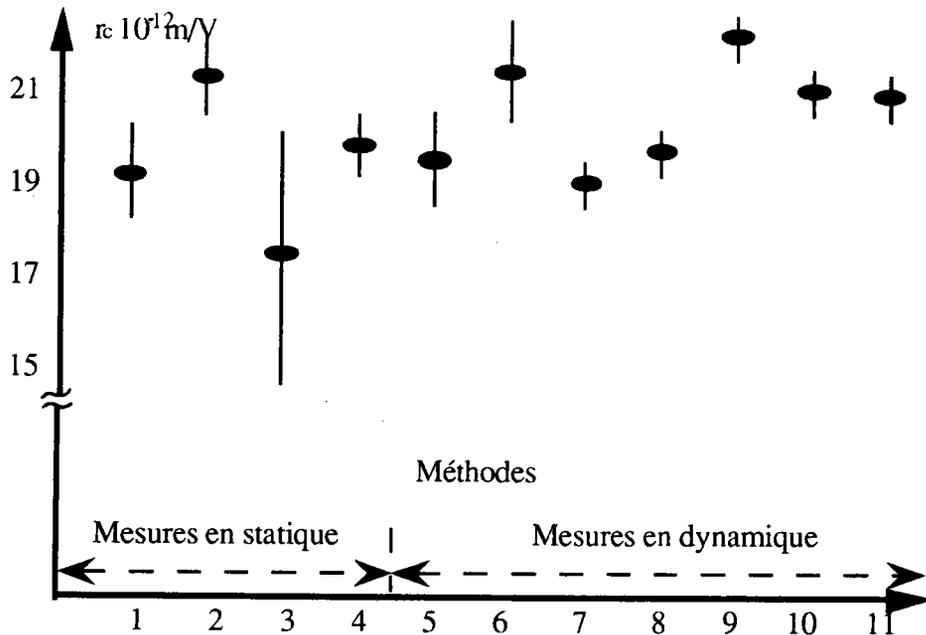


Figure 6-8: les valeurs de r_c obtenues et présentées dans ce mémoire

Méthodes de mesure en statique:

suivi du point de fonctionnement minimum

Méthodes de mesure en dynamique:

1-mesure d'intensité

2-mesure de la tension de demi-onde

3-avec un montage à polarisation linéaire

4-avec un montage à compensation

5-mesure d'intensité

6-mesure de la tension de demi-onde

7-8-9-10-11-suivi du point de fonctionnement minimum,
mesure de β

On remarque, dans la figure 7-8, que les résultats obtenus par les différentes méthodes ne se recouvrent même pas si on tient compte de leurs intervalles d'incertitude. C'est la preuve de l'existence d'une autre cause d'erreur induisant un déplacement par rapport à la valeur vraie du coefficient électro-optique.

D'autre part, si aucune précaution particulière n'est prise, nous observons, pour différentes mesures effectuées avec une même technique de mesure, c'est à dire un même montage et une même méthode, une discordance des résultats (valeurs de r_c correspondant aux points 7,8,9,10 et 11 de la figure 7-8). Nous pouvons donc en conclure à l'existence d'une erreur non liée à une méthode et difficilement contrôlable pour une méthode donnée. Or, toutes les méthodes de mesures des coefficients E/O nécessitent au minimum deux instants de prise de mesures qui sont donc réalisées à des températures voisines mais distinctes. Cette variation est difficilement prise en compte dans les calculs d'incertitude. Néanmoins, cette contribution additionnelle à l'incertitude sur la valeur du coefficient E/O due à l'effet T/O, que l'on a calculé pour la méthode de mesure directe du déphasage au point de doublement

de la fréquence devrait aussi être quantifiée et insérée au calcul d'incertitude de chaque méthode.

Ainsi, pour cette méthode (chapitre 4, § 4.2), nous pouvons constater que la non prise en compte d'un changement de température de 0,1°C autour de la température ambiante entre les mesures de $\beta_{2\omega}$ et $\beta_{2\omega}(0)$ induirait un déphasage $\beta_{2\omega}(E)$ exprimé par l'équation suivante:

$$\beta_{2\omega}(E) = \left[\beta_{2\omega} + 0.1 \frac{d\beta_{2\omega}}{dT} \right] - \beta_{2\omega}(0) \quad (6.4-3)$$

et entraînerait une valeur fautive pour r_c , qui pourrait alors varier de:

$$16.2 \cdot 10^{-12} \text{ m/V} < r_c < 23.7 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

Cet intervalle correspond à 40% de la valeur moyenne obtenue de r_c .

Ceci montre que la non prise en compte d'une variation de température (donc de l'effet thermo-optique) pendant l'expérience est à elle seule suffisante pour expliquer la disparité des résultats obtenus.

Pour une détermination correcte et précise des coefficients E/O, nous devons utiliser une méthode permettant la prise en compte de l'effet thermo-optique. La méthode que nous préconisons est la méthode de mesure directe du déphasage induit au point de doublement de fréquence basée sur un montage à compensation. Cette méthode est en effet la méthode offrant le plus de sensibilité comparativement aux autres méthodes utilisées en E/O. Elle permet une quantification séparée de la contribution électro-optique et de la contribution thermo-optique dans la modification du faisceau lumineux à travers le cristal (phase et intensité). Dans ces conditions, avec des précautions suffisantes concernant la stabilité de la température, on a pu montrer que les résultats sont reproductibles dans un intervalle de 4.8%

La méthodologie pour une mise en oeuvre correcte de cette méthode en fonction de la température est la suivante:

On applique au cristal une tension alternative permettant, par repérage du signal lumineux modulé à la fréquence double, un positionnement précis au point d'extinction (point de doublement de fréquence). Ce point de fonctionnement est obtenu par une rotation angulaire égale à $\beta_{2\omega}(0)$ lorsqu'il n'existe pas de champ appliqué au cristal et par une rotation égale à $\beta_{2\omega} = \beta_{2\omega}(0+E)$ lorsqu'un champ continu existe. Une variation continue et monotone de la température du cristal appliquée dans ces deux cas permettra d'enregistrer à la fois la

contribution E/O et la contribution T/O. Un couple de courbes $\beta_{2\omega} \Big|_{V_{DC}} = \text{fct}(T)$ peut alors être tracé. La différence entre les deux courbes représente la contribution électro-optique au déphasage induit $\frac{d\beta_{2\omega}(E)}{dV_{DC}} \Big|_T$.

La pente des courbes représente les contributions thermo-optiques au déphasage induit $\frac{d\beta_{2\omega}(0)}{dT} \Big|_{V_{DC}=0}$ et $\frac{d\beta_{2\omega}(E)}{dT} \Big|_{V_{DC}}$.

La dépendance en température du coefficient E/O, si elle existe peut donc être également déduite de même que l'effet quadratique si des relevés pour différentes tensions sont effectués.

L'incertitude dans les mesures, et en particulier, celle venant de l'effet thermo-optique peut aussi être invoquée. Elle peut expliquer la large étendue des valeurs de r_c obtenues par de nombreux auteurs.

En effet, comme nous l'avons signifié dans la présentation du LiNbO_3 , (cf chapitre 1 - § 4), les valeurs du coefficient E/O r_c sont comprises entre [29]-[35] :

$$17 \cdot 10^{-12} \text{ m/V} < r_c < 21 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

Ces résultats proviennent de caractérisations effectuées dans des conditions expérimentales apparemment identiques (température ambiante, basse fréquence...). Ces variations dans les valeurs de ce coefficient ont pu être attribuées aux différences dans la cristalllogénèse des échantillons testés, à l'influence de défauts incontrôlables, aux dommages optiques, aux imperfections de structure monodomaine des cristaux. Nous pensons que seule, la méthode précise de détermination des coefficients électro-optiques préconisée ici, impliquant la considération de l'effet thermo-optique est capable de corroborer ces hypothèses.

CHAPITRE 7

CONCEPTION ET REALISATION D'UN BANC ELECTRO-OPTIQUE A UNE ONDE POUR LA DETERMINATION AUTOMATIQUE DES COEFFICIENTS ELECTRO-OPTIQUES

1. INTRODUCTION

Nous avons présenté, dans les chapitres précédents, les effets électro-optiques et décrit les différentes techniques de mesures permettant d'obtenir les coefficients E/O d'un cristal. La mise en oeuvre de ces techniques de mesures s'effectue sur deux types de montages optiques (cf. chapitre 2.): les montages à une onde de type modulateur et les montages à deux ondes de type interférométrique. Les grandeurs mesurables permettant d'obtenir les coefficients E/O sont (cf chapitre 1.)

- l'intensité lumineuse transmise I ,
- la tension de demi- onde V_{π} ,
- le retard de phase induit par le champ électrique $\Gamma(E)$,

que l'on peut obtenir par des mesures statiques (cf chapitre 3.) ou dynamiques (cf chapitres 4. et 5.) en divers points de la caractéristique de transmission optique du montage utilisé.

Nous avons choisi de développer au laboratoire un banc optique à une onde pour la caractérisation électro-optique de solide. Le banc optique doit pouvoir assurer les montages à polarisation linéaire, circulaire et à compensation optique et s'adapter rapidement aux contraintes expérimentales du moment qui peuvent être résumées ainsi :

- nécessité d'obtention de résultats rapides,
- nécessité d'obtention de résultats précis,
- prise en compte de la sensibilité du cristal à des contraintes externes telles, la température, la tension appliquée...
- prise en compte de la sensibilité du cristal à des contraintes internes telles, le pouvoir rotatoire, la polarisation spontanée, les effets d'ordre supérieur...

La méthode apportant la plus grande précision dans la détermination des coefficients E/O, mais générant également de grandes contraintes d'utilisation due à sa sensibilité, est la méthode de modulation E/O au point de doublement de fréquence. Elle a donc naturellement

guidé le choix de l'appareillage. Cette méthode basée sur la mesure directe du déphasage induit est précise mais elle est relativement lente vis à vis des méthodes traditionnelles lorsqu'elle est appliquée manuellement. Ces particularités justifient le développement d'une automatisation de la manipulation.

Nous nous devons d'insister sur la modularité que présente la solution développée au laboratoire. Le choix des équipements et des solutions matérielles (puis logicielles), permet la mise en oeuvre des différentes méthodes basées sur les montages à une onde en respectant les diverses contraintes précitées. Le logiciel associé à l'automate a été conçu et développé en ce sens.

Après une description succincte du fonctionnement global d'une expérimentation, la réalisation expérimentale de la structure optique et de l'environnement électronique du dispositif ainsi que l'automatisation sont présentés en détail et évaluée. L'évolution du dispositif sera évoquée dans le dernier paragraphe de ce chapitre.

2. LE MONTAGE EXPERIMENTAL

2.1. PRESENTATION GENERALE DE LA REALISATION

Le synoptique général de l'installation est présenté par la figure suivante. Les principaux ensembles que l'on retrouve sont :

- le banc optique proprement dit,
- l'ensemble de photo-amplification,
- l'ensemble acquisition et traitement,
- les sources de tensions,
- l'ensemble asservissement et contrôle comprenant une partie matérielle et une partie logicielle.

Les différentes grandeurs caractéristiques ainsi que les paramètres de mesures sont représentés dans la figure 7-1.

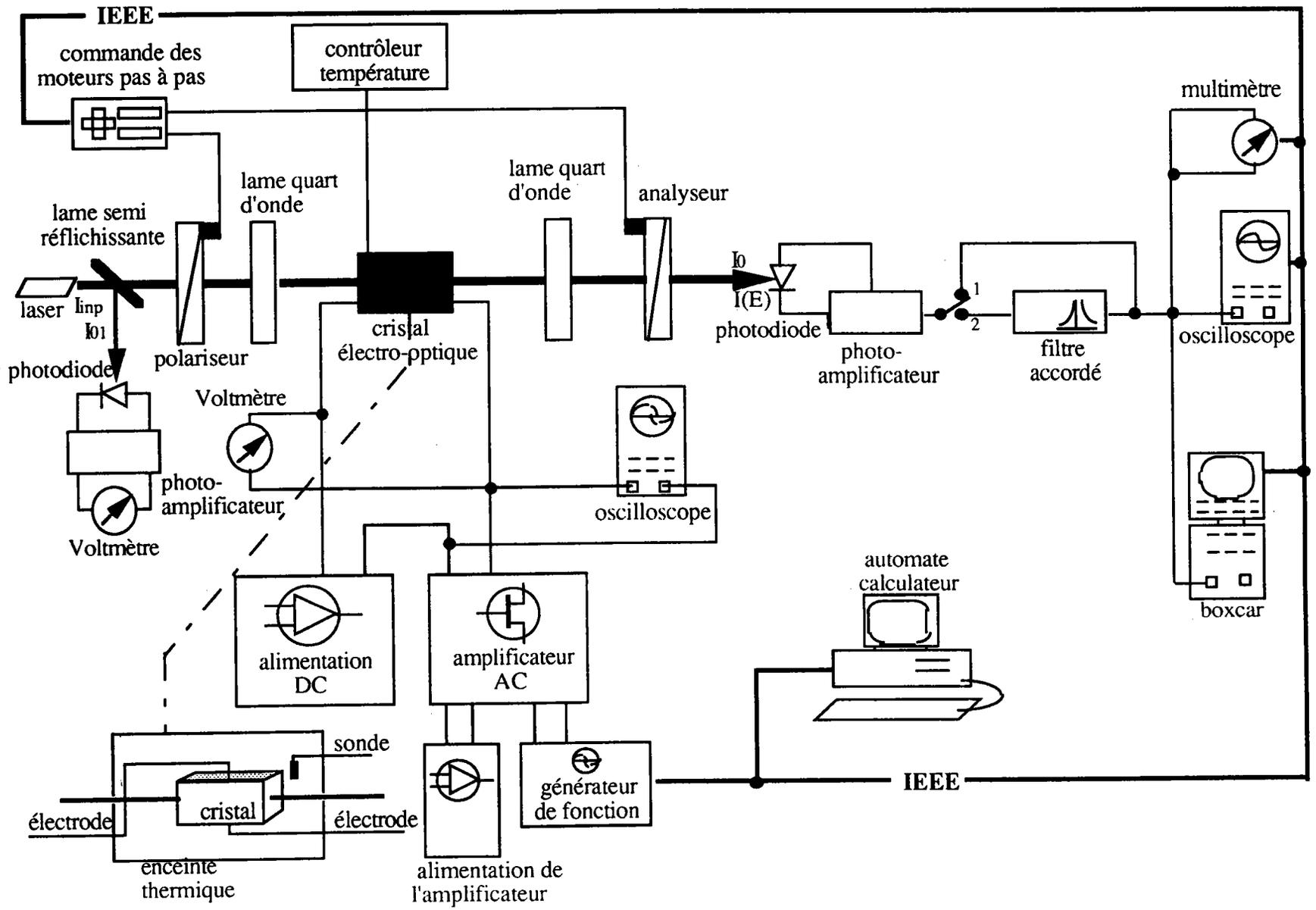


Figure 7-1 : Représentation générale du banc électro-optique (associé au montage optique à une onde) utilisé pour la caractérisation électro-optique de matériaux massifs.

Rappelons juste qu'un cristal électro-optique lorsqu'il sera soumis à une tension (tension continue V_{DC} ou alternative V_{AC} de pulsation ω_m) induira via ses coefficients E/O r et R (coefficients linéaires et quadratiques) un déphasage Γ des composantes de la polarisation d'un faisceau laser d'intensité I_0 et de longueur d'onde λ . Il en résultera une variation d'intensité I en sortie du montage. La position du point de fonctionnement expérimental est effectué par ajustement de l'angle de l'analyseur β . Deux points de fonctionnement sont importants, l'un nommé M_0 (point de linéarité maximale) correspondant à un signal de pulsation ω_m et l'autre, nommé M_0 (point de transmission minimum) correspondant à un signal de pulsation $2\omega_m$. Le module de contrôle génère les valeurs de consigne pour les tensions, les angles des optiques et la température. Le synoptique général du banc opto-électronique est représenté sur la figure 7-2 Le cliché de la figure 7-3 donne une vue d'ensemble du montage expérimental réalisé. On distingue nettement les 5 sous ensembles qui le composent et qui vont être décrits ultérieurement.

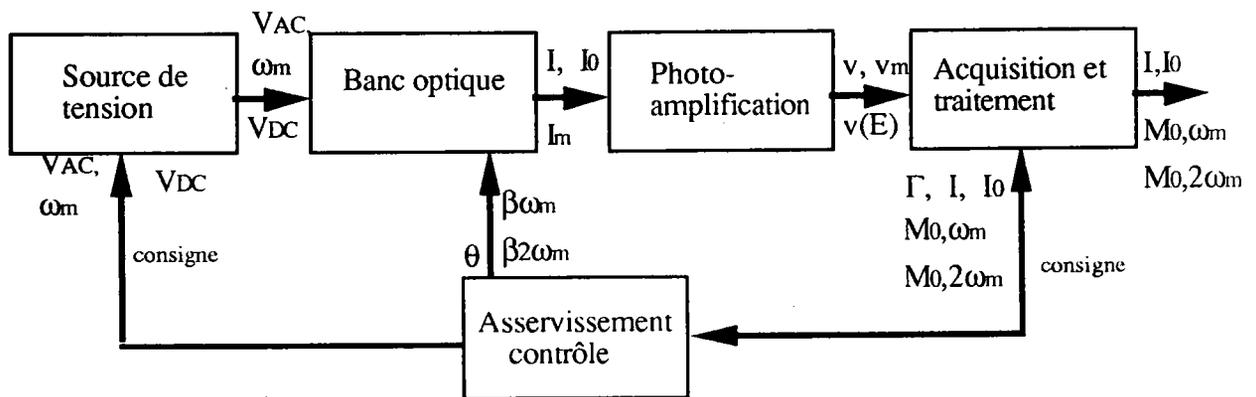


Figure 7-2: Synoptique général du banc électro-optique

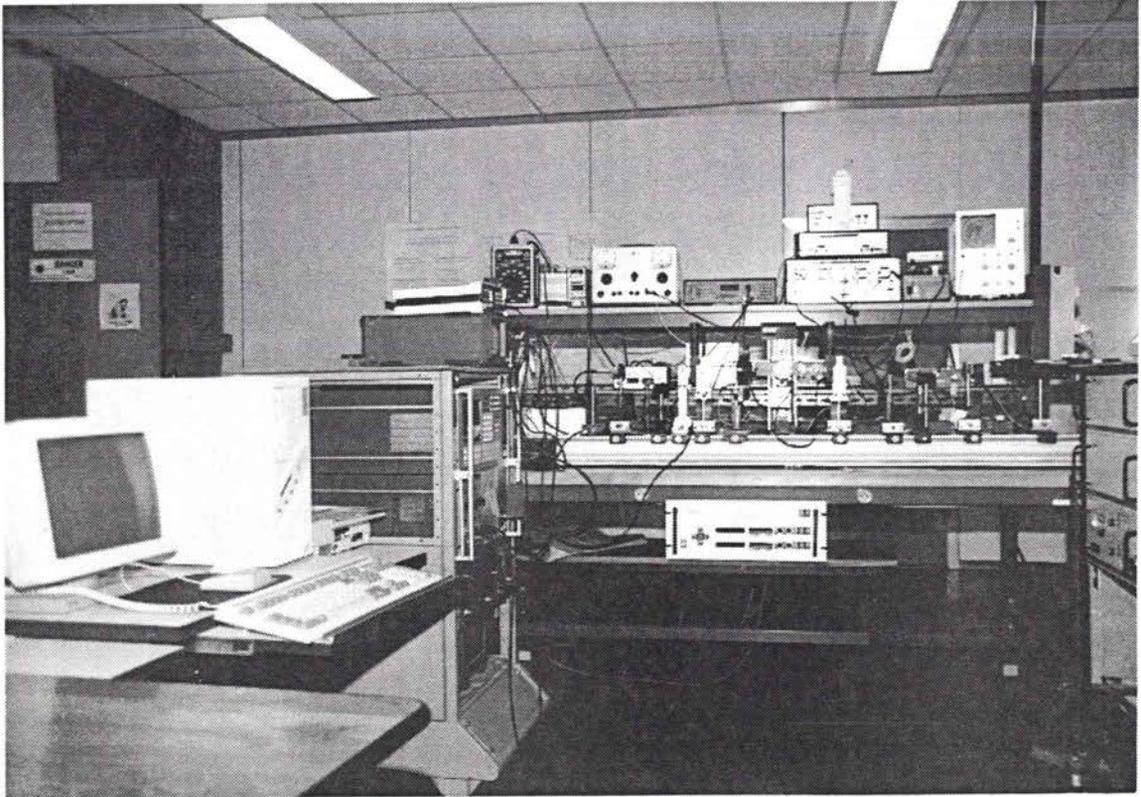


Figure 7-3: Vue d'ensemble du montage expérimental des mesures électro-optiques: on distingue au centre le banc optique avec le cristal électro-optique dans le four et à droite la source laser. A gauche on trouve la partie photoamplification du faisceau principal. L'ensemble acquisition et traitement se trouvent sur la gauche du banc optique et en arrière de celui-ci. Les sources de tension AC et DC se situent respectivement en hauteur et à droite du cliché. Notons enfin la présence du ordinateur à gauche ainsi que celle du contrôleur de moteur pas à pas en dessous du banc. Le contrôleur PID de régulateur de température est situé en haut à gauche.

2.2. DESCRIPTION DU BANC OPTIQUE

Le synoptique du banc optique est représenté par la figure suivante :

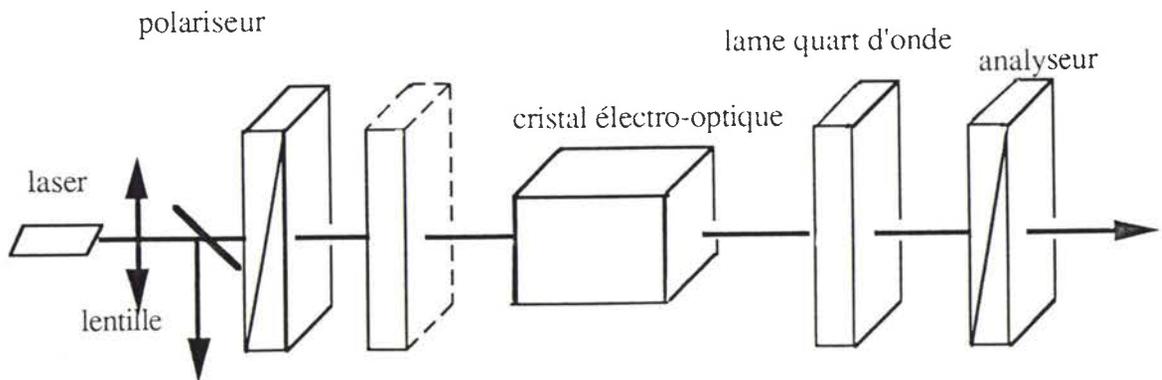


Figure 7-4: Le banc optique

Les différents éléments constituant le banc se retrouvent sur le cliché de la figure 7-4.

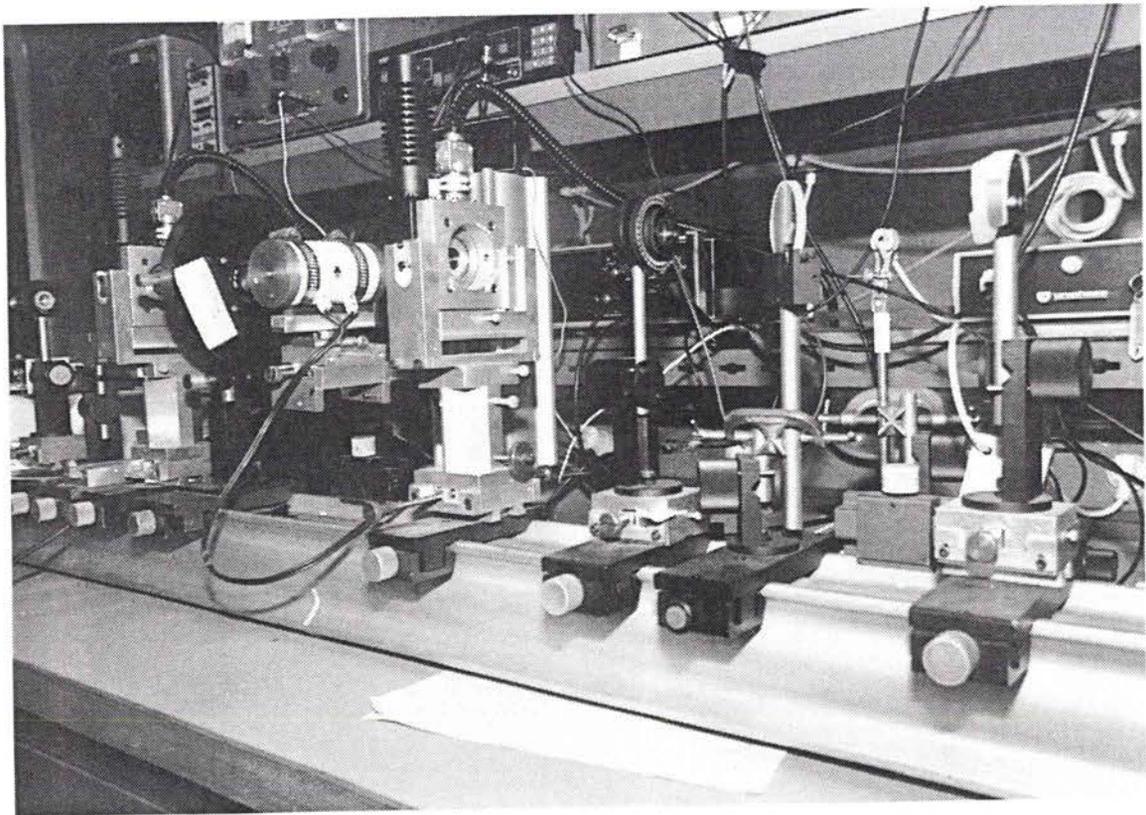


Figure 7-5: Le banc optique (équipé, sur ce cliché, pour une mesure d'intensité)

La source laser représentée ici est un laser He-Ne ($\lambda = 633 \text{ nm}$) non polarisé de 8mW. Pour rendre le faisceau parallèle, une lentille de grande focale ($f=500\text{mm}$) et positionnée pour obtenir le faisceau de diamètre inférieur au mm est insérée en amont du montage. Les polariseurs en amont et aval du cristal sont deux polaroïdes montés entre verres. Leur rotation est assurée par des unités de rotation pilotées par des moteurs pas à pas. Ces ensembles Micro-contrôle référencés UR 80 PP, assurent un pas de $1/100^\circ$ de rotation. Les lames retards utilisées dans les différents montages sont des lames quartz simples du deuxième ordre de retard $\lambda/4$ (quart d'onde) montées dans des supports à rotation manuelle. La précision de la lecture de la position angulaire est établie au $1/10^\circ$. Néanmoins, l'utilisation des méthodes par détection de zéro (méthode directe de mesure du déphasage induit (cf § 7.4. par exemple) assurent un positionnement pouvant être acquis si précisément que l'erreur est négligeable ^[94]. La tolérance des lames retard est de l'ordre de 10% au maximum ^[87] L'erreur ainsi induite dans l'expérimentation, bien que plus importante dans les montages à polarisation linéaire et à compensation que dans les montages à polarisation

circulaire, est dans tous les cas inférieure à l'erreur induite par la mesure proprement dite.
[94]

Le cristal électro-optique est placé sur un porte échantillon réalisé au laboratoire permettant l'application d'un champ électrique à l'intérieur d'une enceinte thermique. Ce dispositif possède 4 degrés de liberté dans le plan et autour des axes perpendiculaires à l'axe principal du banc.

Différentes configurations (effet électro-optique transverse ou longitudinal) de même que différents types d'électrodes (plaques, laques...) sur un cristal libre ou bloqué mécaniquement sont possibles avec ce montage.

Le cliché de la figure 7-6 montre l'ensemble porte échantillon.

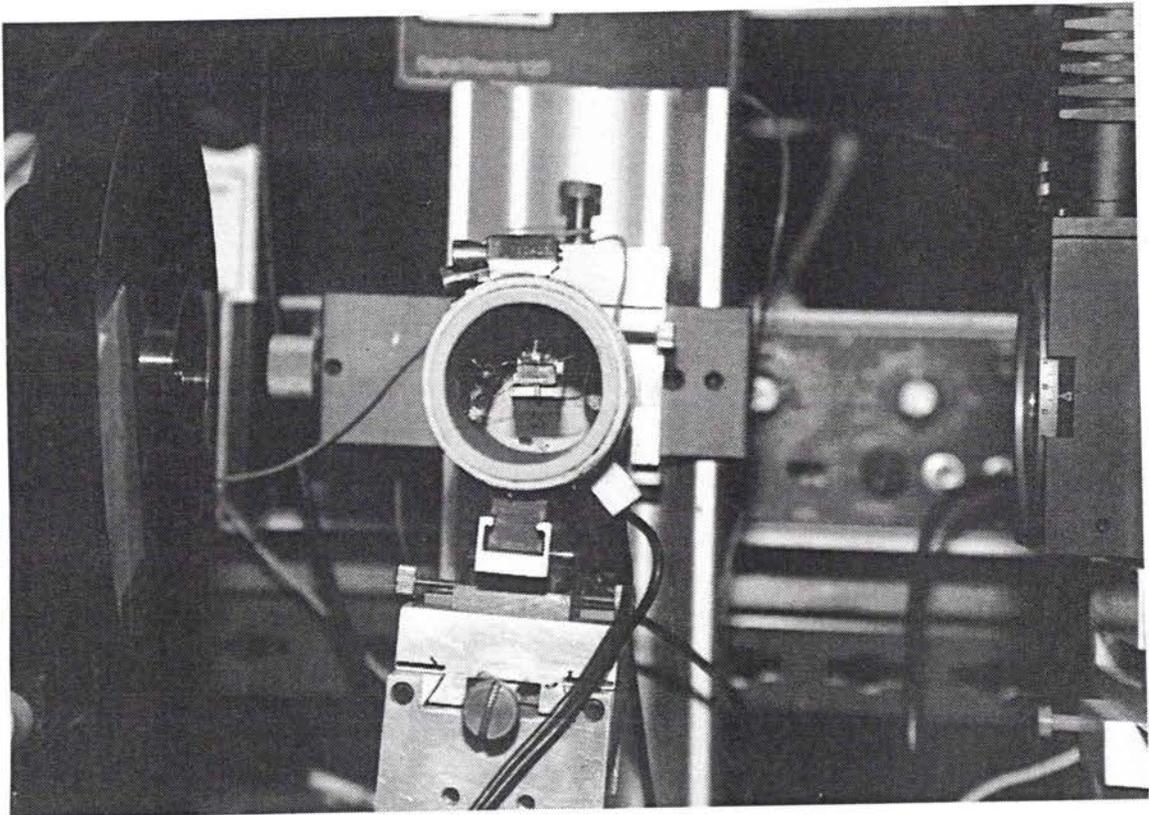


Figure 7-6: L'ensemble porte échantillon Le cylindre extérieur correspond à l'enceinte thermique dans laquelle, nous avons inséré notre échantillon

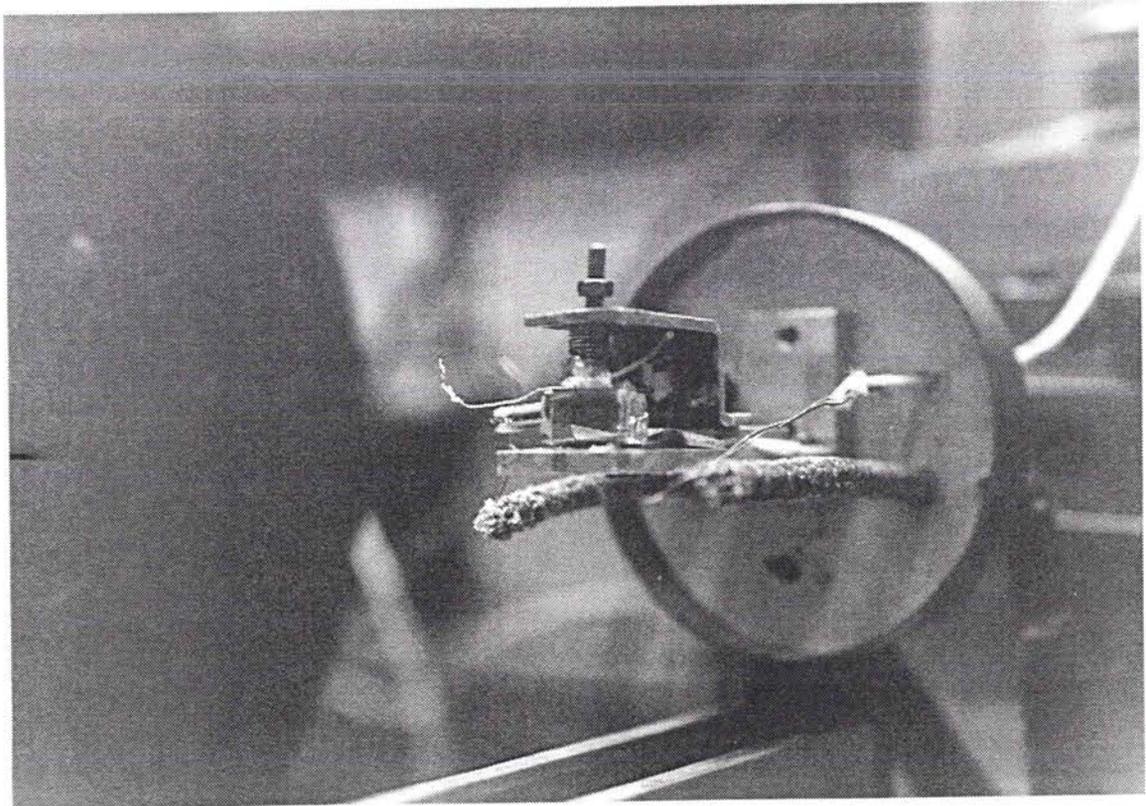


Figure 7-7: Le cristal sur son porte échantillon. A l'intérieur de l'enceinte thermique, on peut distinguer les fils d'alimentation électriques du cristal et le thermo-couple .

Les réglages micro-mécaniques s'effectuent à l'extérieur du four. Ceci nécessite des ouvertures conséquentes (diamètre = 1 cm) dans celui-ci pour le passage du faisceau optique mais permet un ajustement aisé des alignements. Les perturbations de la température induites par ces orifices sont minimisées par la forte inertie thermique du four et par le fait de l'importance de volume chauffé par rapport au volume de l'échantillon.

Les deux photodiodes utilisées sont de type PIN et chacune est suivie d'un photoamplificateur.

2.3. DESCRIPTION DES ENSEMBLES DE PHOTOAMPLIFICATION

Deux types de photoamplificateurs sont nécessaires, un photoamplificateur à gain fixe pour l'amplification et le contrôle du signal optique d'entrée et un n photoamplificateur à gain variable pour la détection du signal de sortie.

2.3.1. Module de photoamplification d'entrée

Le signal lumineux incident dans le banc optique est séparé en deux par une lame semi-réfléchissante. Une proportion fixe de l'intensité lumineuse I_0 est ainsi déviée vers le premier système de détection. Rappelons que la caractérisation de l'intensité incidente ainsi réalisée

est indispensable dans les méthodes expérimentales de détermination des coefficients électro-optique par la mesure de la variation de l'intensité induite par le champ électrique dans le cristal. La photodiode utilisée est une photodiode PIN Siemens BPW 34 possédant une sensibilité de 0.7 A/W à 850 nm sur une surface active de 7,5 mm². Le photoamplificateur est architecturé autour d'un amplificateur opérationnel LH 0032 monté en amplificateur non-inverseur. Le module possède un gain d'environ $5 \cdot 10^3$ V/W.

2.3.2. Module de photoamplification de sortie

La photodiode utilisée est une photodiode PIN UDT 6D possédant une sensibilité de 0,57 A/W à 900 nm sur une surface active de 20,3 mm².

Cette large surface de réception facilite le positionnement de la diode dans l'axe du faisceau et évite l'utilisation de lentille convergente en sortie du montage optique. La puissance lumineuse incidente sur la photodiode est typiquement de l'ordre du milliwatts. Lorsque le point de fonctionnement utilisé correspond au point de doublement de fréquence (point d'extinction) cette puissance est de l'ordre de quelques microwatts. Le courant photoconductif généré est de l'ordre de quelques microampères et doit être amplifié avant toute acquisition ou mesure. La photodiode est alimentée isolément du montage électronique par une batterie externe de 12 Volts, afin de lui assurer un point de fonctionnement constant, indépendamment des fluctuations de la ligne de l'alimentation stabilisée. De plus, le signal délivré par cette photodiode n'est pas ainsi entaché des parasites de la tension secteur. Si une détection uniquement dynamique est souhaitée alors la composante continue délivrée par la photodiode peut être supprimée en amont de l'amplification par mise en circuit d'une capacité.

Le photoamplificateur est architecturé autour d'un amplificateur opérationnel CA 3140 monté en amplificateur. Nous obtenons ainsi pour ce module d'amplification un gain d'environ $29 \cdot 10^3$ V/W. Afin d'augmenter la bande passante, une compensation capacitive à contre réaction a été réalisée. Ce module possède deux sorties, la première permettant des mesures à gain fixe pour des mesures d'intensité lumineuse en statique ou dynamique et la deuxième permettant le passage du signal amplifié dans un filtre passe bande accordable en fréquence pour des mesures d'intensité lumineuse en dynamique.

Le filtre passe bande est architecturé autour d'un amplificateur opérationnel CA 3140. Le montage électronique associé est basé sur le filtre actif en double T de Butterworth accordable dans une plage de fréquence allant de 100 Hz à 10 kHz et la bande passante du filtre pour une fréquence accordée à 2kHz est de l'ordre de 20 Hz correspondant à un facteur de qualité (Q) égale à environ 100. Ce montage est particulièrement intéressant avec la méthode dynamique de mesure directe du déphasage induit au point de transmission

minimum (point M_0 de la courbe caractéristique de la transmittance), le filtre étant alors accordé à la fréquence double de celle de la tension de modulation.

2.4. DESCRIPTION DES ENSEMBLES D'ALIMENTATION CONTINUE ET ALTERNATIVE

Afin de mettre en oeuvre les différentes méthodes présentées dans ce mémoire, nous avons besoin de deux sources de tension, une source d'alimentation continue et une source haute tension alternative (correspondant à la tension de modulation). Ces deux sources doivent pouvoir être mises en série avec l'échantillon pour des mesures où les champs AC et DC sont appliqués ensemble dans l'échantillon électro-optique. La source continue est constituée d'une alimentation SPELLMAN de 3KW permettant un débit de courant de 300mA. Elle est réglable par potentiomètre micrométrique externe ou par une tension continue de commande variant de 0 à 10V correspondant à une tension de sortie variant de 0 à 10KV. Nous avons spécialement sélectionné cette alimentation continue en tenant compte de la charge capacitive constituée par les échantillons en test (de l'ordre de 40 pF) et de leur tension de demi-onde (en fonction des dimensions de l'échantillon, de l'ordre de qqK Volts). La source alternative haute tension est constituée par un amplificateur conçu et réalisé spécialement pour alimenter des modulateurs électro-optiques par l'équipe de recherche du Professeur N Théophanous au Laboratoire d'Electronique de l'Université d'Athènes. L'amplificateur fonctionne en différentiel. et il est constitué de 2 étages, à transistor MOS FET, indépendants délivrant chacun une tension crête d'au maximum 380 V et alimenté par une unique source de tension continue externe de 400V. Ces autres spécifications sont les suivantes :

- Signal d'entrée : 0,2 Volts maximum sur 50 Ω isolé opto-électroniquement,
- Signal de sortie différentiel : Possibilité de polarisation continue : $\pm 1600 V_{DC}$.

C'est cette dernière caractéristique, nécessitée par certaines méthodes dynamiques de mesures E/O qui rend indispensable l'utilisation d'un tel amplificateur. Sa conception et sa réalisation ont donné lieu à une publication.^[95] Le signal d'entrée de l'amplificateur provient d'un générateur de signaux fonctionnant de 0 à 10 Volts dans une plage de fréquences de 0 à 20 MHz. Ce générateur peut être commandé en local ou à distance. Il est connecté au bus d'instrumentation IEEE 488 de la manipulation.

2.5. DESCRIPTION DE LA PARTIE ACQUISITION

Nous mesurons les tensions AC et DC appliquées à notre échantillon respectivement par l'intermédiaire d'un oscilloscope (obtention de la valeur crête à crête) et d'un multimètre numérique. Nous analysons le faisceau laser modulé en sortie du banc optique, après amplification et éventuellement filtrage par un deuxième oscilloscope et un double box-car

intégrateur EG&G. Cette double acquisition nous permet une détection rapide de la forme du signal (oscilloscope) et une indication précise de ces paramètres caractéristiques (box-car). Ces informations peuvent être envoyées à l'ordinateur centralisant les données via le bus IEEE 488 de l'expérimentation.

Pour mettre en oeuvre la méthode illustrant la correspondance des effets T/O et E/O, nous avons relié au photoamplificateur de sortie une table traçante analogique, non indispensable pour la mise en oeuvre des autres méthodes. D'autres appareils de mesure entourent parfois ce montage.

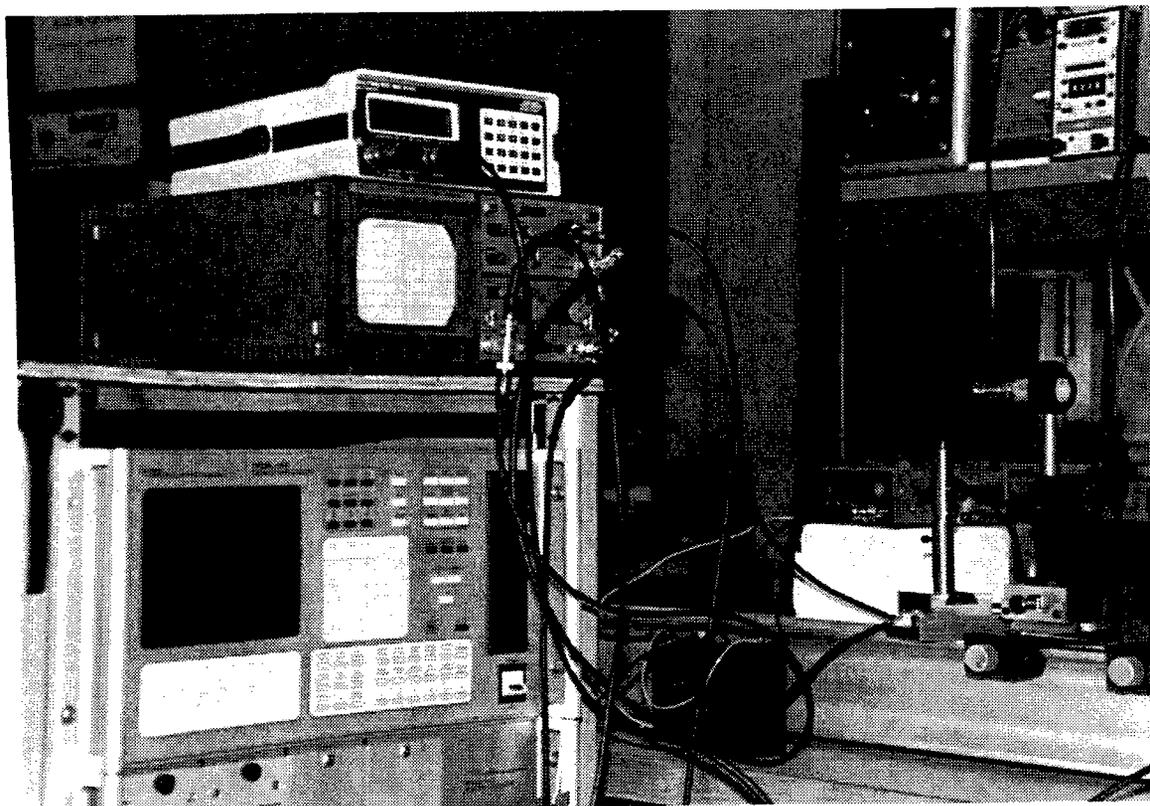


Figure 7-8: La partie acquisition. On aperçoit également sur ce cliché le module de photo-amplification de sortie et sa photo-diode associée ainsi que le contrôleur PID de température.

2.6. DESCRIPTION DE LA PARTIE CONTROLE

L'échantillon est placé dans une enceinte thermique de forte inertie. La température est induite dans cette enceinte par un fil résistif alimenté par une alimentation alternative (50Hz) variable.

L'asservissement en température est effectué par un contrôleur de type PID. La sonde de température est un thermocouple placé le plus près possible de l'échantillon. La température

de fonctionnement est choisie soit à deux degrés au dessus de la température ambiante, soit variant de façon continue et monotone. (cf chapitre 6). Dans le premier cas, la précision de l'asservissement en température obtenu est de $\pm 0,05^{\circ}\text{C}$. Dans le deuxième cas, avec une variation de 1°C en 50mm et pour deux relevés de mesures par minute, la précision est de $\pm 0,01^{\circ}\text{C}$.

L'orientation des polariseurs est assurée par des moteurs pas à pas. Le pas de rotation est de $0,01^{\circ}$ angulaire. Le contrôle peut être effectué soit manuellement soit par programme, le contrôleur des moteurs pas à pas étant relié à l'ordinateur par bus IEEE.

3. L'AUTOMATE CONVERSATIONNEL DE SUIVI EXPERIMENTAL

3.1. PRESENTATION : OBJECTIFS ET LIMITES

De façon à obtenir des mesures reproductibles et augmenter la précision des résultats obtenus lors de la caractérisation électro-optique des échantillons, nous avons souhaité automatiser le banc électro-optique et apporter une aide à l'expérimentateur dans l'acquisition et le traitement des données.

Pour répondre à la diversité des méthodes, donc des procédures et des grandeurs mesurables, mais aussi pour prendre en compte l'étendue de la plage de variation des paramètres expérimentaux en fonction des champs électriques, température ou autres, nous avons souhaité réaliser un automate modulaire redéfinissable par l'utilisateur pour chaque type d'expérience.

Nous avons donc réalisé un automate conversationnel possédant un macro-langage de programmation simple. Chaque instruction ou règle de ce langage définit une procédure conditionnelle (la condition pouvant être toujours vraie) à réaliser tel le lien entre deux objets (case écran et mémoire par exemple), tel encore le lancement de l'exécution d'un programme d'entrée-sortie. Au fur et à mesure de la mise en oeuvre de nouvelles méthodes expérimentales, des nouveaux programmes d'entrée/sortie seront créés ou adaptés et de nouvelles règles définies.

Dans la phase initiale de chaque expérience, l'utilisateur définit la séquence de règles à utiliser lors de la mesure et initialise en manuel tous les appareils liés au banc optique. Dans la phase de mesure, il est accompagné de l'automate qui contrôle la procédure expérimentale et effectue l'acquisition des grandeurs mesurées. L'écran de l'ordinateur fournit, à tout instant, l'état de l'expérience indiquant une éventuelle intervention manuelle de l'opérateur.

Dans le cahier des charges de l'automate, nous avons prévu des sauvegardes des grandeurs mesurées ou indiquées manuellement de deux types :

- sauvegarde temporelle en précisant un écart de temps entre deux prises de mesures,
- sauvegarde par variation pour laquelle l'écart est fourni par une différence entre deux valeurs expérimentales d'une même variable.

Par ailleurs, nous avons souhaité rajouter la possibilité d'un fonctionnement semi-automatique avec en particulier la modification des règles expérimentales pendant la mesure ainsi que la possibilité d'acquisition des grandeurs mesurées suite à une demande de l'utilisateur.

Les appareils d'acquisition, contrôle et d'alimentation ne sont pas tous interfaçables et certaines procédures d'entrée-sortie nécessaires à une automatisation complète ne sont pas réalisables si les conditions expérimentales ne permettent pas un contrôle en temps réel des appareils. La caractérisation électro-optique ne peut donc être entièrement automatisée. Par conséquent, une saisie de certaines valeurs, doit être effectuée par l'expérimentateur durant la mesure. Par exemple, avec la méthode de mesure directe du déphasage induit par le champ électrique au point de doublement de fréquence en fonction de la température si la variation de température est trop importante, le suivi du point de transmission minimum n'est plus possible car le positionnement à ce point est relativement long à obtenir de façon automatique.

3.2. ORGANISATION DE L'AUTOMATE

L'automate est considéré comme une unité autonome de l'ordinateur et indépendante des procédures à contrôler. Il est constitué de cinq grandes fonctions :

- un langage de programmation spécifique,
- un processeur ou interpréteur de règles,
- des programmes d'entrée-sortie,
- une mémoire commune d'échange,
- et une file d'exécutions.

Une fonction unique d'accès centralise les opérations afin de régler l'utilisation de la mémoire.

La figure suivante représente le schéma synoptique de l'automate :

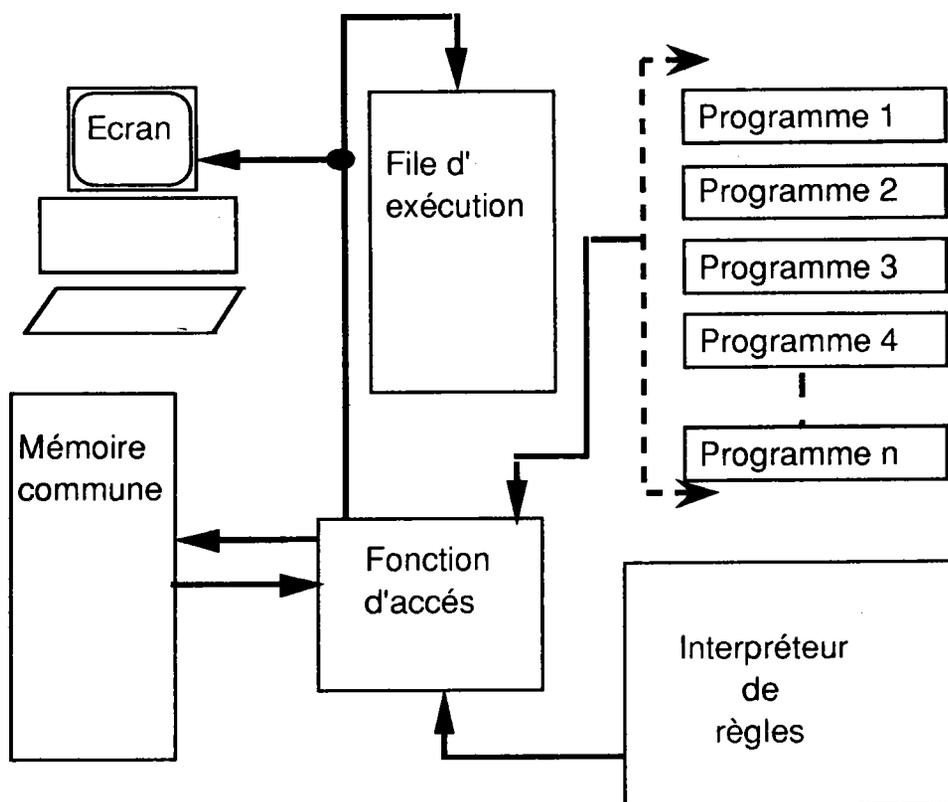


Figure 7-9: Schéma synoptique de l'automate.

L'interfaçage de l'automate avec les appareils expérimentaux se fait par l'intermédiaire des programmes d'entrée/sortie; Les informations tels que les résultats de mesures sont indiqués à l'utilisateur par un affichage dans des cases écran.

3.3. DESCRIPTION DES DIFFERENTS ELEMENTS :

3.3.1. La mémoire de l'automate

Elle est partagée en deux parties :

- la partie basse servant de zone de travail pour les règles d'exécution,
- la partie haute servant de zone de communication avec les instruments de mesures.

Il existe par ailleurs, deux mémoires particulières :

- la mémoire d'adresse 0 utilisée comme registre d'index,
- la mémoire d'adresse 1 contenant l'heure à tout instant.

Le contenu des mémoires peut être visualisé par l'intermédiaire d'un lien établi par une règle entre la mémoire et une case à l'écran de l'ordinateur. Pour accéder à une mémoire, l'utilisateur dispose de trois modes d'adressage :

- le mode d'adressage direct (symbole @)
- le mode d'adressage indirect (symbole [])
- le mode d'adressage indexé (symbole *)

Une vérification des mémoires (nom et contenu) est possible en cours d'expérimentation par affichage à l'écran d'une page mémoire. Un exemple est indiqué sur la figure suivante :

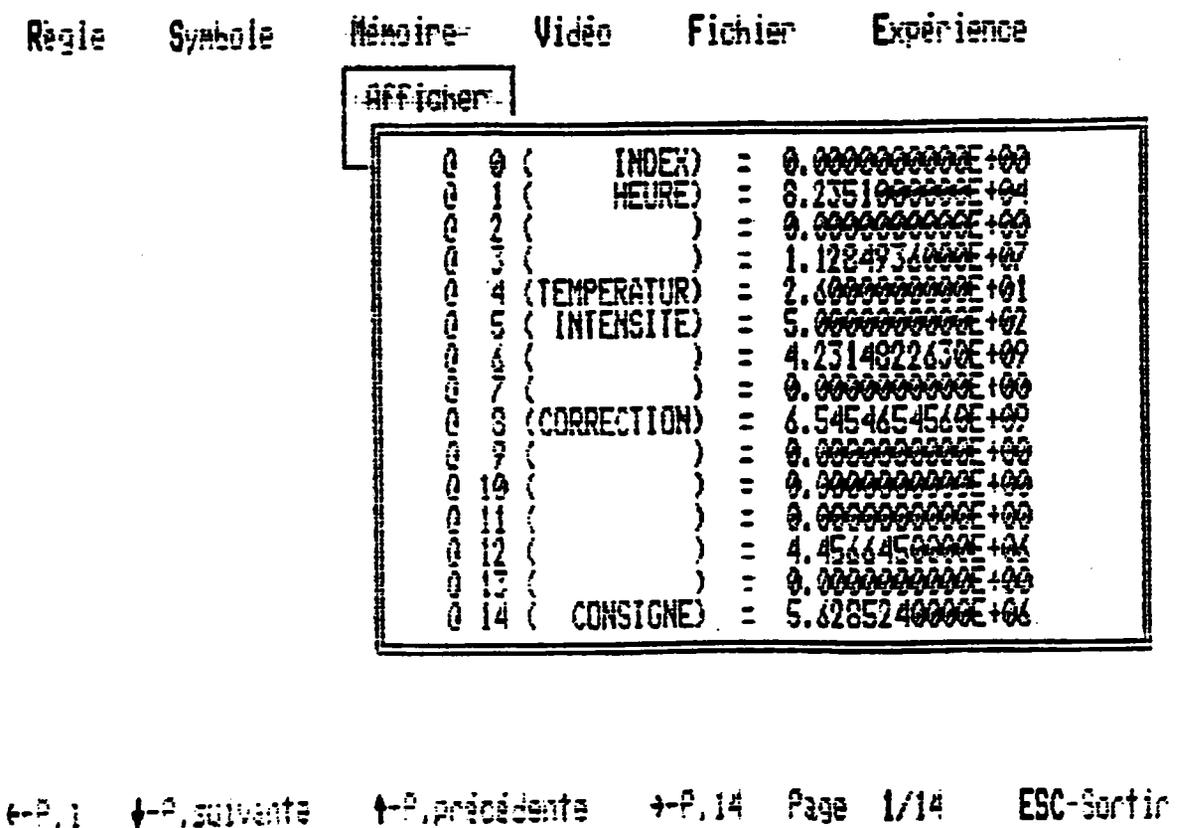


Figure 7-10: Exemple d'affichage écran de la configuration mémoire de l'automate.

3.3.2. L'affichage écran

L'affichage des informations s'effectue par écriture dans au maximum 15 emplacements écran nommés cases. Les informations affichées sont :

- un titre (par ex. : Tension)
- une unité de mesure (par ex. : Volt)

- une valeur au format scientifique.

Ces cases forment une matrice de trois lignes et cinq colonnes portant des références de A1 et E3. Elles peuvent être liées à la mémoire ainsi que les informations relatives au mode de sauvegarde de la case courante sont indiquées également à l'écran. La figure suivante illustre un écran de visualisation pendant une mesure.

Regle	Symbole	Mémoire	Vidéo	Fichier	Expérience
AFFicher écran					
TENSION VOLT 120	INTENSITE MILLIAMPER 234	TEMPERATUR DEGRE 0		POLARISEUR DEGRE 4500	C1 : - Temps: 40 - Val.: 1.0000E+00 : MESURE : 0 NB. ECART TEMP.: 2 NB. ECART VAL.: 4
				ANALYSEUR DEGRE 12000	
		ERUIT POURCENT 25			

Figure 7-11: Exemple d'un écran de visualisation tel que il peut être pendant une expérience.

L'interface utilisateur est basé sur des menus déroulants. La création des règles et l'affectation des symboles et des objets manipulés par l'automate sont accompagnées de nombreux messages d'aide et contrôle.

3.3.3. Les programmes d'entrée-sortie

Ces programmes constituent le lien entre l'automate et les appareils expérimentaux. Ils sont écrits indépendamment de l'automate en dehors de toute procédure expérimentale. Ils sont plus ou moins complexes en fonction de l'action qu'ils doivent exécuter. La communication entre l'automate et les programmes d'E/S se fait par l'intermédiaire de la mémoire commune d'échange. En particulier, l'activation d'un programme est effectuée par une écriture dans la case mémoire qui lui est liée en entrée.

Le séquençement et l'enchaînement des programmes sont assurés par les règles rangées dans une file circulaire.

Les informations transmises par les programmes d'entrée-sortie, après passage dans la mémoire commune peuvent être visualisées à l'écran et rangées dans des fichiers.

Il existe deux types de fichiers contenant ces informations dépendant en fait du critère de sauvegarde, temporelle ou par écart de valeur.

Pour ne pas ralentir l'automate, toutes les valeurs numériques présentes dans les cases écran, ce qui constitue en fait le contexte de fonctionnement de l'expérience, sont automatiquement sauvegardées dans les fichiers. A charge ensuite à l'utilisateur de traiter ces informations une fois l'expérimentation finie. Néanmoins, il a été créé un programme d'entrée-sortie de tracé de courbe permettant la visualisation pendant l'expérience de l'évolution d'une grandeur expérimentale.

3.3.4. Le langage de programmation et l'interpréteur de règles

Les liens entre les différents objets manipulés sont définis par l'utilisateur à l'aide de commandes. Ces commandes permettent d'accéder à une case écran ou à un emplacement mémoire, de manipuler des règles, de définir des symboles ou de contrôler des fichiers de mesures. L'accès à la mémoire se fait par une syntaxe de type assembleur avec les modes d'adressage définis précédemment.

Par exemple, si l'on désire augmenter la tension de manière régulière, il est possible de définir de manière définitive un symbole contenant la valeur de l'incrément :

`@INCTENSION = 100`

La programmation de l'automate pour la réalisation d'un suivi d'une expérience se fait par la définition de règles. Elles constituent le langage de programmation de l'automate. Syntaxiquement, ces règles sont toujours composées de deux parties :

- une partie logique,
- une partie opérationnelle.

A l'exécution, la partie opérationnelle est interprétée seulement si la partie logique est évaluée à la valeur logique vraie. Par exemple, nous pouvons écrire la règle suivante :

`1 A1 <= CONSIGNE => @ANALYSEUR + 12 E 1`

La règle 1 spécifie que si la valeur de la case A1 est inférieure ou égale à la valeur du symbole CONSIGNE alors le contenu de la mémoire ANALYSEUR est augmenté de 120.

Les règles sont rangées dans une file circulaire. Elles sont interprétées à tour de rôle. Le cycle d'interprétation recommence depuis la première à la dernière règle jusqu'à ce qu'un

programme d'entrée/sortie soit lancé et interrompe momentanément l'interpréteur. Les règles sont découpées en unités syntaxiques avant d'être stockées sous forme de code dans un tableau. Un exemple de programme est indiqué sur la figure suivante :

Règle	Symbole	Mémoire	Vidéo	Fichier	Expérience
<div style="border: 1px solid black; padding: 5px; display: inline-block;"> Afficher Créer Effacer </div>					
16	A1	= 1 =>	A1 + 37		
17	B2	= 19500 =>	A1 = 1145		
18	A1	= 350 =>	B1 + 50		
19	NON	C2 =>	NON A1		
20	O2	(<= 50 =>	NON A1		
21	E2	= 1 =>	A1 + 50		
22	A1	= 4 =>	A4 + 5		
23	B5	= 3500 =>	A1 = 0100		
24	B5	= A4 =>	NON A5		
25	C3	= 050 =>	C3 ET C4		
26	A2	= 5 =>	A4 + 5		

←→ Déplac. ← Select. E-Envoi Eff. T-Effa. Total P. 2/2 ESC-Sortir

Figure 7-12: Exemple de programme. Affichage écran des règles 16 à 26.

3.3.5. L'intégration de l'automate dans le contrôle du banc de mesures électro-optique

L'ensemble des programmes constituant l'automate a été implanté sur un ordinateur PC AT. L'interfaçage des appareils est effectué par un contrôleur et par le bus IEEE 488 (GPIB). Les appareils interfacés sont :

- les platines de rotation des deux polariseurs,
- le générateur de fonction,
- un multimètre numérique,
- un double box-car intégrateur.

Une carte convertisseur 12 bits numérique-analogique, analogique-numérique est prévue pour interfacé les autres appareils (alimentation continue et régulateur P.I.D. de température).

L'automate et les programmes utilisateurs ont été écrits en Pascal.

Les principaux programmes d'entrées-sorties d'ores et déjà écrits pour le contrôle d'une mesure des coefficients électro-optiques sont :

- rotation de l'analyseur d'un incrément fourni par l'automate,
- interrogation et récupération de résultats de mesure en AC ou DC du box-car (en général les informations du signal lumineux),
- interrogation et récupération de résultats de mesure du multimètre numérique (en général, la tension de modulation du cristal),
- suivi du point de doublement de fréquence.

Ce dernier programme s'exécute correctement lorsque le déplacement du point de fonctionnement n'est pas trop rapide. Les difficultés du repérage automatique du point de doublement de fréquence ne permettent plus un contrôle temps réel lorsque les variations de la position du point de fonctionnement sont supérieures à 4 degrés angle par minute. Ces difficultés proviennent principalement du temps nécessaire au box-car pour transmettre les valeurs numériques correspondant à la courbe enregistrée. Une version ultérieure de ce programme tâchera de remédier à cet inconvénient.

4. CONCLUSION: PERSPECTIVES ENVISAGEES

Nous avons réalisé un banc de caractérisation électro-optique permettant indépendamment de la méthode utilisée, d'obtenir la valeur du coefficient électro-optique, avec une excellente précision. Par ailleurs, le choix d'une méthode précise de caractérisation (méthode de mesure directe du déphasage induit au point de doublement de fréquence) et les choix effectués pour les appareils d'amplification et détection nous permettent de tenir compte de grandeurs physiques externes influençant la justesse de la mesure.

Le banc est actuellement adapté pour des mesures E/O basses fréquences avec des longueurs d'onde laser correspondant au visible.

Des perspectives d'évolution sont d'ores et déjà envisagées.

4.1. LE BANC OPTIQUE

Afin de compléter la carte d'identité des échantillons que nous caractérisons, nous désirons effectuer des études en longueur d'onde (champ laser) et en fréquence (champ électrique de modulation). L'étude théorique présentant la relation entre l'effet E/O et l'optique non-linéaire (chapitre 1, § 3.1.) montre l'influence de ces deux paramètres dans le comportement des cristaux. Une extension du banc optique est envisagée dans ce sens en particulier pour

caractériser les échantillons à une longueur d'onde de 10 microns. Du fait de la particularité du travail en infra-rouge par rapport au travail dans le visible, cette extension correspond à un doublement de la partie optique et acquisition du banc. Néanmoins, l'intérêt supplémentaire suscité par la détermination des coefficients E/O à cette longueur d'onde provient des nombreuses applications en transmission optique utilisant des diodes laser IR. à 10 microns.

Une deuxième extension du banc optique est prévue quant à la localisation du point de transmission et de modulation du faisceau laser par l'échantillon. Un transport de l'onde lumineuse par fibre optique a déjà montré sa faisabilité. Ceci permet outre la localisation précise, de pouvoir utiliser les autres sources lasers présentes au laboratoire.

D'un point de vue caractérisation, ceci permettra de déterminer les coefficients E/O dans de petits échantillons, dans des échantillons non parfaitement monodomaines et d'établir une carte électro-optique sur toute la surface incidente de l'échantillon.

4.2. LES APPAREILS D'ALIMENTATION ET DE DETECTION

Ce sont ces deux familles d'appareils qui limitent actuellement les possibilités d'étude en fréquence du coefficient E/O de matériaux massiques et limitent aussi les possibilités de séparer les coefficients libre et bloqué.

Pour la majorité des cristaux étudiés, cette étude pour qu'elle soit fiable nécessiterait de disposer d'une alimentation possédant une bande passante allant du continu à 2MHz ce qui autoriserait une étude au delà des résonances acoustiques. Malheureusement, l'étude des cristaux massiques et le souhait d'avoir en série une source de tension continue élevée fait que ce type d'alimentation n'est pas commercialisé. Néanmoins, nous pouvons pour ces études hautes fréquences envisager l'utilisation d'un amplificateur commercial conçu pour alimenter des modulateurs électro-optiques basse tension du continu jusqu'aux fréquences vidéo (ex. : modèle VLA 30 - 280 Vc à c - offset $\pm 250V_{DC}$).

Le montage électronique du photoamplificateur et du filtre accordé offre actuellement un gain satisfaisant pour une bande passante de 500 KHz. Une adaptation de l'ensemble du système de détection et traitement du signal doit être envisagée pour l'étude en fréquence.

4.3. L'AUTOMATE CONVERSATIONNEL

Dans les versions ultérieures de l'automate, il est envisagé sans en changer les principes et le programme de fond d'améliorer certaines parties qui le composent à savoir :

4.3.1. Interface utilisateur

La convivialité du programme est assurée par des menus et des messages d'aide en grand nombre. Une gestion de ces menus par un système de pointage (souris) et une procédure simplifiée de création de règles pour le suivi expérimental doit être offerte aux expérimentateurs.

4.3.2. Les programmes d'entrée-sortie

La création de nouveaux programmes d'entrée sortie est indispensable si l'on veut pouvoir contrôler les méthodes mises en oeuvre avec le banc optique, autres que celles de suivi du point de doublement de fréquence. Le programme d'E/S associé à cette dernière méthode peut également devenir plus performant. Une commande auto-adaptive est envisagée pour la rotation de l'analyseur. Elle consistera en une prise en compte et au traitement en temps réel de l'équation $d\beta = fct(v_m)$ définie au chapitre 4 - § 4.3.

Bien que ce contrôle soit complexe à mettre en oeuvre nécessitant une modélisation initiale du banc opto-électronique et un asservissement de type PID, cela permettrait une optimisation intéressante de la mesure quant à la précision obtenue et au temps nécessaire au positionnement.

4.3.3. La communication avec le banc

Actuellement, les appareils principaux, indispensables à une automatisation sont reliés au ordinateur central par le bus IEEE 488. Une facilité expérimentale supplémentaire pourra être offerte à l'utilisateur par la connexion du régulateur PID de la température et par celle de l'alimentation continue.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Nous avons étudié les différentes techniques de mesures des coefficients électro-optiques et comparé les résultats obtenus pour la mesure du coefficient r_c du niobate de lithium (mesures effectuées dans le visible). Nous avons pu montrer que sauf dans le cas où un coefficient électro-optique direct est recherché, il est préférable d'utiliser un montage optique à une onde. Nous avons montré également que les montages à compensation permettent une mise en oeuvre de toutes les méthodes. Le montage à compensation de type Sénarmont étant le plus simple de ces montages, il sera de préférence utilisé.

Le banc optique, ainsi défini, associé à la méthode de mesure directe du déphasage induit au point de doublement de fréquence permet d'obtenir une excellente précision sur le coefficient électro-optique. Cette précision, dans le cas de cette méthode est uniquement limitée par la qualité des optiques et des alignements mécaniques. Pour obtenir la valeur vraie du coefficient électro-optique, il est impératif d'effectuer les mesures en fonction de la température, au voisinage de la température ambiante.

Nous pouvons grâce à la sensibilité de cette méthode ($\delta\Delta n(0) = 9.4 \cdot 10^{-11}$), séparer les contributions du champ électrique appliqué et de la température sur le déphasage induit dans le cristal, soit, ainsi séparer l'effet électro-optique de l'effet thermo-optique, et également de l'effet piézo-optique (non envisagé, dans le cadre de cette étude).

A l'aide de cet ensemble performant, il nous est possible, maintenant d'envisager, à la fois:

la caractérisation de matériaux divers:

- réalisation d'une cartographie de l'échantillon, en particulier, étude des variations de la biréfringence (naturelle et induite) dans un plan perpendiculaire à l'axe de propagation choisi,
- études de nouveaux matériaux dont les propriétés électro-optiques sont connues ou non,
- étude des possibilités d'utilisation d'un matériau dans des dispositifs opto-électroniques.

et:

l'étude de la physique de l'effet électro-optique:

- compréhension des mécanismes physiques,
- étude de l'influence du dopage,
- séparation de l'effet électro-optique vrai des effets électro-optiques secondaires,
- étude du comportement optique du matériau en fonction de la longueur d'onde laser, de la fréquence du champ de modulation, et des contraintes externes telles la température et la pression appliquée.

Par ailleurs, nous envisageons également l'acquisition et la mise au point d'un banc optique à une onde pour la caractérisation électro-optique dans l'infra-rouge. Enfin, nous souhaitons compléter la manipulation avec un amplificateur haute tension large bande et des systèmes de détections (diodes et photo-amplificateurs) permettant d'effectuer des mesures électro-optiques à hautes fréquences du champ de modulation.

PUBLICATIONS RELATIVES A CE TRAVAIL

Ce travail a donné lieu à plusieurs publications :

M. AILLERIE, M.D. FONTANA, F. ABDI, C. CARABATOS-NEDELEC, & N. THEOFANOUS, "Accurate measurement of the electro-optic coefficients : Application to LiNbO_3 ", SPIE, **1018**, pp. 94-99, 1988

M. AILLERIE, M.D. FONTANA, F. ABDI, C. CARABATOS-NEDELEC & N. THEOPHANOUS, "Electric field and Temperature dependence of the birefringence in LiNbO_3 ", Ferroelectrics, **94**, pp. 93-96, 1989

M. AILLERIE, M.D. FONTANA, F. ABDI, C. CARABATOS-NEDELEC, N. THEOFANOUS & G. ALEXAKIS, "Influence of the temperature dependent spontaneous birefringence in the electro-optic measurements of LiNbO_3 ", J. Appl. Phys., **65**, 6, 1989

ANNEXE A

ELEMENTS DE CALCUL DE JONES ET APPLICATION AUX SYTEMES BIREFRINGENTS

Dans le cas le plus général d'une lumière polarisée elliptiquement dans un plan x,y correspondant au repère fixe du laboratoire, une onde monochromatique s'exprime :

$$a = \begin{pmatrix} a_x \\ a_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_x e^{i(v+\delta x)} \\ A_y e^{i(v+\delta y)} \end{pmatrix} \quad (\text{A-1})$$

avec $v = \omega t + \frac{2\pi z}{\lambda}$

et $\delta x, \delta y$ la phase de a_x et a_y

Dans notre étude, où le facteur temps de l'onde n'intervient pas, on peut, dans les écritures négliger le terme e^{iv} :

$$a = \begin{pmatrix} A_x e^{\delta x} \\ A_y e^{\delta y} \end{pmatrix} \quad (\text{A-2})$$

L'intensité I du faisceau lumineux polarisé décrit par l'équation 1 est donné par

$$I = A_x^2 + A_y^2 \quad (\text{A-3})$$

Cette relation peut-être obtenue par le produit matriciel de la matrice a et de la matrice complexe conjuguée a^* .

Lorsque la condition $a^* \cdot a = 1$, on obtient le vecteur Jones, a normalisé qui apporte ainsi uniquement l'information sur l'état de la polarisation de l'onde.

La matrice de Jones J_0 correspondant à une lame biréfringente, dans le système d'axes propres du cristal [axe rapide = f et axe lent = s] liant l'onde émergente à l'onde incidente s'exprime par:

$$J_0 = \begin{pmatrix} e^{-in_s \frac{\omega}{c} l} & 0 \\ 0 & e^{-in_f \frac{\omega}{c} l} \end{pmatrix} \quad (\text{A-4})$$

avec l l'épaisseur de la lame, ω la fréquence de l'onde, n_s et n_f les indices de réfractifs lent et rapide et c correspondant à la vitesse de la lumière dans le vide.

L'équation matricielle (A-4) devient :

$$\begin{pmatrix} A_s' \\ A_f' \end{pmatrix} = e^{i\theta} \begin{pmatrix} e^{-\frac{i\Gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{\frac{i\Gamma}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_s \\ A_f \end{pmatrix} \quad (\text{A-5})$$

lorsque l'on pose $\Gamma = (n_s - n_f) \frac{\omega}{c} l$ correspondant au retard de phase relatif et $\theta = \frac{1}{2} (n_s + n_f) \frac{\omega}{c} l$ correspondant au retard de phase absolue.

Le terme $e^{i\theta}$ peut-être négligé si les effets interférentiels ne sont pas importants.

Soit ψ l'angle entre l'axe O_x du repère absolue et l'axe lent du cristal, l'onde émergente a' , dans le repère (O_x, O_y) s'exprime enfin par:

$$a' = \begin{pmatrix} A_x' \\ A_y' \end{pmatrix} = R(-\psi) J_0 R(\psi) \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} \quad (\text{A-6})$$

$$\begin{pmatrix} A_x' \\ A_y' \end{pmatrix} = J_\psi \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix}$$

ou $R(\psi)$ est la matrice de rotation donnée par

$$R(\psi) = \begin{bmatrix} \cos \psi & \sin \psi \\ -\sin \psi & \cos \psi \end{bmatrix} \quad (\text{A-7})$$

Les matrices de Jones correspondant aux éléments optique de base sont présentées dans la suite de cette annexe

Polariseur linéaire P_α :

$$\begin{vmatrix} \cos^2 \alpha & \cos \alpha \sin \alpha \\ \cos \alpha \sin \alpha & \sin^2 \alpha \end{vmatrix} \quad (\text{A-8})$$

Lame retard $\lambda/4$ à 45° Q_{45} :

$$\frac{1+i}{2} \begin{vmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{vmatrix} \quad (\text{A-9})$$

Lame retard $\lambda/4$ à angle θ Q_β :

$$Q_\beta = \begin{vmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{vmatrix} \begin{vmatrix} e^{-\frac{\pi}{4}} & 0 \\ 0 & e^{\frac{\pi}{4}} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{vmatrix} \quad (\text{A-10})$$

cristal J_0 :

$$\begin{vmatrix} \frac{-i\Gamma}{e^2} & 0 \\ 0 & \frac{i\Gamma}{e^2} \end{vmatrix} \quad (\text{A-11})$$

ANNEXE B

LES SYMBOLES UTILISES

1. LES SYMBOLES DES GRANDEURS PHYSIQUES UTILISEES

B	tenseur d'imperméabilité
χ	susceptibilité
Δn	biréfringence
D	largeur
d	coefficient piezo-électrique
E	champ électrique
ϵ	permittivité du milieu
ϵ_0	permittivité du vide
f	coefficient polarisation-optique (P/O) linéaire
Γ	déphasage optique
g	coefficient polarisation-optique (P/O) quadratique
J_i	fonction de Bessel d'ordre i
L	longueur
λ	longueur d'onde du faisceau Laser
n	indice de réfraction
P	polarisation
p	coefficient piezo-optique
R	coefficient électro-optique (E/O) quadratique ou Kerr
r_α	coefficient électro-optique (E/O) linéaire effectif
r	coefficient électro-optique (E/O) linéaire ou Pockels
V	tension électrique
x_i	axes cristallographiques

2. NOTATION DES GRANDEURS EXPERIMENTALES

A	coefficient caractéristique de la configuration et de l'échantillon
α_{ij}	angle du polariseur d'entrée
α	coefficient d'absorption lame demi référence
β	angle analyseur
Γ'	retard de phase statique
$\Gamma(0)$	retard de phase dû à la biréfringence naturelle
$\Gamma(E), \Gamma(V)$	déphasage induit par le champ appliqué E ou la tension V
$\Gamma_m(E)$	retard de phase dû à un champ alternatif de pulsation ω_m
I(E)	intensité du faisceau laser due au champ appliqué
I_0	intensité incidente
I	intensité sortie
I_{01}	la valeur incidente sur la photo-diode d'entrée
I_{inp}	intensité laser incidente
$J_\omega, J_{2\omega}$	tension de crête du faisceau lumineux au point M_0 et M_0
K	coefficient de transmission
m	coefficient de modulation
θ	angle de la lame $\lambda/4$
S_1	coefficient d'amplification du photo-amplificateur d'entrée
S	coefficient d'amplification du photo-amplificateur de sortie en statique
$S_\omega, S_{2\omega}$	coefficient d'amplification du photo-amplificateur de sortie en dynamique
T_0	coefficient de transmission
V_π^*	tension de demi-onde réduite
v_0	valeur de la tension appliqué
v_{01}	tension de sortie du photo-amplificateur d'entrée correspondant à I_0
v_{02}	tension de sortie du photo-amplificateur de sortie correspondant à I_0
V_π	tension de demi -onde

ANNEXE C

FORMES PRISES PAR LE TENSEUR ELECTRO-OPTIQUE

Centrosymmetric ($\bar{1}$, $2/m$, mmm , $4/m$, $4/mmm$, $\bar{3}$, $\bar{3}m$, $6/m$, $6/mmm$, $m3$, $m3m$):

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Triclinic:

$$\begin{matrix} 1 \\ \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \end{matrix}$$

Monoclinic:

$$\begin{matrix} 2 \quad (2 \parallel x_2) & 2 \quad (2 \parallel x_3) \\ \begin{pmatrix} 0 & r_{12} & 0 \\ 0 & r_{22} & 0 \\ 0 & r_{32} & 0 \\ r_{41} & 0 & r_{43} \\ 0 & r_{52} & 0 \\ r_{61} & 0 & r_{63} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & 0 \\ r_{51} & r_{52} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{pmatrix} \end{matrix}$$

$$\begin{matrix} m \quad (m \perp x_2) & m \quad (m \perp x_3) \\ \begin{pmatrix} r_{11} & 0 & r_{13} \\ r_{21} & 0 & r_{23} \\ r_{31} & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & r_{53} \\ 0 & r_{62} & 0 \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & 0 \\ r_{21} & r_{22} & 0 \\ r_{31} & r_{32} & 0 \\ 0 & 0 & r_{43} \\ 0 & 0 & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & 0 \end{pmatrix} \end{matrix}$$

Orthorhombic:

$$\begin{matrix} 222 & 2mm \\ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{52} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \end{matrix}$$

REFERENCES

- 1 R.F. ENSCOE & R.J. KOCKA "Electro-optic modulation: systems and applications", Lasers & applications, pp91-95,1984
- 2 N. BUTTERLIN-FILLON,"Réalisation d'un processeur systolique optoelectronique dedié au calcul vectoriel", These, Univ. Franche-Comté, 1989.
- 3 J.F. NYE, "Physical Properties of crystals", Oxford Univ. Press, London and New-York, 1957
- 4 F. POCKELS, "Lehrbuck der Krystalloptik", Tübner, Leipzig, 1906
- 5 I.P KAMINOW & E.H. TURNER, Proc. IEEE **54**, pp 1374, 1966 ou "Electrooptic light Modulators", Appl. Opt., **5**, 10, 1966
- 6 J. KERR, Phil Mag., **50**, 337, p. 446, 1875
- 7 A. YARIV & P. YEH, "Optical wave in crystals", Wiley intersciences, J. WILEY, New York, 1984
- 8 S.H. WEMPLE & M. DIDOMENICO Jr., "Electrooptical and Non Linear optical properties of crystals", Appl. Sol. State Sciences, R. Wolfe ed., **3**, Academic Press, 1972;
- 9 M. DIDOMENICO Jr. & S.H. WEMPLE, "Oxygen-Octahedra Ferro-electrics .I. Theory of Electro-optical and Nonlinear optical Effects" J. Appl Phys., **40**, 2, p. 720, 1969
- 10 S.H. WEMPLE & M. DIDOMENICO Jr., "Oxygen-Octahedra ferro-electrics .II. Electro-optical and Non-Linear-Optical Device Applications", J. Appl Phys., **40**, 2, p. 735, 1969
- 11 F.MICHERON, "Effets et Materiaux Electro-optiques", Techniques de l'Ingénieur",1985

- 12 I.P. KAMINOW, "An Introduction to electrooptic devices", Academic Press, New York and London, 1974
- 13 E. HARTFIELD & B.J. THOMPSON, "Optical Modulators", in "Handbook of Optics", ed. M.G. Driscoll and W.Vaughan, Mc Graw Hill/OSA, New York, Sec 17 1978
- 14 H.G. JERRARD & D.B. Mc NEILL, "Polarisation", in "Theoretical and experimental physics", Chapman-Hall, London, pp 422-455 1960
- 15 S.H. WEMPLE, "Electro-optic Materials", in "Laser Handbook" F. T. ARRECHI et E. O. SCHULZ DUBOTS ed., **D₂**, pp. 975-993, North Holland Pub. Co Amsterdam, 1972
- 16 S.H. WEMPLE, M.DI. DOMENICO Jr. & I. CAMLIBEL, "Relationship between linear and quadratic electro-optic coefficients in LiNbO_3 , LiTaO_3 and other Oxygen Octahedra ferroelectrics based on direct measurement of spontaneous polarisation", App. Phys. Lett., **12**, n°6, pp. 209-211, 1968
- 17 R.T. DENTON, "Modulation Techniques", in "Laser Handbook", F.T. Amechi et E.O. Shil Dubois Ed., **C6**, pp. 703-724, North Holland, pub. Co Amsterdam, 1972
- 18 J.M. HAMMER, "Modulation and switching of Light in Dielectric Waveguides"
- 19 N.G. THEOPHANOUS, Thesis, Athens University, Athens, 1973
- 20 D. EIMERL, "Crystal symmetry and the electrooptic effect", IEEE Journ. Quant. Elec., **QE 23**, 12, pp 2104-15, 1987
- 21 G. ALEXAKIS, Thesis, Athens University, Athens, 1989
- 22 P. GUNTER, "Electro-optical properties of KNbO_3 ", Opt. Com., **11**, 3, pp. 285-290, 1974

- 23 M.D. FONTANA, Thèse d'état, Université de Metz, Metz, 1985
- 24 I.P. KAMINOW, "Barium Titanate Light Phase Modulation", *App. Phys. Lett.*, **7**, 5, pp. 123-125, 1965
- 25 F.S. CHEN, "Modulators for Optical Communications", *Proc. IEEE.*, **58**, 10, p. 1440, 1970
- 26 F.S. CHEN & W.W. BENSON, "A Lithium Niobate Light Modulator for Fiber Optical Communications", *Proc. of IEEE*, pp. 133-134, 1974
- 27 I.P. KAMINOW, J.R. CARRUTHERS, E.H. TURNER & L.W. STULZ, "Thin-Film LiNbO_3 electro-optic light modulator", *Appl. Phys. Lett.*, **22**, pp. 540-542, 1973
- 28 M.E. LINES & A.M. GLASS, "Principles and Applications of Ferroelectrics and Related Materials", The international Series of monographs on Physics, W. MARSHALL & D.M. WILKINSON ed, pp. 241-292, Clarendon Press, Oxford, 1977
- 29 K.F. HULME, P.H. DAVIES & V.M. COUND, "The signs of the electro-optic coefficients for Lithium niobate", *J. Phys. C. (Sol. State Phys.)*, **2**, p. 855, 1969
- 30 P.V. LENZO, E.G. SPENCER & K. NASSAU, "Electro-optic coefficients in Single Domain Ferroelectric Lithium Niobate" *J. opt. Soc. Am.*, **56**, 5, pp. 633-635, 1966
- 31 P.V. LENZO, E.H. TURNER, E.G. SPENCER & A.A. BALLMAN, "Electro-optic coefficients and Elastic-wave propagation in single-domain ferroelectric Lithium Tantalate", *App. Phys. Lett.*, **8**, p. 81, 1966
- 32 J.D. ZOOK, D. CHEN & G.N. OTTO, "Temperature dependence and model of the electro-optic effect in LiNbO_3 ", *Appl. Phys. Lett.*, **11**, n°5, p. 159-61, 1967

- 33 E.G. SPENCER, P.V. LENZO & A.A. BALLMAN, "Dielectric Materials for Electro-optic, Elasto-optic and Ultrasonic Device Applications", Proc of IEEE, **55**, 12, 1967
- 34 E. BERNAL, G.D. CHEN & T.C. LEE, "Low frequency electro-optic and dielectric constants of lithium niobate", Phys. Lett., **21**, 3, p 259, 1966.
- 35 K. TAKIZAWA, "A Measurement of electro-optic coefficients using a lissajous figure", Opt. Com., **34**, 3, pp. 413-416, 1980
- 36 G.D. BOYD, R.C. MILLER, K. NASSAU, W.L. BOND & A. SAVAGE, "LiNbO₃ : An efficient phase matchable nonlinear optical material", Appl. Phys. Lett., **5**, p. 11, 1964
- 37 LANDOLT-BORNSTEIN, "Numerical Data and Functional Relationships in Sciences and Technology", Group III, K-H HELLWEDGE Ed., **11**, Springer Verlag, 1979
- 38 T. YAMADA, N. NIIZEKI & H. TOYODA, "Piezoelectric and elastic properties of Lithium Niobate Single Crystals", J. Appl. Phys., Japan, **6**, n°2, pp. 151-155, 1967
- 39 B.T. MATTHIAS & J.P. REMEIKA, Phys. Rev., **76**, pp. 1886-1887, 1949
- 40 K. NASSAU, H.J. LEVINSTEIN & G.M. LOIACONO, "Ferroelectric Lithium Niobate 1 : Growth, Domain Structure, Dislocations and etching", J. Phys. Chem. Solids, **27**, pp. 983-988, 1966
- 41 K. NASSAU, H.J. LEVINSTEIN & G.M. LOIACONO, "Ferroelectric Lithium Niobate 2 : Preparation of single domain crystals", J. Phys. Chem. Solids, **27**, pp. 989-996, 1966
- 42 R.L. BYER, J.F. YOUNG & R.S. FEIGELSON, "Growth of High-Quality LiNbO₃ Crystals from the Congruent Melt", J. Appl. Phys., **41**, n°6, pp. 2320-2325, 1970

- 43 K. NASSAU & H.J. LEVINSTEIN, "Ferroelectric behavior of Lithium Niobate", *Appl. Phys. Lett.*, **7**, 3, pp. 69-70, 1965
- 44 S.C. ABRAHAMS, J.M. REDDY & J.L. BERNSTEIN, "Ferroelectric Lithium Niobate 3 : Single Crystal X.RAY Diffraction study at 24°C", *J. Phy. Chem. Solids*, **27**, pp. 997-1012, 1966
- 45 S.C. ABRAHAMS, W.C. HAMILTON & J.M. REDDY, "Ferroelectric Lithium Niobate 4 : Single Crystal NEUTRON diffraction study at 24°C", *J. Phys. Chem. Solids*, **27**, pp. 1013-1018, 1966
- 46 S.C. ABRAHAMS, H.J. LEVINSTEIN & J.M. REDDY, "Ferroelectric Lithium Niobate 5 : Polycrystal X-Ray diffraction study between 24° and 1200°C", *J. Phys. Chem. Solids*, **27**, pp. 1019-1026, 1966
- 47 G.A. SMOLENSKII, N.N. KRAINIK, N.P. KHUCHUA, V.V. ZHDANOVA & I.E. MYLNIKOVA, "The Curie Temperature of LiNbO₃", *Phys. Stat. Sol.*, **13**, pp. 309-314, 1966.
- 48 W.G. CADY, "Piezoelectricity", Mac Graw-Hill, 1946
- 49 V.A. MELESHINA, N.V. BELUGINA, E.V. RAKOVA, K.S. BAGDASAROV, N.D. ZAKHAROV & V.N. ROSHANSKII, "Correlation between domain structure, structural defects and homogeneity of composition in Lithium niobate crystals-I. Domain walls and phase inclusion particles", *Sov. Phys. Crystallogr.*, **29**, n°6, pp. 680-683, 1984
- 50 J.E. RILEY Jr., "The effects of Lithium Isotropic anomalies on Lithium Niobate", *Ferroelectrics*, **75**, pp. 59-62, 1987
- 51 J.G. BERGMAN, A. ASHKIN, A.A. BALLMAN, J.M. DZIEDZIC, H.J. LEVINSTEIN & R.G. SMITH, "Curie temperature, birefringence, and phase matching temperature variations in LiNbO₃ as a function of melt stoichiometry", *Appl. Phys. Lett.*, **12**, 3, pp. 92-94, 1968

- 52 A. SAVAGE, "Pyroelectricity and Spontaneous Polarization in LiNbO_3 ", J. Appl. Phys., **37**, 8, pp. 3071-3072, 1966
- 53 H. HIRANO, "Dependence of linear Electro-optic effect on Melt Composition of LiNbO_3 ", Jap. Journ. Appl. Phys., **8**, 399, 1969
- 54 H. HIRANO, "Melt Composition Dependence of Pockels Effect in Lithium Niobate Crystals", J. Phys. Soc. Ja., **28**, Suppl., pp. 90-92, 1970
- 55 E. KRATZIG, R. ORLOWSKI, "Reduction of Optical damage effects in LiNbO_3 and LiTaO_3 ", Opt. Quant. Electron., **12**, pp. 495-498, 1980
- 56 M.B. ROITBERG, V.K. NOVIK & N.D. GRAVRILOVA, "Characteristic features of the pyroelectric effect and electrical conductivity in single crystals of LiNbO_3 in the range 20-250°C", Sov. Phys. Crystallogr., **14**, 5, pp. 814-815, 1970
- 57 R.C. JONES, "A new calculus for the treatment of Optical Systems" J. Opt. Soc. Am., **31**, p. 488-499, 1941
- 58 P.S. THEOCARIS & E.E. GDOUTOS, "Matrix theory of Photoelasticity", Springer-Verlag, Berlin, 1979
- 59 G.N. RAMACHANDRAN & S. RAMASESHAN, "crystal optics", in "Handbuck der Physik", **25/1**, Berlin, Springer Verlag, 1961
- 60 H.G. JERRARD, "Optical Compensators for Measurement of Elliptical Polarization", Jour. of. Opt. Soc. Am., **38**, 1, pp. 35-59, 1948
- 61 H.G. JERRARD, "A Quater-Wave Compensator with a Sensitive Half-Shadows Device", Jour. of. Opt. Soc. Am., **44**, 4, pp. 289-296, 1954
- 62 I.P. KAMINOW, "Measurements of the Electro-optic Effect in CdS, 2nTe, GaAs at 10,6 Microns", J. Quant. Electron, **QE-4**, n°1, 1968

- 63 I.P. KAMINOW & E.H. TURNER, "Linear electro-optical materials", Handbook of Lasers, R.J. Pressley Ed., Chemical Rubber Co., Cleveland, OHIO, pp. 447-459, 1971
- 64 R.O'B. CARPENTER, "The Electro-optic Effect in Uniaxial Crystals of dihydrogen phosphate type. III measurement of Coefficients", J. Opt. Soc. Am., **40**, 4, pp. 225-229, 1950
- 65 A.R. JOHNSTON, "A polarimeter for Measurement of Transient Retardation changes", Appl. Opt., **8**, 9, pp. 1837-1848, 1969
- 66 N.G. THEOPHANOUS, "A $Gd_2(MoO_4)_3$ longitudinal electrooptic modulator at 6328 Å", IEEE J. Quant. elect., **12**, pp. 507-510, 1976
- 67 P. BAYVEL, M. Mc CALL & R.V. WRIGHT, "Continuous method for measuring the electro-optic coefficient in $Bi_{12}SiO_{20}$ and $Bi_{12}GeO_{20}$ ", Opt. Lett., **13**, n°1, pp. 27-29, 1988
- 68 H. TAKASAKI, "Photoelectric Measurement of Polarized Light by Means of an ADP Polarization Modulator", I Photo electric Polarimeter, II Photoelectric Elliptic Polarimeter, **51**, pp. 462-463, 1960
- 69 FRANCON, "Themes actuels en Optique", Phys. fondamentale et appliquée, Masson ed.
- 70 M. PAPUCHON, Y. BOURBIN & S. VATOUX, "Etat de l'art de l'optique intégrée", Revue technique Thomson-CSF, **15**, 1983
- 71 Y. OHMACHI & J. NODA, "Electro-optic light modulator with branched ridge waveguides", Appl. Phys. Lett., **27**, 10, pp. 544-546, 1975.
- 72 V. RAMASWAMY, M.D. DIVINO & R.D. STANDLEY, "Balanced bridge modulator switch using Ti-diffused $LiNbO_3$ strip waveguides", Appl. Phys. Lett., **32**, n°10, pp. 644-646, 1978

- 73 W.E. MARTIN, "A New Waveguide switch/modulator for integrated optics", *Appl. Phys. Lett.*, **26**, n°10, pp. 562-564, 1975
- 74 S. DUCHARME, J. FEINBERG & R.R. NEURGAONKAR, "Electrooptic and Piezoelectric Measurements in Photo refractive Barium Titanate and Strontium Barium Niobate", *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE23**, 12, pp. 2116-2120, 1987
- 75 A. MAILLARD, "Préparation après croissance d'échantillons monodomains de BaTiO₃ en vue d'utilisation optique. Mesures tiolographiques sous champ électrique appliqué", Rapport de Thèse, thèse de l'Université de Dijon, 1989
- 76 J.P. MATHIEU, "Optique", "Optique électromagnétique", SEDES Ed., Paris, **1**, 1965
- 77 K. ONUKI, N. UCHIDA & T. SAKU, "Interferometric Method for Measuring Electro-optic Coefficients in Crystals", *J. Opt. Soc. Am.*, **62**, 9, pp. 1030-1032, 1972
- 78 M. SIGELLE & R. HIERLE, "Determination of the electro-optic coefficients of 3-methyl 4 - nitropyridine 1- oxide by an interferometric phase modulation technique", *J. Appl. Phys.*, **52**, 6, pp. 4199-4204, 1981
- 79 D. POST, "Characteristics of the Series Interferometer", *J. opt. Soc. Am.*, **44**, n°3, pp. 243-249, 1954
- 80 K. TAKIZAWA & M. OKADA, "Simple Method for measuring electro-optic coefficients by detecting the interference signal between transmitted and reflected beams", *J. Opt. Soc. Am.*, **72**, 6, pp. 809-811, 1982
- 81 P. GUNTER, "Electro-optical properties of KNbO₃", *Electro-Optics/Laser international*, U.K., 1976
- 82 M. AILLERIE, M.D. FONTANA, F. ABDI, C. CARABATOS-NEDELEC, N. THEOFANOUS & G. ALEXAKIS, "Influence of the

- temperature dependent spontaneous birefringence in the electro-optic measurements of LiNbO_3 ", J. Appl. Phys., **65**, 6, 1989
- 83 F.W.J. OLVER "Handbook of Mathematical Functions", Dover Publications, M. Abramowitz & I.A. Stegun ed., pp. 355-374 et pp. 253-266, 1968
- 84 N. THEOPHANOUS, M.A. AHMED & G. ALEXAKIS, "The frequency doubling electro-optic modulation methode for Kem-effect measurements : application in nitrobenzene", Opt. Quant. Elec., **21**, pp. 363-380, 1989
- 85 K. TAKIZAWA & M. OKADA, "Determination of relative signs of electro-optic and piezoelectric coefficients by measuring optical phase strifts caused by an applied electric field", J. Opt. Soc. Am. B., **2**, 2, pp. 289-293, 1985
- 86 P. JULLIEN, A. MAILLARD, G. ORMANCEY, A. LAHLAFI & R. MATULL, "Algebraic value of the electrooptic coefficients and nature of charge carriers in BaTiO_3 single crystals", Ferroelectrics, **94**, pp 81-85, 1989
- 87 S.R.M. ROBERTSON, "Measuring birefringence properties using a wave plate and an analyser", App. Opt., **22**, 14, PP 2213-17 1983
- 88 E.H. TURNER, "High-Frequency Electro-optic coefficients of Lithium Niobate", App. Phys. Lett., **8**, 11, pp. 303-304, 1966
- 89 F. ABDI, M.D. FONTANA, M. AILLERIE, C. CARABATOS-NEDELEC & K. WOJCIK, "Electro-optic Measurements in PbTiO_3 single crystals", Ferroelectrics, **107**, pp. 3-8, 1990
- 90 M. IWASAKI, T. YAMADA, N. NIIZEDI & H. TOYODA, "Piezoelectric and optical Properties of LiNbO_3 Single Crystals", Rev. Elect. Com. Lab., **16**, n°5-6, pp. 385-402, 1968
- 91 I.P. KHRISTOV, I.V. TOMOV & S.M. SALTIEL, "Self-Heating effects in electro-optic light modulators", Opt. Quan. Elec., **15**, p. 289-295, 1983

- 92 R.C. MILLER & A. SAVAGE, "Temperature dependence of the optical properties of Ferroelectric LiNbO_3 and LiTaO_3 ", Appl. Phys. Lett., **9**, p. 169, 1966
- 93 D. EIMERL, "Thermal aspects of high average power electro-optic switches", IEEE Journ. Quant. Elec., **QE 23**, 12, pp 2238-51, 1987
- 94 N.G. THEOFANOUS, "Error analysis of circular polarizer-analyzer systems for phase retardation measurements", J. Opt. Soc. Am., **4**, pp. 2191-2200, 1987
- 95 N. THEOFANOUS, S TSITOMENEAS, G. ALEXAKIS, A. ARAPOYANNI & G.PAPAIOANNOU, "A high-Voltage electro-optic driver with DMOS power FETS and opto-coupling isolation", J. Phys.. E: Sci. Instrum., **21**, pp 667-673, 1988
- 96 M. AILLERIE, M.D. FONTANA, F. ABDI, C. CARABATOS-NEDELEC, & N. THEOFANOUS, "Accurate measurement of the electro-optic coefficients : Application to LiNbO_3 ", SPIE, **1018**, pp. 94-99, HAMBURG, 1988
- 97 M. AILLERIE, M.D. FONTANA, F. ABDI, C. CARABATOS-NEDELEC & N. THEOPHANOUS, "Electric field and Temperature dependence of the birefringence in LiNbO_3 ", Ferroelectrics, **94**, pp. 93-96, 1989

RESUME

Le travail présenté dans ce mémoire a pour but essentiel l'étude et la mise au point de montages et techniques de mesure des coefficients électro-optiques (E/O). Il se situe dans le domaine de l'optoélectronique au sens large, dans lequel les applications de l'électro-optique sont très nombreuses et sont encore appelées à se développer (transmission optique, processeurs parallèles...). D'autre part le matériau choisi pour illustrer l'étude, le niobate de lithium est le cristal le plus souvent utilisé dans les modulateurs de volume et en optique intégrée. Toutefois, son comportement ferroélectrique, thermo-optique et électro-optique complexe n'est toujours pas complètement compris.

Pour la détermination des coefficients électro-optiques nous avons étudié différentes méthodes de mesure reposant sur des montages à une onde de type polarisation linéaire ou à compensation et sur des montages à deux ondes de type interférométrique. Les différentes grandeurs caractéristiques permettant l'obtention des

coefficients électro-optiques sont les intensités optiques transmises, la tension de demi-onde et la position du point de transmission minimale en fonction des champs électriques appliqués. Les méthodes développées pour la mesure de ces grandeurs ont été mises en oeuvre en statique et/ou en dynamique. Ce mémoire présente pour chacune de ces méthodes le principe, les résultats expérimentaux obtenus pour le coefficient r_c du LiNbO_3 , et puis une analyse critique de ceux-ci en vue de la précision. Après avoir introduit la notion de l'effet thermo-optique (T/O), une comparaison et une discussion des résultats sont effectuées. Les conséquences de l'effet T/O sur la validité des mesures sont aussi envisagées. Dans le dernier chapitre de ce mémoire est décrit le banc E/O à une onde conçu et réalisé au laboratoire dans le cadre de ce travail. En particulier il est présenté l'ensemble d'acquisition et de contrôle permettant un suivi automatisé de la mesure.

MOTS CLES

OPTO-ELECTRONIQUE
EFFET ELECTRO-OPTIQUE
MESURES ELECTRO-OPTIQUES
MODULATEURS ELECTRO-OPTIQUES
INTERFEROMETRIE
EFFET THERMO-OPTIQUE
NIOBATE DE LITHIUM

ABSTRACT

The thesis presents a study and the development of optical arrangements and measurement techniques for the determination of electro-optic coefficients (E/O). This work belongs to the optoelectronic area in which electro-optic applications are numerous and promising (in fields such as optical transmission, parallel processors,...). The crystal under study is the lithium niobate, very often used for bulk modulators and in integrated optics. Nevertheless, its ferroelectric, thermo-optic and electro-optic behaviour is very complex and, as yet, not perfectly known.

To determine the electro-optic coefficients, we have considered various kinds of methods, based on optical arrangements using either one beam, such as the compensator setting configurations, or two beams, such as the interferometric methods. To extract the E/O coefficient, we can

perform measurements of the beam intensities, the half-wave voltage or the shift of the minimum transmitted intensity value. These methods are used with static (DC) and/or dynamic (AC) applied voltages. The report describes for each method the principle, the experimental results obtained for the r_c coefficient of LiNbO_3 , and then a critical analysis of the results with a view to the accuracy. After a brief presentation of the thermo-optic (T/O) effect, comparisons and discussion of the results follow. The consequences of the T/O effect on the validity of the measurement are also considered. In the last part of this report, we describe the one beam E/O null-setting method developed in the laboratory. In addition, we present the control and acquisition systems which enabled an automatic executing of the experiment.

KEYWORDS

OPTO-ELECTRONICS
ELECTRO-OPTIC EFFECT
ELECTRO-OPTIC MEASUREMENTS
ELECTRO-OPTIC MODULATORS
INTERFEROMETRY
THERMO-OPTIC EFFECT
LITHIUM NIOBATE