



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>



UNIVERSITE DE METZ
U.F.R. Sci F.A.



Supélec

Laboratoire
Matériaux Optiques Photonique et Systèmes
Unité de recherche commune à l'Université de Metz et Supélec
CNRS FRE 2304



CENTRE NATIONAL
DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

Ecole doctorale EMMA

THESE

Présentée à l'UNIVERSITE DE METZ
en vue d'obtenir le titre de **Docteur d'UNIVERSITE**
Spécialité : Optoélectronique

Par

Mustapha ABARKAN

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	2002 1045
Cote	S/MZ 02/33
Loc	

ETUDE ET ANALYSE DE LA REPONSE ELECTRO-OPTIQUE TEMPORELLE :

APPLICATIONS A LA CARACTERISATION DE PLUSIEURS CRISTAUX OPTIQUES
NON LINEAIRES ET A L'OPTIMISATION DES CELLULES DE POCKELS POUR LE
DECLENCHEMENT D'IMPULSION LASER.

Soutenue le 21 Juin 2002 devant la commission d'examen :

M. Jean-Pierre Boquillon, Professeur, Université de Bourgogne, Dijon	Président
M. Jacques Mangin, Directeur de recherche CNRS, LPUB, Dijon	Rapporteur
M. Gilles Pauliat, Chargé de Recherche (habilité), Institut d'Optique Théorique et Appliquée, Orsay	Rapporteur
M. Michel Aillerie, Maître de Conférences, Université de Metz, Metz	Examineur
M. Jean-Marc Merolla, Chargé de Recherches CNRS, GTL-CNRS Télécom, Metz	Examineur
M. Gabriel Mennerat, Ingénieur R & D, Société CILAS, Orléans	Invité
M. Jean-Paul Salvestrini, Maître de Conférences, Université de Metz, Metz	Co-encadrant
M. Marc Fontana, Professeur, Université de Metz, Metz	Directeur de thèse

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE DE METZ



022 486140 9

2 rue E. Belin-57070 METZ-France

87 37 85 59

<http://www.ese-metz.fr/mops>



UNIVERSITE DE METZ
U.F.R. SCI.F.A.



Supélec

Laboratoire
Matériaux Optiques Photonique et Systèmes
Unité de recherche commune à l'Université de Metz et Supélec
CNRS FRE 2304



CENTRE NATIONAL
DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

Ecole doctorale EMMA

THESE

Présentée à l'UNIVERSITE DE METZ
en vue d'obtenir le titre de **Docteur d'UNIVERSITE**
Spécialité : Optoélectronique

Par

Mustapha ABARKAN

ETUDE ET ANALYSE DE LA REPONSE ELECTRO-OPTIQUE TEMPORELLE :

**APPLICATIONS A LA CARACTERISATION DE PLUSIEURS CRISTAUX OPTIQUES
NON LINEAIRES ET A L'OPTIMISATION DES CELLULES DE POCKELS POUR LE
DECLENCHEMENT D'IMPULSION LASER.**

Soutenue le 21 Juin 2002 devant la commission d'examen :

M. Jean-Pierre Boquillon, Professeur, Université de Bourgogne, Dijon	Président
M. Jacques Mangin, Directeur de recherche CNRS, LPUB, Dijon	Rapporteur
M. Gilles Pauliat, Chargé de Recherche (habilité), Institut d'Optique Théorique et Appliquée, Orsay	Rapporteur
M. Michel Aillerie, Maître de Conférences, Université de Metz, Metz	Examineur
M. Jean-Marc Merolla, Chargé de Recherches CNRS, GTL-CNRS Télécom, Metz	Examineur
M. Gabriel Mennerat, Ingénieur R & D, Société CILAS, Orléans	Invité
M. Jean-Paul Salvestrini, Maître de Conférences, Université de Metz, Metz	Co-encadrant
M. Marc Fontana, Professeur, Université de Metz, Metz	Directeur de thèse

A mes parents

A mes frères et soeurs

Remerciements

Ce travail a été effectué au laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes (LMOPS CNRS FRE 2304), laboratoire commun à l'Université de Metz et à Supélec. Je tiens à remercier monsieur Marc Fontana de m'avoir accepté au sein du laboratoire mais aussi d'avoir dirigé mon travail de thèse. Je le remercie ainsi pour ses nombreux conseils scientifiques.

Merci à messieurs Jacques Mangin et Gilles Pauliat qui m'ont fait l'honneur d'être rapporteur de ce travail et qui y ont porté une attention toute particulière. Je tiens à les remercier également pour les discussions très enrichissantes sur notamment l'interprétation des résultats concernant le déclenchement du laser YAG.

Je suis très reconnaissant envers messieurs Jean Pierre Boquillon, Jean Marc Merolla et Gilles Mennerat d'avoir accepté d'examiner mon travail.

Bien entendu, mes plus sincères remerciements à monsieur Jean-Paul Salvestrini qui a su diriger ce travail de très près et ce dans les meilleures conditions possibles et toujours dans une bonne ambiance. Durant ces années, il m'a initié au difficile travail expérimental et théorique faisant preuve d'une attention, d'une disponibilité et de qualités humaines exceptionnelles.

J'exprime mes remerciements à monsieur Michel Aillerie à la fois pour son aide, son soutien quand il le fallait mais aussi pour ses qualités humaines.

Je n'oublierai sans doute pas monsieur Patrice Bourson pour m'avoir fait une confiance totale pour les tâches d'enseignement qu'il m'a confié durant cette année d'ATER.

Toute ma gratitude va à monsieur Laurent Guilbert pour les échanges fructueux que j'ai pu avoir avec lui.

Je tiens également à exprimer ma reconnaissance à Farid Abdi et Ali Ahaitouf pour leur aide et leur soutien.

Mes plus profonds remerciements vont à Magali qui a su intervenir et me soutenir moralement pendant ces années de thèse.

Bien entendu, je remercie mesdames Jeannine Zayer et Frédérique Voltz ainsi que mademoiselle Evelyne Doriat et monsieur Jean Claude Petit qui participent pleinement au bon fonctionnement du laboratoire.

Enfin, mes remerciements vont à mes amis du laboratoire en particulier ceux avec qui j'ai partagé tous les moments de ces années de thèse en souhaitant bonne chance à ceux qui n'ont pas encore soutenu leur thèse.

TABLE DES MATIERES

Introduction générale.....	1
-----------------------------------	----------

1. Le laser impulsionnel déclenché: rappels, caractéristiques et cahier des charges d'une cellule de Pockels

1 Rappels: fonctionnement et caractéristiques d'un laser impulsionnel	4
1-1 Les différents éléments d'un laser.....	4
1-1-1 L'amplificateur optique	5
1-1-2 La cavité résonnante	5
1-2 Le laser en fonctionnement continu et impulsionnel	6
1-2-1 Etude cinétique des populations	6
1-2-2 Cas du laser continu.....	7
1-2-3 Cas du laser impulsionnel.....	8
1-2-4 Régime transitoire.....	9
1-2-5 Principe de fonctionnement d'un laser impulsionnel	10
1-3 Influence des paramètres physiques.....	12
1-3-1 Effet thermo-optique.....	12
1-3-2 Effet thermo-mécanique	13
1-4 Le milieu actif	14
1-5 Le processus de pompage optique.....	15
1-5-1 Pompage par lampes à flash	16
1-5-2 Pompage par diodes.....	16
2 Différentes techniques pour réaliser un laser impulsionnel.....	17
2-1 Cavité laser à déclenchement passif.....	18
2-2 Déclenchement actif par synchronisations des modes	20
2-3 Déclenchement actif par effet acousto-optique	23
2-4 Déclenchement actif par effet électro-optique	24
2-4-1 Déclenchement utilisant un cristal électro-optique et un polariseur.....	25
2-4-2 Déclenchement utilisant un cristal électro-optique et deux polariseurs	27
2-4-3 Extraction de la cavité par effet électro-optique.....	28
2-4-4 Déclenchement utilisant un cristal électro-optique, un polariseur et une lame quart d'onde	30
2-4-5 Cavité déclenchée par déflexion électro-optique.....	32
3 Cahier des charges et facteurs de mérite d'un dispositif de déclenchement électro-optique	33
3-1 Croissance et mise en forme.....	33
3-2 Pertes d'insertion dans la cavité	34
3-3 Commande de la cellule de Pockels.....	35
3-3-1 Tension de commande	35
3-3-2 Puissance de commande	36
3-3-3 Temps de réponse	38
3-4 Problèmes liés au fonctionnement de la cellule de Pockels - effets thermiques	39
3-5 Problèmes liés aux résonances acoustiques	42
3-6 Résumé	43
4 Conclusion	44

2. Effet electro optique : analyse des différentes contributions et techniques de mesures

1 Généralités	46
2 Contributions acoustique, ionique et électronique au coefficient électro-optique linéaire	47
3 Méthodes et techniques de mesure de l'effet électro-optique	51
3.1 Le montage de Sénarmont	52
3.2 Méthodes de mesures des coefficients électro-optique à basse fréquence	53
3.2.1 Méthode statique.....	54
3.2.2 Méthode dynamique	54
4 Résultats expérimentaux	55
4.1 Exemple de caractérisation LiNbO_3	58
4.2 Tableau récapitulatif.....	64
5 Conclusion	67

3. Réponse électro-optique temporelle

1 Etude de la réponse temporelle d'un système linéaire	69
1.1 Cas général.....	69
1.2 Application à la réponse électro-optique.....	69
1.3 Utilisation de la transformée de Fourier rapide pour la détermination de la réponse électro-optique fréquentielle.....	72
2 Obtention de la réponse temporelle.....	76
2.1 Montage expérimental.....	77
2.2 Contraintes expérimentales et limitations des performances aux temps courts.....	79
2.2.1 Limitation du temps de commutation de la tension liée au cristal et à la longueur des câbles	80
2.2.2 Temps de propagation des signaux dans les câbles.....	82
2.2.3 Limitations liées à la puissance dissipée par le commutateur et la charge	84
2.2.4 Limitation liée aux temps de réponse du système de détection optique.....	85
2.3 Protocole suivi dans le traitement des résultats expérimentaux.....	88
2.4 Calcul d'incertitude.....	93
2.5 Résultats expérimentaux.....	94
2.5.1 Validation de la nouvelle technique	94
2.5.2 Mesure des coefficients ayant une forte contribution acoustique.....	97
3 Conclusion	104

4. Test de laser impulsif déclenché par des cellules de Pockels à base de cristaux de LiNbO_3

1 Détermination du cahier des charges d'une cellule de pockels	105
1-1 Croissance et mise en forme	105
1 - 2 Commande de la cellule de Pockels.....	107
1-2-1 Tension de commande	107
1-2-2 Puissance de commande - Temps de réponse.....	109
1-3 Problèmes liés au fonctionnement de la cellule de Pockels - effets thermiques	110
1-4 Résonances acoustiques.....	112
1-4-1 Cas de LiNbO_3 en configuration r_{22}	113
1-4-2 Cas de LiNbO_3 en configuration r_c	115
1-4-3 Cas de KTP.....	116
1-5 Conclusion partielle – calcul des facteurs de merite	117
2 Test d'un laser YAG : Nd déclenché par LiNbO_3.....	120
2-1 Description de la cavité utilisée.....	120
2-2 Résultats expérimentaux obtenus avec le declenchement actif.....	121
2-2-1 Résultats obtenus avec le cristal de LiNbO_3 congruent.....	123
2-2-2 Résultats obtenus avec le cristal de LiNbO_3 stœchiométrique	127
2-3 Résultats obtenus en déclenchement passif.....	129
Conclusion & perspectives.....	132
Bibliographie.....	135
Liste des symboles.....	141
Liste des figures	144
Liste des tableaux	147

Annexes:

A1. Rappels sur le laser

1 Transitions entre états d'énergie	A1
2 Equation d'évolution - Détermination des différents paramètres.....	A2

A2. Généralités sur l'effet électro-optique et méthodes de mesures basses fréquences

1 Effet et coefficients électro-optiques.....	A6
1-1 Généralité.....	A6
1-2 Différentes contributions au coefficient électro-optique.....	A7
2 Méthodes de mesures électro-optiques basses fréquences	A9
2-1 Montage expérimental.....	A9
2-2 Méthodes de mesures électro-optiques basses fréquences.....	A12
2-2-1 Méthode statique	A12
2-2-2 Méthode de mesure des coefficients électro-optiques en dynamique.....	A13

A3. Effet électro-optique dans la classe de symétrie 3m

1 Effet électro-optique dans le groupe 3m	A14
1-1 Propagation suivant X_3 (axe optique) et champ appliqué suivant X_1 (E_1).....	A14
1-2 Propagation suivant X_3 (axe optique) et champ appliqué suivant X_2 (E_2).....	A15
1-3 Propagation suivant X_1 et champ appliqué suivant X_3 (E_3).....	A15
2 Différentes contributions aux coefficients électro-optiques	A16
2-1 Contributions élasto-optiques (acoustiques).....	A16
2-1-1 Contribution acoustique à r_{61}	A17
2-1-2 Contribution acoustique à r_{22}	A17
2-1-3 Contribution acoustique à r_c	A17
2-2 Contribution électronique aux coefficients r_{22} , r_{61} et r_c	A18
2-3 Cas du LiNbO_3	A18
3 Calcul de détermination des fréquences de résonances acoustiques.....	A19

INTRODUCTION GENERALE

La modification de la polarisation d'une onde lumineuse par application d'un champ électrique sur le matériau qu'elle traverse (effet électro-optique (EO)), présente un intérêt certain pour la réalisation de laser impulsif (déclenchement par cellule de Pockels).

Le développement des cellules de Pockels est étroitement lié aux choix des matériaux, essentiellement des cristaux, qui les constituent. Ces cristaux doivent satisfaire à un cahier des charges relativement complexe. Jusqu'à présent, seul un nombre limité de matériaux a pu satisfaire ces contraintes.

Pendant une dizaine d'années, les cristaux de KDP (et leur famille) étaient les seuls matériaux utilisés dans le déclenchement de cavité laser par effet EO. En effet, ils présentent l'avantage d'avoir une technique de croissance parfaitement maîtrisée qui conduit à des cristaux de grandes dimensions parfaitement homogènes. Néanmoins, ces matériaux sont hygroscopiques et nécessitent de très grandes tensions de commande puisqu'ils sont généralement utilisés en configuration longitudinale.

Ces dernières années ont vu d'importantes recherches menées dans l'utilisation de cristaux qui puissent améliorer les performances des cellules de Pockels. Ces cristaux sont le niobate de lithium (LiNbO_3), le phosphate de potassium et de titane (KTiOPO_4) (KTP) et sa famille, le tantalate de lithium (LiTaO_3) et le beta borate de barium (βBBO). Parmi ceux-ci, les cristaux de LiNbO_3 semblent s'imposer bien que, dans la composition congruente, ils souffrent d'un seuil de dommage optique assez faible.

Néanmoins, le dopage par des ions d'éléments de transitions ou terres rares qui permet de modifier les propriétés physiques, semble être une voie pour pallier ce problème. Ainsi, le dopage avec des ions Mg^{2+} ou Zn^{2+} permet d'augmenter sensiblement le seuil d'endommagement photoréfractif. Une seconde voie, plus récente, apparue avec l'amélioration des procédés de croissance et de préparation de mono-cristaux de LiNbO_3 , autorise l'obtention de cristaux dont la composition est stœchiométrique. Cette composition

diminue la concentration de défauts intrinsèques et donc permet en principe de diminuer les pertes d'absorption et d'augmenter le seuil d'endommagement optique.

L'étude, présentée dans ce mémoire, se propose d'examiner en détail les propriétés EO de ces cristaux de LiNbO_3 stœchiométriques, comparativement à ceux cités plus haut, et de valider leur utilisation dans des cellules de Pockels.

Le premier chapitre de ce travail est composé de deux parties. La première est consacrée à un rappel sur le fonctionnement des lasers impulsionnels. La deuxième partie consiste dans un premier temps en une revue rapide des différentes techniques pour réaliser un laser impulsionnel, afin de mettre en évidence l'intérêt du déclenchement par effet EO. Dans un second temps, le cahier des charges à remplir par tout matériau devant s'intégrer dans une cellule de Pockels sera détaillé. Nous établissons ainsi un certain nombre de facteurs de mérite permettant de comparer les performances des matériaux entre eux. Il apparaît que ces facteurs de mérite dépendent essentiellement des permittivités diélectriques, des conductivités électriques et notamment des coefficients EO aux temps longs et aux temps courts. Il est donc nécessaire de connaître, et donc de mesurer, ces propriétés pour caractériser un matériau pour ses potentialités en tant que candidat à l'intégration dans des cellules de Pockels.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons l'effet EO, ainsi que les méthodes de mesures des coefficients EO aux temps longs (basses fréquences). A cause des appareils de mesure utilisés, ces techniques ne permettent pas la détermination des coefficients EO aux temps courts. Néanmoins, elles servent de référence pour comparer les valeurs obtenues avec celles fournies par la nouvelle technique de mesure mise au point dans le cadre de cette étude.

Le troisième chapitre consiste à la mise en œuvre de cette nouvelle technique de caractérisation EO des cristaux aux temps courts. Elle est fondée sur la réponse EO temporelle des cristaux à des tensions sous forme impulsionnelles et sous forme d'échelons. Nous décrivons dans un premier temps les équipements électroniques permettant d'avoir des résultats précis : un système d'alimentation haute tension performant, un système de détection rapide et un traitement informatique compatible. Il s'ensuit un ensemble de contraintes physiques, qui n'interviennent pas dans les méthodes classiques présentées dans le chapitre 2, dont il faut tenir compte. Nous présentons ensuite les résultats obtenus avec un matériau connu et utilisé depuis longtemps, ADP. Ces résultats permettent de valider la technique de mesure en les comparant avec ceux obtenus dans le deuxième chapitre. Puis, nous caractérisons plusieurs cristaux, LiNbO_3 congruent et stœchiométrique, KTP, LiTaO_3 et BBO,

dans différentes configurations faisant intervenir différents coefficients EO. L'avantage majeur de cette technique est d'offrir à la fois le comportement des coefficients EO aux temps courts et aux temps longs. L'analyse de la réponse temporelle permet d'autre part de déduire l'amplitude de la contribution acoustique ainsi que les fréquences de résonances des cristaux. Toutes les mesures ont été réalisées à plusieurs longueurs d'onde couvrant le visible et le proche infrarouge (notamment 1,064 μm et 1,321 μm qui correspondent à deux longueurs d'onde de missions laser intéressantes). Enfin, grâce à un traitement mathématique basé sur la transformée de Fourier de la dérivée de la réponse EO temporelle, nous déterminons la dispersion en fréquence des coefficients EO jusqu'à 150 MHz, limitée uniquement par les caractéristiques de nos appareils de mesures.

Le chapitre 4 contient deux parties principales. La première a pour objectif de déterminer les propriétés physiques intervenant dans le calcul des facteurs de mérite, liées à l'application des cristaux dans les cellules de Pockels. Il s'agit de la conductivité électrique, de la permittivité diélectrique et de l'effet thermo-optique. Nous calculons ensuite les facteurs de mérite pour les cristaux utilisés dans cette étude afin de valider le cahier des charges de la cellule de Pockels proposé dans le premier chapitre. Ces facteurs de mérite nous permettent de discuter de l'intérêt de ces cristaux et de choisir le bon candidat pour les applications de lasers impulsions.

1

LE LASER IMPULSIONNEL DECLENCHE: RAPPELS, CARACTERISTIQUES ET CAHIER DES CHARGES D'UNE CELLULE DE POCKELS

Sommaire

1	Rappels: fonctionnement et caracteristiques d'un laser impulsionnel.....	4
1-1	Les différents éléments d'un laser	4
1-2	Le laser en fonctionnement continu et impulsionnel.....	6
1-3	Influence des paramètres physiques	12
1-4	Le milieu actif.....	14
1-5	Le processus de pompage optique	15
2	Différentes techniques pour réaliser un laser impulsionnel	17
2-1	Cavité laser à déclenchement passif	18
2-2	Déclenchement actif par synchronisations des modes	20
2-3	Déclenchement actif par effet acousto-optique	23
2-4	Déclenchement actif par effet électro-optique.....	24
3	Cahier des charges et facteurs de merite d'un dispositif de déclenchement électro- optique	33
3-1	Croissance et mise en forme	33
3-2	Pertes d'insertion dans la cavité	34
3-3	Commande de la cellule de Pockels	35
3-4	Problèmes liés au fonctionnement de la cellule de Pockels - effets thermiques ...	39
3-5	Problèmes liés aux résonances acoustiques.....	42
3-6	Résumé	43
4	Conclusion.....	44

avec $\eta_E = \frac{N_f - N_i}{N_f}$, le facteur d'inversion de population.

On remarque également que le rapport $\frac{\Delta\tau_p}{\tau_c}$ dépend uniquement du rapport N_f/N_c utilisé comme nouveau facteur caractérisant une cavité laser fonctionnant en régime impulsionnel.

$$x = \frac{N_f}{N_c} = \frac{R_p}{R_{pc}} \quad (1.16)$$

L'équation (1.15) devient alors

$$\Delta\tau_p = \tau_c \frac{x\eta_E}{[x - \ln(x) - 1]} \quad (1.17)$$

Intéressons nous maintenant aux paramètres physiques intervenant dans le choix des matériaux laser.

1-3 INFLUENCE DES PARAMETRES PHYSIQUES

En présence de fortes intensités lumineuses, l'élévation de température due au pompage optique intense du matériau laser peut introduire des effets néfastes pour le milieu actif, pouvant aller jusqu'à la destruction de celui-ci (effet thermo-mécanique). Avant d'en arriver là, cette élévation de température, peut introduire des variations d'indice de réfraction (effet thermo-optique (TO)) qui peuvent affecter la qualité spatiale du faisceau lumineux qui le traverse (déflexion, lentille thermique).

1-3-1 Effet thermo-optique

C'est la variation d'indice de réfraction δn induite par les variations de température δT_p dans le milieu actif. Il en résulte une dégradation des propriétés initiales du faisceau laser. La variation d'indice de réfraction s'exprime par :

$$\Delta n(z)_{T_p} = (T_p(z) - T_p(0)) \left(\frac{\partial n}{\partial T_p} \right) \quad (1.18)$$

$\frac{\partial n}{\partial T_p}$ est le coefficient thermo optique, caractéristique du matériau et de la configuration optogéométrique. $T_p(0)$ est la température du cristal au waist du faisceau lumineux traversant le matériau laser et $T_p(z)$ est sa température en un point de coordonnée z (figure 1.5).

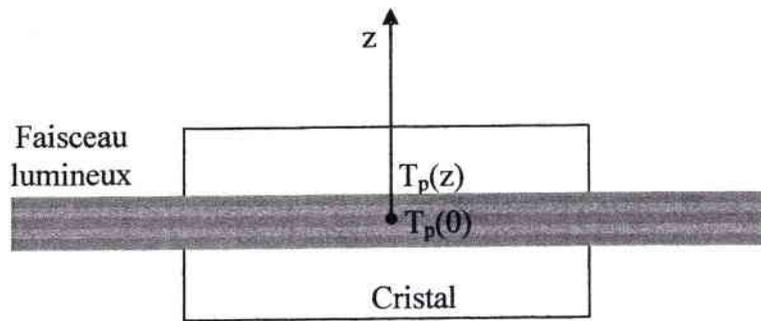


Figure 1. 5 : Variation de température dans les différents points de la zone éclairée. $T_p(0)$ est la température au centre de la zone, $T_p(z)$ est la température en un point quelconque de cette zone.

Koehner [Koehner, 1999] a montré que $T_p(z)$ est d'une part proportionnelle à z^2 et inversement proportionnelle à la conductivité thermique K du matériau. Par conséquent :

$$\Delta n(z)_{T_p} \propto -\frac{1}{K} \left(\frac{\partial n}{\partial T_p} \right) z^2 \quad (1.19)$$

On peut alors définir un facteur caractérisant la variation d'indice induite par :

$$\frac{1}{K} \frac{\partial n}{\partial T_p} \quad (1.20)$$

Plus la conductivité thermique est grande et moins l'effet TO est important, moins le gradient d'indice de réfraction est grand et donc moins le faisceau lumineux est affecté.

1-3-2 Effet thermo-mécanique

Il peut être défini par une résistance mécanique R_m , appelée paramètre du choc thermique du matériau laser aux variations de la température. Cette résistance détermine la puissance limite supportée (dissipée) par le matériau et qui peut causer sa destruction. Elle peut être exprimée par :

$$R_m = \frac{P_d}{8\pi l_a} \text{ en } \text{Wcm}^{-1} \quad (1.21)$$

P_d est la puissance dissipée par le matériau laser et l_a sa longueur. Il faut donc choisir les matériaux les plus résistants aux chocs thermiques.

L'effet thermique dépend, en plus du matériau laser, du type de pompage utilisé et de sa configuration. Par exemple, l'effet thermique induit par un pompage avec une diode laser est le tiers de celui causé par une lampe à flash dans le cas du YAG : Nd. L'effet induit par un pompage arrière, où le faisceau laser est focalisé sur le matériau par l'arrière, est plus important que celui induit par un pompage transverse.

1-4 LE MILIEU ACTIF

L'utilisation croissante des lasers à solides est due à plusieurs raisons. D'abord la concentration des ions actifs est plus forte qu'avec les milieux liquides ou gazeux si bien que le volume des monocristaux reste relativement faible. Ils se présentent généralement sous la forme de barreaux cylindriques ou de plaquettes. Ce sont donc des systèmes compacts. Par ailleurs, ils sont peu fragiles, stables et leur durée de vie est grande. Les autres raisons sont liées au développement de l'optique non linéaire et aux propriétés d'auto-doublage de fréquence que possèdent certains matériaux laser comme le GdCOB :Nd par exemple. Nous avons rassemblé dans le tableau suivant les valeurs des paramètres caractérisant un milieu actif pour trois types de laser largement utilisés. Ceci nous permet ensuite de les comparer entre eux.

Milieu actif	YAG : Nd	Verre : Er	Saphir : Ti
λ (μm)	1,064	1,54	0,850
τ (μs)	230	8000	3,2
σ (10^{-20} cm^2)	28	0,8	28
$\sigma\tau$ ($10^{-26} \text{ cm}^2\text{s}$)	6440	6400	90
$\frac{\partial n}{\partial T_p}$ (K^{-1})	$7,3 \cdot 10^{-6}$	$17,2 \cdot 10^{-6}$	$12,6 \cdot 10^{-6}$
K ($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$)	14	0,62	4
$1/K \frac{\partial n}{\partial T_p}$ (W^{-1}cm)	$5,2 \cdot 10^{-6}$	$5,3 \cdot 10^{-6}$	$5,04 \cdot 10^{-6}$
R_m (Wcm^{-1})	7,9	1	100

Tableau 1. 2: Différents paramètres caractérisant un milieu laser

- Le Verre : Er : possède un grand facteur $\sigma\tau$ qui permet d'obtenir des impulsions de durées importantes puisqu'il possède une durée de vie du niveau supérieur très importante. Cependant, il possède une résistance mécanique assez faible (tableau 1.2).
- Le YAG : Nd est utilisé dans un grand nombre d'applications, dans les domaines militaire et médical par exemple. Il possède un large spectre d'émission (figure 1.6), un gain important, et plus résistant aux effets thermiques. Il permet d'obtenir des impulsions de durées importantes puisque le temps de désexcitation du niveau supérieur est de 230 μs (tableau 1.2).

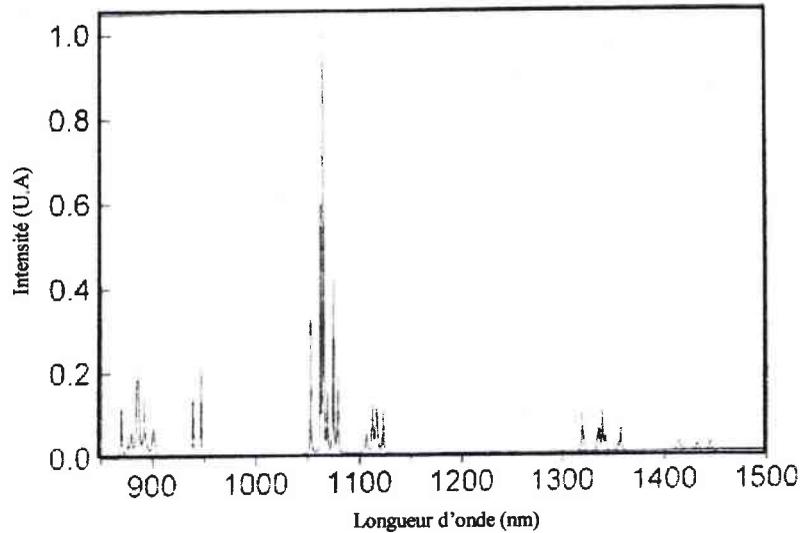


Figure 1.6: Spectre d'émission du laser YAG : Nd

- Le saphir dopé titane (Saphir :Ti) permet de générer des impulsions très courtes (de l'ordre de quelques femtoseconde). Il est utilisé en particulier dans les lasers à modes synchronisés. Son faible temps de désexcitation l'empêche d'émettre des impulsions de longue durée, mais sa limitation la plus importante est liée aux difficultés de la croissance cristalline du cristal de saphir [Boulon, 1992].

Il existe d'autres matériaux laser comme :

- YLF : Nd est également moins sensible aux effets thermiques et permet d'obtenir des impulsions de durées importantes [Bado 1987]. Il possède cependant un gain beaucoup plus faible que celui du YAG : Nd.
- Verre : Nd est très utilisé dans le domaine de fusion nucléaire par confinement grâce à sa large bande passante (21,3 nm) autour de la longueur d'onde 1,05 μm [Bado 1987]. Cette large bande passante permet d'obtenir des impulsions de très courtes durées.

On trouve d'autres matériaux comme YAlO_3 (YAP), $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$:Nd (KGW :Nd), Verre :Er :Yb...qui sont entrés ces dernières années dans le domaine des lasers impulsionnels.

1-5 LE PROCESSUS DE POMPAGE OPTIQUE

Après avoir présenté les propriétés des différents matériaux laser, nous allons maintenant décrire les différents moyens de pomper le niveau supérieur de la transition laser. On considère ici le pompage par diodes laser et le pompage par lampes flash.

1-5-1 Pompage par lampes à flash

Il nécessite de très grandes énergies afin de générer des impulsions puissantes, et induit beaucoup de charges thermiques dans le milieu actif ce qui déstabilise le résonateur optique. Ce mode de pompage est peu utilisé actuellement.

1-5-2 Pompage par diodes

Le pompage direct par diodes laser permet d'obtenir des systèmes laser très compacts, et très fiables. Il offre plusieurs avantages comparés au pompage par lampes flash [Zhao, 1996] et [Nesa, 1992]:

- * Son rendement optique est plus élevé.
- * Il induit cinq fois moins de charges thermiques.
- * Sa durée de vie est supérieure.

Par ailleurs, le pompage par diodes existe en deux modes :

Pompage par l'arrière : son principe est présenté dans la figure 1.7, où des diodes laser éclairent le milieu actif, situé à l'intérieur de la cavité, par l'intermédiaire d'un système de lentille.

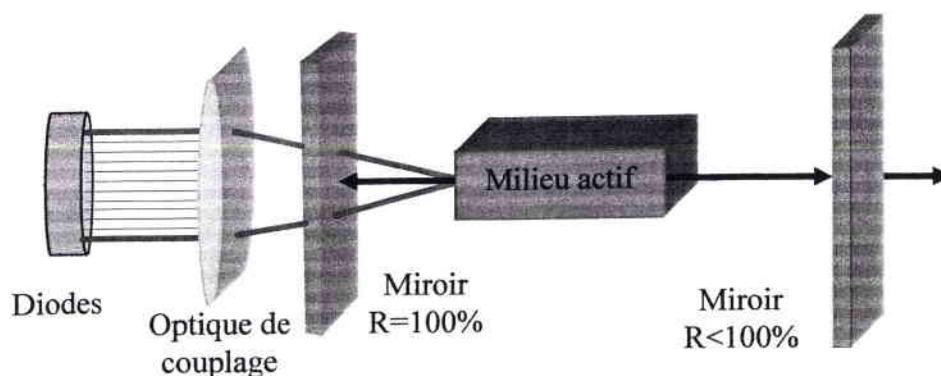


Figure 1.7: Schéma illustrant le principe d'un pompage par diode laser par l'arrière.

Même s'il permet d'atteindre une grande inversion de population puisque la gain par unité de surface est grand, ce type de pompage induit des charges thermiques relativement importantes dans le milieu actif ce qui déstabilise la cavité optique [Dawes, 1995], [Liu, 2001]. Cet effet a fait l'objet d'une étude sur un laser YLF : Nd [Hardman, 1999] et sur un laser de YAG : Nd [Lan, 2000]. La dernière équipe a remarqué que l'effet thermique dépend à la fois de la puissance du pompage et du taux de répétition des impulsions émises. Pour réduire cet

effet, Dawes [Dawes, 1995] a proposé d'utiliser une illumination uniforme au lieu de focaliser la lumière en un point de la surface du matériau. Ceci correspond au pompage transversal.

Pompage transversal : il consiste à pomper transversalement le barreau de milieu actif comme illustré dans la figure 1.8. En plus d'obtenir des puissances très élevées [Fluck, 2000], ce pompage permet de s'affranchir des problèmes liés à l'effet thermique causé en général par le système de focalisation

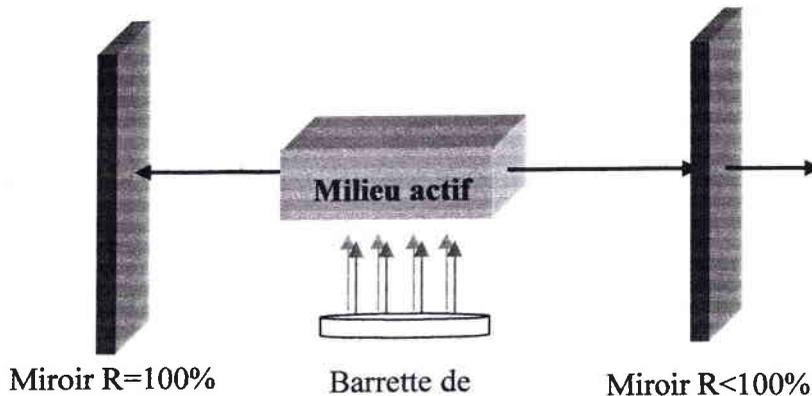


Figure 1.8: Schéma illustrant le principe d'un pompage par diode laser transversal.

2 DIFFÉRENTES TECHNIQUES POUR RÉALISER UN LASER IMPULSIONNEL

Il existe de nombreux moyens pour générer une impulsion laser. La technique privilégiée est la commutation des pertes. On a alors un laser à déclenchement de cavité ou Q-switch. Q est le facteur de qualité de la cavité, défini par le rapport de l'énergie stockée sur l'énergie perdue dans la cavité. Il existe deux types de déclenchement :

Le déclenchement passif

Le déclenchement passif exploite principalement les mécanismes d'absorption saturable. Dans ce cas, c'est l'effet laser lui-même qui modifie les propriétés du système passif inséré dans la cavité.

Le déclenchement actif

Le déclenchement actif est caractérisé par la modification d'une propriété physique du système inséré dans la cavité grâce à une commande extérieure (effet acousto-optique, effet

électro-optique ...). Cette modification entraîne une variation des pertes due à l'insertion du système actif dans la cavité.

2-1 CAVITE LASER A DECLENCHEMENT PASSIF

Le déclenchement passif est assuré par la présence dans la cavité d'un absorbant saturable [Prokhorov, 1983], [Yanov, 1983].

L'absorbant saturable est un absorbant résonant non linéaire dont le coefficient d'absorption peut varier de façon réversible sous l'effet d'un flux lumineux suffisamment intense de longueur d'onde déterminée.

Le déclenchement passif est une méthode permettant d'obtenir des impulsions laser de courtes durées (quelques picosecondes à quelques dizaines de nanosecondes). Cette technique ne nécessite pas de commande par un circuit externe à la cavité.

Son fonctionnement repose sur un effet optique non-linéaire de transparence induite par voie optique. Ce phénomène existe lorsqu'un milieu opaque à l'état initial devient transparent quand le rayonnement auquel il est soumis devient suffisamment intense. Pour en comprendre le principe, considérons un milieu saturable inséré dans une cavité laser. Il se modifie en fonction de l'intensité du faisceau lumineux qui lui même dépend des pertes totales de la cavité et donc de l'absorbant saturable. Ces pertes doivent être légèrement inférieures au gain de manière à ce que l'effet laser puisse démarrer. L'évolution temporelle du gain, des pertes et de l'impulsion laser est présentée sur la figure 1.9.

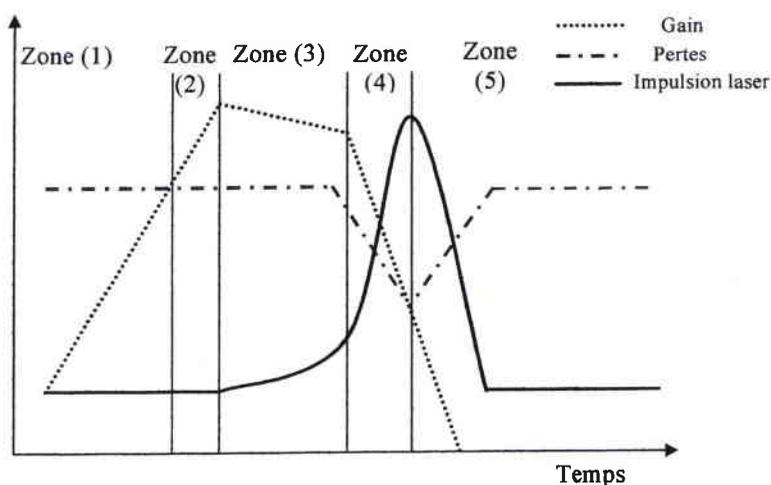


Figure 1.9: Evolution temporelle du gain, des pertes et de l'impulsion laser dans le cas d'un déclenchement passif.

Les différentes zones représentées dans la figure 1.9 correspondent à :

Zone 1 : Augmentation du gain sous l'effet du pompage jusqu'à une valeur légèrement supérieure aux pertes.

Zone 2 : Création de l'impulsion : le gain est supérieur aux pertes mais l'impulsion laser n'est pas encore formée.

Zone 3 : Création de l'impulsion laser. Le gain diminue légèrement mais reste toujours supérieur aux pertes. L'absorbant saturable commence à se saturer.

Zone 4 : Diminution des pertes de la cavité due au début de l'émission laser, grâce à la saturation de l'absorbant. Il en résulte un gain nettement supérieur aux pertes et donc création d'une impulsion laser. Le gain diminue rapidement jusqu'à devenir égal aux pertes, à ce moment là, l'amplitude de l'impulsion diminue.

Temps 5 : Fin de l'impulsion laser, le milieu saturable retrouve son opacité. Le système reprend à partir de la zone 1.

Pour que le système fonctionne de manière optimale, il faut que la saturation et le retour à l'opacité de l'absorbant saturable soient très rapides. Il faut donc que le matériau présente une section efficace d'absorption importante à la longueur d'onde considérée ainsi qu'une durée de vie du niveau supérieur de la transition laser considérée relativement courte.

Pour déclencher un laser par absorbant saturable, le matériau doit présenter une absorption à la longueur d'onde émise par le laser.

Plusieurs matériaux ont été identifiés comme absorbants saturables en particulier vers $1,53 \mu\text{m}$, comme le FAP : Er et le SVAP. Les applications à cette longueur d'onde sont par exemple la télémétrie par temps de vol, la désignation de cibles (domaine dit de sécurité oculaire) et la transmission dans les fibres en silice. On trouve également d'autres matériaux très utilisés pour déclencher passivement les lasers YAG : Nd émettant à $1,064 \mu\text{m}$ comme le YAG : Cr⁴⁺ [Terry, 1995].

Dans le tableau 1.3 nous avons reporté les caractéristiques des impulsions laser à $1,064 \mu\text{m}$ que quelques chercheurs ont obtenu en utilisant un déclenchement passif dans une cavité YAG : Nd en utilisant le YAG dopé Cr⁴⁺ comme milieu absorbant.

Résultats obtenus			Références
Largeur de l'impulsion	Min	Quelques ps	[Ewart, 1979]
	Max	500 ns	[Chen, 2000]
Taux de répétition	Max	54 kHz	[Lai, 2001]
Energie de l'impulsion	Max	10 mJ	[Chen, 2000]

Tableau 1.3: Résultats obtenus par plusieurs chercheurs avec un laser YAG : Nd déclenché par l'absorbant YAG : Cr⁴⁺.

Le déclenchement passif de lasers par absorbant saturable est devenu une technique simple et performante. Son principal inconvénient, en plus des faibles énergies émises, est l'absence de contrôle que l'on peut exercer sur le taux de répétition, la durée des impulsions et sur la phase du train d'impulsions obtenu en régime répétitif. Des fluctuations importantes (de l'ordre de 10 %) de la fréquence de répétition sont observées [Chernikov, 1997].

Récemment une étude a montré que l'on pouvait réduire considérablement ces fluctuations en imposant une modulation du gain par l'intermédiaire d'une modulation en intensité de la source de pompe à une fréquence proche de la fréquence naturelle du système milieu amplificateur et absorbant saturable. Ces instabilités ont été réduites à 10⁻⁶ % [Lai 2001].

2-2 DECLENCHEMENT ACTIF PAR SYNCHRONISATIONS DES MODES

Une méthode de synchronisation des modes permet d'obtenir une suite d'impulsions extrêmement brèves à partir d'un laser présentant une large courbe de gain et pompé de manière continue. Un tel laser est nommé laser à modes bloqués ou verrouillés [Siegman, 1986].

Pour en comprendre le principe, considérons d'abord un laser continu multimode [Didomenico, 1964], [Yariv, 1984]. La lumière émise comporte plusieurs composantes monochromatiques correspondant aux divers modes, et dont les phases sont a priori non corrélées. En supposant que tous les modes ont une même amplitude E_0 , de fréquence ω_k , le champ électrique à la sortie d'un tel laser est égal à :

$$E(t) = \sum_{k=0}^{N-1} E_0 \cos(\omega_k t + \varphi_k) \quad (1.22)$$

où N est le nombre de modes oscillants et les φ_k sont les phases (des modes) variables aléatoires non corrélées.

L'intensité lumineuse, moyennée sur un temps long devant la période optique $1/\omega_k$, mais court devant $1/m\Delta\omega$, est égale à :

$$I(t) = \frac{mE_0^2}{2} + E_0^2 \sum_{j \neq k} \cos[(\omega_j - \omega_k)t + \varphi_j - \varphi_k] \quad (1.23)$$

$I(t)$ est la somme d'une intensité moyenne ($mE_0^2/2$) et d'un terme important de fluctuations comme l'indique la figure 1.10.

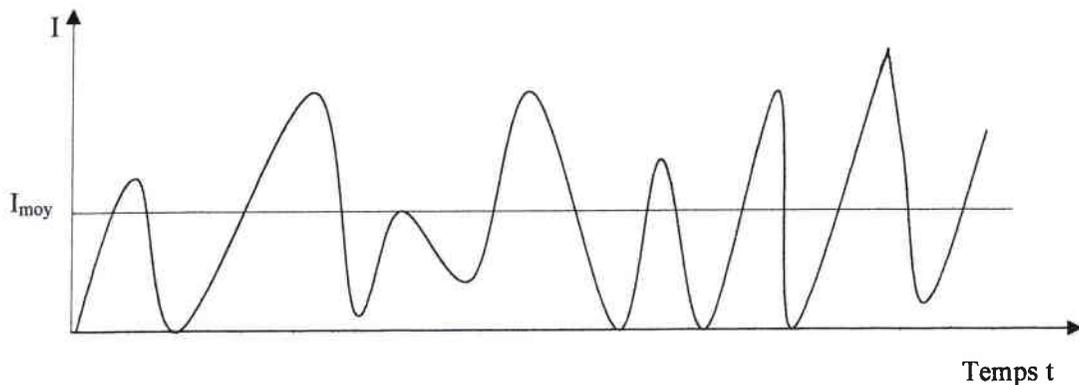


Figure 1.10: Variation de l'intensité d'un laser multimodes. Les phases sont des variables aléatoires indépendantes. L'intensité fluctue autour de sa valeur moyenne

Ce phénomène de fluctuations résulte du fait qu'à certains instants, plusieurs modes du champ (1.22) interfèrent constructivement [Grynberg, 1997]. Comme l'intensité moyenne est toujours donnée par (1.23) où le second terme a une moyenne nulle quelque soient les hypothèses sur les phases φ_k , les intensités des pics sont intenses et leurs durées sont brèves (figure 1.10).

Supposons maintenant que les phases φ_k sont corrélées. Après un développement mathématique de l'équation (1.23), l'intensité maximale émise pour chaque impulsion s'écrit :

$$I_{\max} = \frac{m^2 E_0^2}{2} \quad (1.24)$$

Les intensités sont d'autant plus intenses et plus courtes que le nombre de modes oscillant m est élevé (figure 1.11).

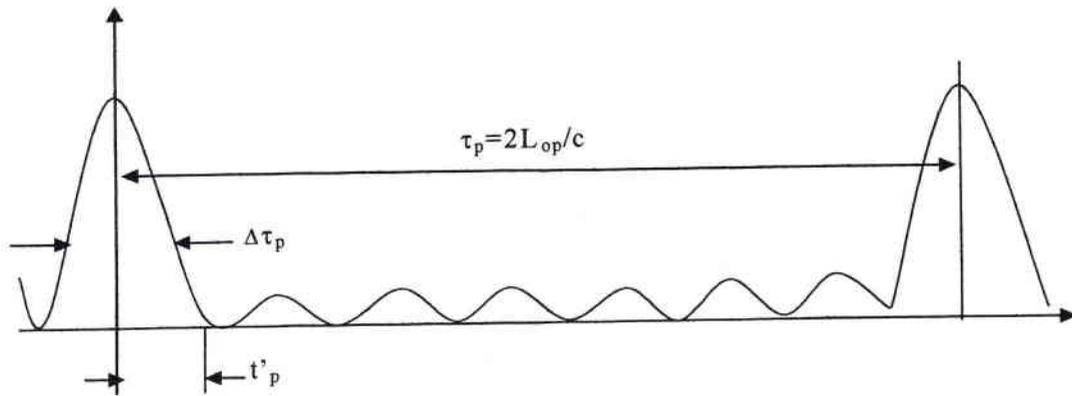


Figure 1.11: Intensité d'un laser à modes synchronisés en fonction du temps. L'intensité résulte de l'addition cohérente des champs de $2n+1$ modes laser (7 dans le cas de la figure) de même amplitude et équidistants

Afin de synchroniser les modes, on module l'intensité ou la phase des modes d'un laser multimodes [Kuizenga, 1970]. Pour cela, on peut placer dans la cavité laser un modulateur acousto-optique (AO) ou électro-optique (EO). Récemment Badziak [Badziak, 1997] a même utilisé un déflecteur EO.

A titre d'exemple, nous présentons dans le tableau suivant quelques résultats associés à cette technique, résultats trouvés dans la littérature :

Propriétés			Laser utilisé	Références
Largeur de l'impulsion	Min	\ll ps	YAG : Nd à 1,064 μm	[Svelto, 1998]
	Max	< 10 ns	YAG : Nd à 1,064 μm	[Chen, 2000]
Taux de répétition	Min	4 MHz	Saphir : Ti	[Cho, 2001]
	Max	73 GHz	LiYF ₄ :Nd à 1,047 μm	[Palese, 1992]
Energie de l'impulsion	Max	quelques mJ	Laser à rubis	[Houtman, 1982]

Tableau 1.4: Quelques résultats reportés sur les lasers à modes synchronisés.

La méthode de synchronisation des modes permet d'obtenir des impulsions très courtes et de puissances crêtes très élevées. Néanmoins, l'utilisation de cavités standard (de longueur métrique) impose des fréquences de répétitions élevées (supérieures à 100 MHz), et limite la puissance des impulsions. L'une des solutions est d'augmenter de façon importante la longueur du résonateur laser. La deuxième solution est d'utiliser une cavité à multi-passages

[Cho, 2001] où une fréquence de répétition de 4 MHz a été obtenue dans un laser de Saphir : Ti avec une durée de 55 fs et une énergie par impulsion de 48 nJ.

Cette technique de synchronisation peut aussi être réalisable avec des absorbants saturables. Mais elle souffre d'un problème d'instabilité du taux de répétition des impulsions laser [Haus, 1974]. Ce problème a été étudié par Joly et al [Joly, 2001] qui propose de supprimer ces instabilités à l'aide d'une contre réaction électronique. Ceci a été validé par Schibli et al [Schibli, 2001] dans le cas d'un laser $\text{YVO}_4 : \text{Nd}$.

2-3 DECLENCHEMENT ACTIF PAR EFFET ACOUSTO-OPTIQUE

Un modulateur acousto-optique (AO) est constitué par un milieu transparent dans lequel on fait propager des ultrasons. Ces ondes acoustiques, de longueur d'onde λ_a , sont engendrées par un transducteur piézo-électrique, lui même constitué par un matériau qui se présente sous forme d'un monocristal, d'une céramique ou de couches minces déposées par évaporation.

Dans un modulateur AO, une certaine proportion de la lumière incidente d'une source laser est déviée dans une direction en raison des variations périodiques de l'indice produites par le passage des ultrasons (régime de Bragg (figure 1.12.a)) ou dans plusieurs (Régime de Raman et Nath).

Le déclenchement via l'effet AO consiste à insérer un modulateur AO dans une cavité (figure 1.12.b). Lorsqu'une onde acoustique est envoyée dans le matériau, une grande partie de la lumière amplifiée est diffractée et elle ne se trouve plus dans l'alignement de la cavité considérée donc comme fermée. Ces pertes maintiennent le gain en dessous du seuil pour l'inversion de population au moment où l'impulsion laser se construit. Lorsque l'onde acoustique est interrompue, l'impulsion laser se déclenche à travers le miroir de sortie.

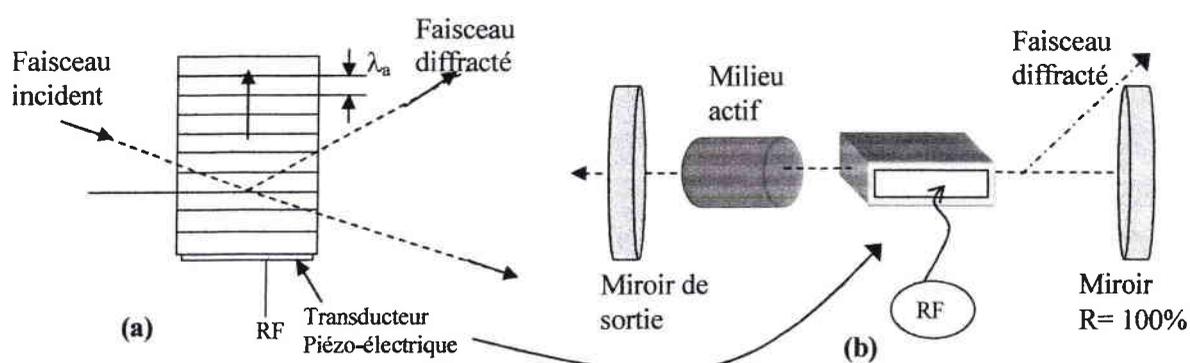


Figure 1.12: (a) : Diffraction selon un réseau de Bragg. (b) : Schéma de cavité laser à déclenchement par effet acousto-optique

Comme pour les autres méthodes, nous avons reporté des résultats obtenus à l'aide de ce type de déclencheur.

Propriétés			Laser utilisé	Références
Largeur de l'impulsion	Min	9 ns	YAG : Nd à 1,064 μm	[Dawes, 1995]
	Max	600 ns	YAG : Nd à 1,444 μm	[Agnesi, 1998]
Taux de répétition	Max	50 kHz	GdVO ₄ : Nd : 1,06 μm	[Liu, 2001]
Energie de l'impulsion	Max	1 mJ	YAG : Nd à 1,064 μm	[Dawes, 1995]

Tableau 1. 5: Résultats reportés de la littérature concernant les lasers déclenchés par effet acousto-optique

Le déclenchement par effet AO est une technique entièrement contrôlable qui permet d'obtenir des impulsions de différentes durées avec différentes cadences selon les applications. Elle est toutefois limitée en puissance car aux fortes puissances de pompage, les pertes par diffractions demeurent insuffisantes pour empêcher l'oscillation laser [Dawes, 1995].

Malgré les avantages offerts par les trois techniques détaillées auparavant, elles présentent les inconvénients majeurs suivants :

- Le non contrôle du déclenchement passif et de la technique de synchronisation des modes limite fortement leurs applications.
- Le faible rendement aux fortes puissances de pompage, empêche le laser déclenché par effet AO de générer des impulsions aux puissances voulues.

Pour s'affranchir de ces problèmes, on utilise le déclenchement par effet électro-optique (EO). En effet, ce dernier basé sur la variation d'indice de réfraction induite par un champ électrique dans un matériau EO, permet d'obtenir des impulsions contrôlées en puissances, en durées et en cadences. Ce type de déclenchement est présenté et analysé dans la suite.

2-4 DECLENCHEMENT ACTIF PAR EFFET ELECTRO-OPTIQUE

La commutation des pertes dans la cavité est, dans ce cas, réalisée en y plaçant un cristal EO. Cet effet correspond à une variation d'indice de réfraction $\delta n_i(E)$ du cristal EO induite par un champ électrique :

$$\delta n_i = -\frac{n_i^3}{2} r_{ijk} E_k \quad (1.25)$$

r_{ijk} est le coefficient EO mis en jeu, n_i est l'indice de réfraction et E_k est le champ électrique suivant la direction k . Cette variation d'indice de réfraction entraîne une modification de la phase de l'onde suivant l'axe i , induisant ainsi une modification de la polarisation de l'onde lumineuse circulant dans la cavité. Celle-ci par exemple, après un double passage dans le cristal sur lequel est appliqué un champ électrique adéquat, permet une rotation du plan de polarisation de 90° qui peut provoquer l'ouverture ou la fermeture de la cavité selon la configuration choisie.

Il existe en effet plusieurs techniques pour commuter les pertes d'une cavité laser par effet EO, que nous détaillons dans la suite.

2-4-1 Déclenchement utilisant un cristal électro-optique et un polariseur

Pour en comprendre le principe, considérons une cavité laser constituée de deux miroirs, M_1 (partiellement réfléchissant) et M_2 (totalement réfléchissant) d'un milieu laser soumis à un système de pompage, d'un cristal EO et d'un polariseur orienté à 45° des axes principaux de l'ellipsoïde des indices du cristal EO (voir figure 1.13).

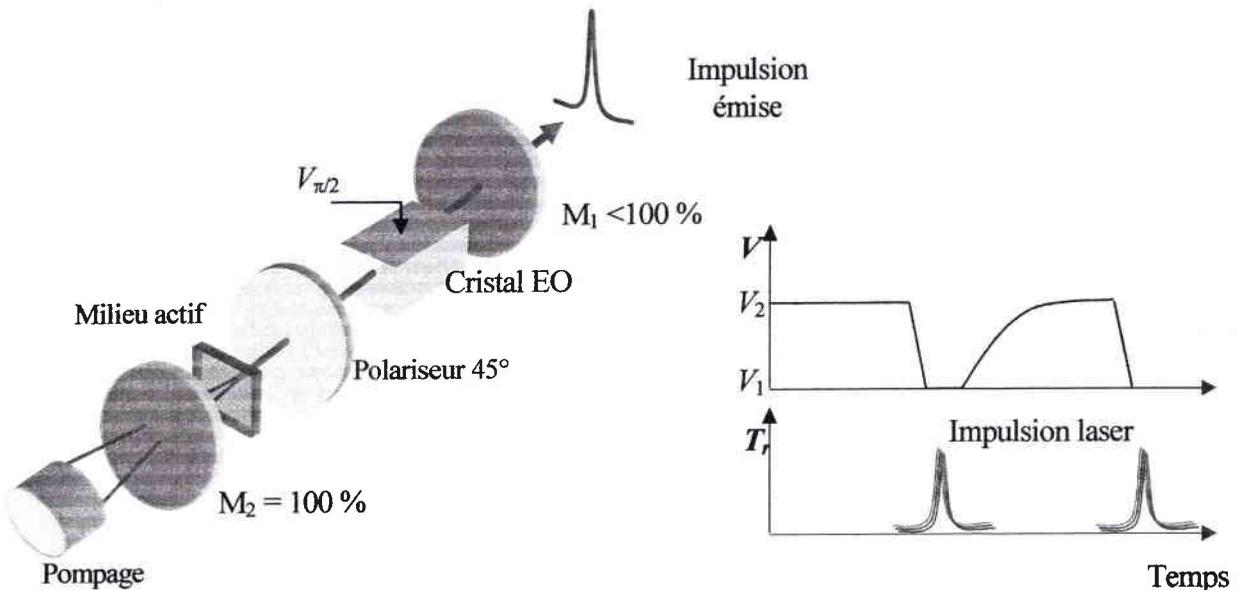


Figure 1.13: Principe de fonctionnement du laser impulsionnel basé sur un seul polariseur. V est la tension appliquée au cristal et T_r est la transmission du système.

Dans un premier temps, l'onde lumineuse générée par le pompage traverse le polariseur, puis le cristal EO qui induit un retard de phase Γ entre les composantes principales de la polarisation. Après la réflexion sur le miroir qui n'induit aucun retard de phase, l'onde retransverse dans l'autre sens le cristal et le retard de phase total induit par le cristal est alors de 2Γ . La fonction de transfert d'un tel système est donnée par :

$$T_r = \cos^2(\Gamma) \quad (1.26)$$

On remarque que selon la valeur de Γ , l'intensité transmise par le dispositif peut être nulle ($\Gamma=(2k+1)\pi/2$) ou maximale ($\Gamma=k\pi$). Par conséquent, le dispositif peut donc autoriser ou non l'effet laser dans la cavité.

Cet interrupteur doit fonctionner en tout ou rien, la transmittance T_r devant être nulle pour $V = V_1$ et maximale pour $V = V_2$.

Prenons le cas où $V_1 = 0$ et $V_2 = V_{\pi/2}$ induisant, d'après (1.26) un déphasage $\Gamma = \pi/2$. Au total, le déphasage induit est de π et la polarisation de l'onde a tourné de $\pi/2$ à la sortie du cristal et est donc perpendiculaire à celle du polariseur: la cavité est bloquée. Tant qu'une tension $V = V_{\pi/2}$ est appliquée au cristal, la cavité est bloquée (fermée), et le pompage permet de peupler le niveau supérieur de la transition laser. Dès que la tension électrique est commutée à une valeur nulle, le déphasage introduit devient nul et la polarisation de l'onde n'est pas modifiée. Celle-ci n'est pas arrêtée par le polariseur et il y a émission laser.

Cette méthode a été mise en œuvre par plusieurs équipes : [Waksberg, 1968], [Ernest 1966] et récemment par : Dawes et al [Dawes, 1995] et Musset et al [Musset, 1997] par exemple. Dawes et al ont utilisé une cavité, à miroirs plan-concave, de longueur 12,5 cm, un cristal de LiNbO_3 de dimension ($7 \times 7 \times 21 \text{ mm}^3$) et un cristal de YAG : Nd comme matériau actif, de diamètre 3 mm, émettant à la longueur d'onde de $1,064 \mu\text{m}$ et pompé à l'aide des diodes par l'arrière émettant des impulsions d'énergie égale à 70 mJ, de durée 200 μs et de taux de répétition égale à 10 Hz.

Musset et al ont étudié les performances d'un nouveau matériau KGW : Nd émettant à $1,067 \mu\text{m}$. La commutation des pertes était obtenue en utilisant un cristal EO de KDP (commercialisé par Gsänger). On reporte dans le tableau suivant un exemple des résultats obtenus par les deux équipes:

(Matériau laser / cristal EO)	YAG : Nd / LiNbO ₃ [Dawes, 1995]	KGW : Nd / KDP [Musset, 1997]
Energie du pompage	115 mJ	41 J
Largeur de l'impulsion (ns)	12	30
Taux de répétition (Hz)	50	40
Puissance crête (MW)	0,55	50
Puissance moyenne (W)	0,33	61
P moyenne /E de pompage	2,86	1,48

Tableau 1. 6: Résultats obtenus dans le cas de la technique de déclenchement à un polariseur

Afin d'augmenter le niveau de pertes induites pendant la fermeture de la cavité, on peut insérer un deuxième polariseur dans la cavité. C'est l'objet du paragraphe suivant.

2-4-2 Déclenchement utilisant un cristal électro-optique et deux polariseurs

Considérons le montage suivant (figure 1.14) où la cavité laser contient deux polariseurs.

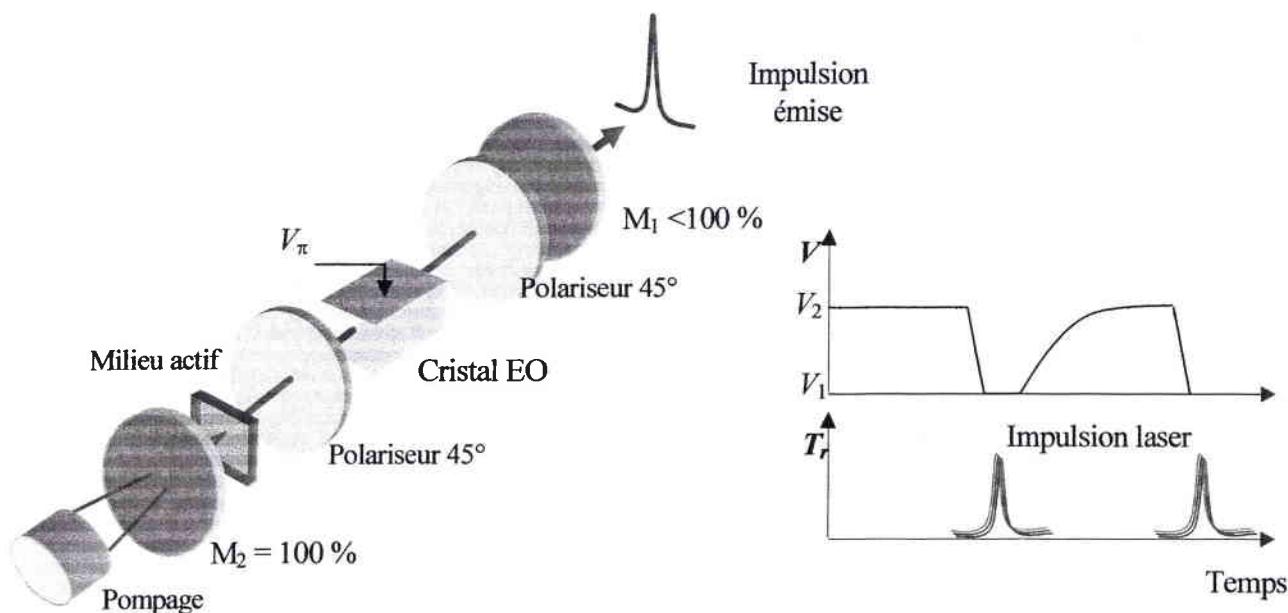


Figure 1.14: Principe de fonctionnement du laser impulsionnel basé sur deux polariseurs. V est la tension appliquée au cristal et T_r est la transmission du système.

Par un raisonnement similaire au précédent, on constate qu'une tension $V_2 = V_\pi$, induisant un déphasage $\Gamma = \pi$, permet de bloquer la cavité. Tant que cette tension est appliquée, la cavité est bloquée (fermée), et le pompage permet de peupler le niveau supérieur de la transition laser. Dès que la tension électrique est commutée à une valeur nulle, le déphasage introduit devient nul et la polarisation de l'onde n'est pas modifiée. L'onde n'est pas arrêtée par le polariseur et il y a émission laser.

Cette méthode permet d'optimiser les pertes lorsqu'on utilise des lasers à fort gain. Cependant, elle nécessite une tension de commande élevée, V_π , ce qui représente un grand inconvénient en pratique.

2-4-3 Extraction de la cavité par effet électro-optique

Ce mode de fonctionnement permet d'obtenir des impulsions très courtes et plus intenses. La cavité présentée sur la figure 1.15 est constituée de deux miroirs de hautes réflectivités, proche de 100%, d'un polariseur orienté à l'angle de Brewster transmettant le champ intra cavité en polarisation horizontale et présentant une réflectivité élevée pour la polarisation perpendiculaire, d'un milieu laser et d'un cristal EO.

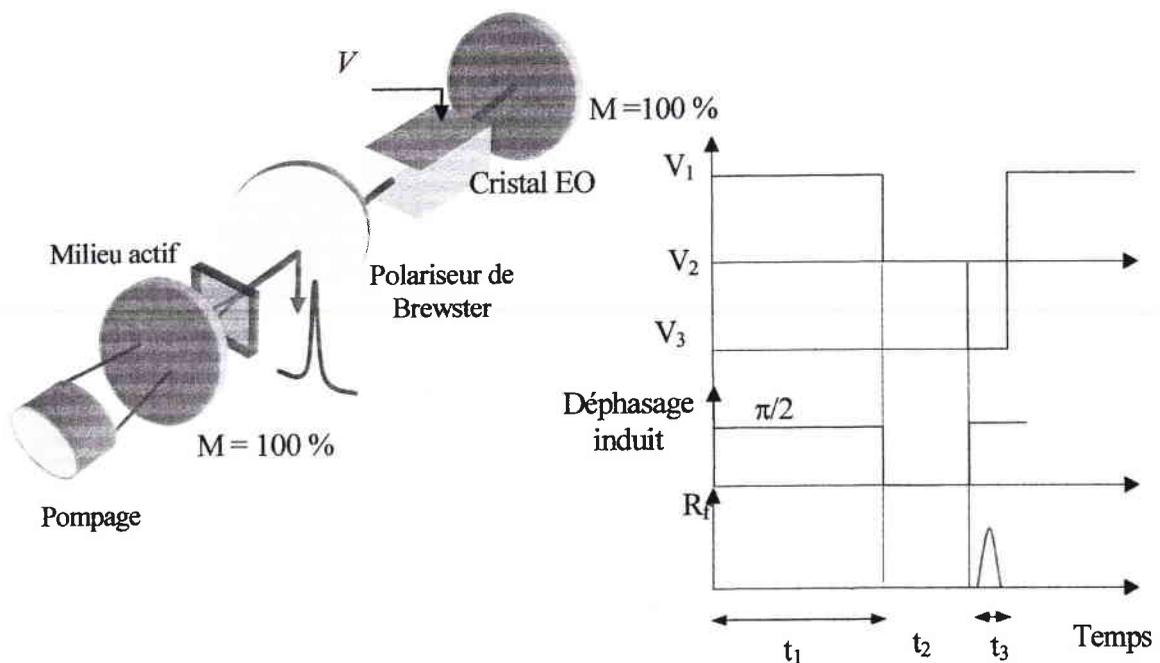


Figure 1.15: Schéma de principe du laser en extraction de la cavité. t_1 , t_2 et t_3 représentent les temps des trois étapes de fonctionnement. R_f est la réflexion sur le polariseur (extraction)

Le principe consiste à appliquer au cristal EO une tension $V_1 = V_{\pi/2}$ pendant le temps t_1 , induisant un déphasage $\pi/2$ pour bloquer la cavité. Ensuite, pour extraire l'impulsion laser, on applique, en deux étapes, les tensions V_2 et V_3 comme suit :

Au temps t_2 , la tension V_1 est commutée à une valeur $V_2=0$ qui appliquée permet d'ouvrir la cavité en compensant le déphasage initial induit par la tension V_1 . On autorise l'oscillation laser et donc l'impulsion laser se construit dans la cavité (figure 1.15).

La commutation V_3 , au temps t_3 , permet d'extraire une partie des photons oscillant dans la cavité et générer donc l'impulsion laser.

Le tableau 1.7 reporte les résultats obtenus avec ce type de laser. La cavité est constituée d'une cellule de Pockels constituée d'un cristal de LiNbO_3 soumise à une tension demi onde égale à 420 V, un laser YAG : Nd à 1,064 μm pompé transversalement par une barrette de diodes laser et d'un polariseur dont la transmission est de 99 % pour la polarisation horizontale. Cette cavité de type plan concave est de longueur 10 cm. [Nesa, 1992]

Type de laser	Extraction de la cavité	Déclenchement par le miroir de sortie
Energie de pompage (mJ)	12	12
Durée de l'impulsion (ns)	<3	28
Energie (mJ)	0,50	0,85
Puissance crête (MW)	0,17	0,03

Tableau 1.7: Résultats obtenus par la méthode d'extraction d'énergie et celle de déclenchement dont la transmission s'effectue par le miroir intracavité, en utilisant un échantillon de LiNbO_3 [Nesa, 1992]

On remarque que la méthode d'extraction de la cavité permet d'obtenir des impulsions plus courtes avec des puissances crêtes plus élevées comparées à celles obtenues par le déclenchement par le miroir de sortie. En effet, la technique d'extraction de la cavité utilise des miroirs de haute réflectivité ce qui réduit les pertes de la cavité provenant du miroir de transmission. L'inconvénient de cette technique réside dans la mise au point de tension qui est complexe.

Les techniques décrites dans ces trois paragraphes apparaissent simples et économiques à mettre en œuvre du point de vue de l'arrangement des éléments optiques. Mais la tension appliquée au cristal de façon permanente (pour fermer la cavité), peut induire un endommagement permanent des surfaces du cristal EO. La conductivité électrique des cristaux peut induire un phénomène d'électrolyse qui est à l'origine de la dégradation des faces du cristal. Ceci est notamment le cas pour les cristaux du type de KDP, (DKDP, ADP et AD*P) et aussi de KTP. Pour s'affranchir de ce problème, Dawes et al [Dawes, 1995] ont rajouté une lame quart d'onde entre le cristal et le miroir de sortie. Ce cas est traité dans le paragraphe suivant.

2-4-4 Déclenchement utilisant un cristal électro-optique, un polariseur et une lame quart d'onde

Ce dispositif reprend les caractéristiques de celui de la figure 1.13 mais comprend en plus une lame quart d'onde placée entre le cristal et le miroir (figure 1.16).

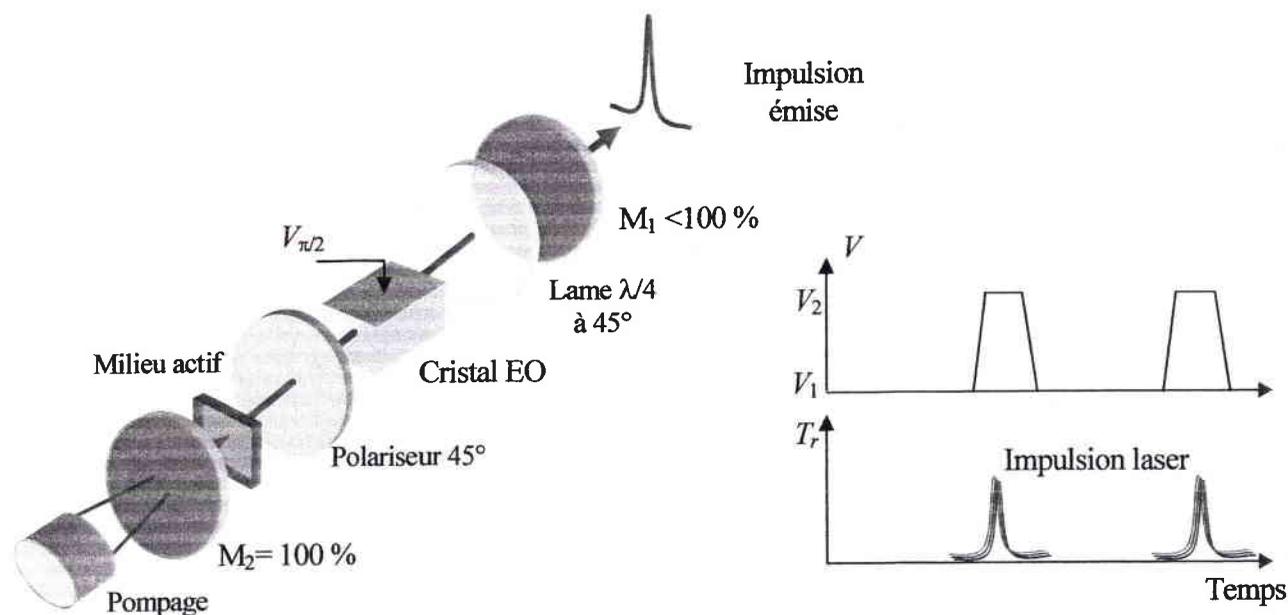


Figure 1.16: Principe de fonctionnement du laser impulsionnel basé sur un polariseur et une lame quart d'onde

De façon similaire au paragraphe 2.4.1, on peut écrire la transmittance d'un tel dispositif sous la forme :

$$T_r = \sin^2(\Gamma) \quad (1.27)$$

On remarque que selon la valeur de Γ , l'intensité transmise par le dispositif peut être nulle ($\Gamma=k\pi$) en appliquant une tension $V = V_1$ ou maximale ($\Gamma=(2k+1)\pi/2$) en appliquant une tension $V = V_2$. Le dispositif peut donc autoriser ou non l'effet laser dans la cavité.

Si $V_1 = 0$, le cristal n'induit aucun déphasage. La polarisation de l'onde qui traverse deux fois le cristal, et la lame quart d'onde tourne de $\pi/2$ et se trouve perpendiculaire à celle du polariseur. La cavité est donc fermée. Tant qu'on n'applique aucune tension, la cavité reste bloquée et le pompage permet d'augmenter la population du niveau supérieur du milieu laser.

Si on applique sur le cristal une tension $V_2 = V_{\pi/2}$, tel qu'il induit un déphasage $\Gamma = \pi/2$, le champ aura, dans un aller retour, induit un déphasage de π et la polarisation aura tourné de $\pi/2$. Elle sera donc colinéaire à celle du polariseur. La cavité est par conséquent ouverte et déclenche ainsi l'impulsion laser.

Cette méthode a été utilisée en particulier par Buzelis et al [Buzelis, 1998] et Lafond et al [Lafond, 1998] qui ont pu générer des impulsions monomodes de courtes durées. Pour illustrer cette technique de déclenchement laser, on peut citer, dans le tableau 1.8, les résultats obtenus par les deux équipes.

(Matériau laser/ Cristal EO) utilisé	YAP : Nd / KD*P [Lafond 1998]	YAG : Nd / K*DP [Buzelis 1998]
Longueur de la cavité (cm)	120	18
Longueur d'onde (μm)	1,34	1,064
Energie de pompage (J)	10	16
Durée impulsionnelle (ns)	50	1,6
Puissance crête (MW)	0,5	4,3

Tableau 1. 8: Résultats obtenus avec le déclenchement utilisant un polariseur et une lame quart d'onde et pour différents laser. La cellule de Pockels est constituée d'un cristal de KDP

La différence observée entre les deux durées d'impulsions est due à :

- la différence entre les longueurs des deux cavités (18 cm et 1,2 m) utilisées.
- La durée des impulsions électriques appliquées est très faible. Buzelis et al ont réussi à optimiser au maximum les temps de commutation et de retard (inférieure à 0,5 ns).

Le principal avantage de cette méthode est qu'aucun effet de champ appliqué n'est mentionné malgré l'utilisation de cristaux de type K*DP. Ceci peut s'expliquer par la durée très courte de son application qui est de l'ordre de la durée de l'impulsion émise.

2-4-5 Cavité déclenchée par déflexion électro-optique

Ce système de commutation des pertes est à rapprocher de celui où c'est l'effet AO qui par déviation de faisceau permet l'obtention de l'impulsion.

Pour obtenir une déviation du faisceau, il faut créer un gradient d'indice de réfraction dans une direction perpendiculaire à la direction de propagation. Ceci nécessite donc un gradient de tension appliquée obtenu grâce à un cristal EO taillé selon une géométrie spéciale et électrodé de façon particulière (quatre électrodes, quadripôle) (figure 1.17)

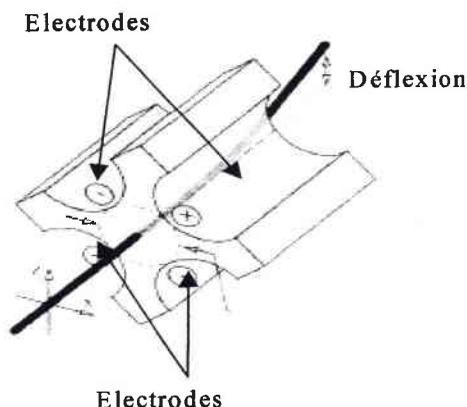


Figure 1.17: Schéma représentatif d'un déflecteur électro-optique avec quatre électrodes.

Le déflecteur est placé seul dans la cavité avec le milieu actif (figure 1.18). Si une tension V est appliquée au cristal, la lumière circulant dans la cavité est déviée et la cavité est bloquée. Par conséquent l'inversion de population croît pour donner naissance à une impulsion laser lorsque la tension appliquée est nulle.

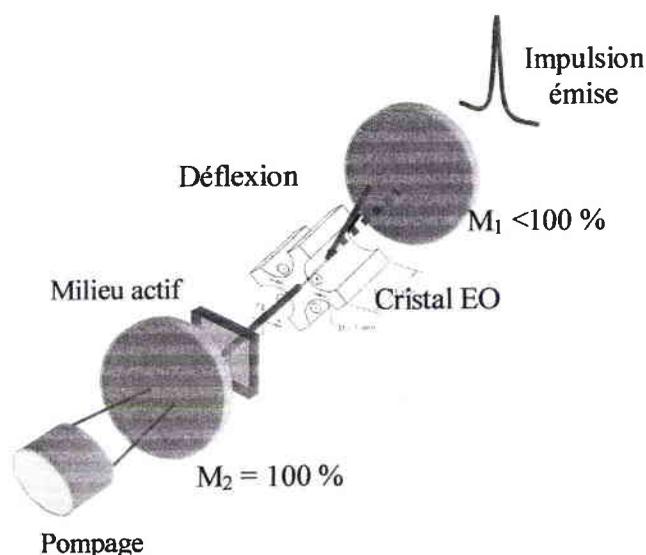


Figure 1.18: Cavité laser déclenchée par déflexion électro-optique.

Le déclenchement par déflexion EO permet d'obtenir des impulsions de durées plus courtes et des énergies plus importantes que celles obtenues par la déflexion AO. En effet, la commutation de pertes par la déflexion EO nécessite seulement un système d'alimentation rapide, contrairement à la déflexion AO qui nécessite, de plus, des faisceaux lumineux de faibles diamètres afin que l'onde acoustique puisse dévier tout le faisceau laser.

La déflexion EO a été utilisée pour la première fois afin d'obtenir des lasers à modes synchronisés par l'équipe de Badziak [Badziak, 1997] et un an après, Friel [Friel, 1998] a utilisé un tel défecteur en LiNbO_3 dans une cavité déclenchée. Les déviations obtenues étaient de l'ordre de 6 mrad/kV. Des impulsions à la longueur d'onde 1,064 μm de durée de 1,5 ns, de puissance crête de 7 kW avec un taux de répétition de 20 kHz ont été obtenues. Le pompage est assuré par une diode laser de puissance 1,2 W couplée par fibre optique.

Cette technique n'exige aucun élément optique additionnel (polariseur, quart d'onde...) ce qui implique peu de pertes d'insertion et une longueur de cavité minimale. En revanche, la préparation du quadripôle semble difficile puisqu'elle nécessite une coupe assez spéciale.

3 CAHIER DES CHARGES ET FACTEURS DE MERITE D'UN DISPOSITIF DE DECLENCHEMENT ELECTRO-OPTIQUE

Nous allons à présent nous intéresser de plus près au cahier des charges que doit remplir un cristal EO vis à vis de son application en tant que déclencheur de cavité laser. Ces contraintes peuvent être classées en cinq parties.

3-1 CROISSANCE ET MISE EN FORME

Une cellule de Pockels nécessite des matériaux se présentant sous forme volumiques (quelques cm^3) contrairement aux systèmes intégrés qui se présentent sous forme de guides d'ondes ou de films minces. La cristallogénèse des matériaux utilisés pour cette application doit donc être capable de fournir des gros volumes de cristaux de façon la moins onéreuse possible.

Une des difficultés majeures de la croissance de cristaux en gros volume est liée à la conservation de l'homogénéité (stœchiométrie, défauts...) dans tout le volume. Ainsi les cristaux de KDP, bien que nécessitant des tensions de commande élevées et très sensibles à l'humidité, sont les seuls cristaux utilisés lorsque les diamètres de faisceau laser nécessaires

sont élevés car ils présentent une homogénéité excellente et n'induisent donc pas de déformation du faisceau lumineux.

Une fois la synthèse effectuée, les cristaux vont devoir être découpés et polis. Ces deux étapes nécessitent que le matériau soit stable chimiquement (c'est à dire inerte par rapport à des nettoyages classiques : acétone, alcool, eau distillée...) et de dureté suffisamment importante pour autoriser un polissage avec finition optique. Les matériaux doivent également présenter des températures de transformation de phase (transition cristalline, fusion...) les plus éloignées possibles des températures liées aux différentes étapes technologiques de préparation. Enfin, les matériaux doivent supporter les conditions de dépôt des électrodes qui se font généralement à vide par évaporation thermique.

Attachons nous maintenant à passer en revue les problèmes liés à l'insertion de la cellule de Pockels dans une cavité laser.

3-2 PERTES D'INSERTION DANS LA CAVITE

L'insertion d'une cellule de Pockels dans une cavité laser doit s'accompagner d'un minimum de pertes optiques. La lumière effectuant de nombreux aller-retour dans la cavité et donc de nombreux passages dans le cristal, un faible taux de perte dû au cristal peut conduire à des puissances de pompage seuil importantes.

Ces pertes induites par le cristal ont pour origine :

- l'absorption qui est en générale résiduelle (diffusion...) mais qui peut être induite par le flux lumineux.
- la réflexion spéculaire.

Cette dernière peut être grandement diminuée par des traitements antireflets (dépôt de multicouches). Un traitement antireflet de qualité nécessite une bonne compatibilité physico-chimique entre le cristal et les couches déposées (bonne adhérence).

L'absorption quant à elle dépend essentiellement de la qualité cristalline et de la présence d'impuretés, donc de la croissance cristalline. Au delà des pertes d'insertion, ces phénomènes d'absorption peuvent conduire à un échauffement intense du cristal et conduire à son endommagement. Ces endommagements peuvent conduire même à la destruction du cristal.

3-3 COMMANDE DE LA CELLULE DE POCKELS

3-3-1 Tension de commande

Une des caractéristiques les plus importantes dans les lasers à déclenchement EO est la tension nécessaire pour la commutation des pertes. Elle présente un des grands obstacles limitant les cellules de Pockels à base de cristaux de KDP. En effet, l'utilisation de ce cristal nécessite une tension très élevée, de l'ordre de 26 kV.

Cette tension est définie par la tension pour laquelle la phase de l'onde lumineuse qui traverse le cristal augmente ou diminue de la valeur π par rapport à sa valeur initiale (la tension demi onde V_π). Comme nous le verrons plus en détail par la suite, cette caractéristique dépend des propriétés optiques et géométriques du matériau ainsi que le montre la relation suivante :

$$V_\pi = \frac{\lambda d}{n^3 r L} \quad (1.28)$$

où d , L , n et r , sont respectivement l'épaisseur, la longueur, l'indice de réfraction et le coefficient EO du matériau. Cette relation montre que pour travailler avec une tension de commande faible, le rapport L/d doit être important. Ceci n'est possible que dans le cas d'une configuration transversale où les directions du champ électrique appliqué et de propagation sont orthogonales, contrairement à la configuration longitudinale où ce rapport est égal à 1. Plus cette tension, qui est inversement proportionnelle au coefficient EO, est petite, plus l'application est facile à mettre en œuvre. Elle dépend directement de la longueur d'onde, mais aussi de façon indirecte, puisque le coefficient EO r et l'indice de réfraction n en dépendent.

Dans une application laser à déclenchement EO, la tension de commande est appliquée généralement de façon continue (tension statique) pour bloquer la cavité. On peut introduire un facteur de mérite F_I qui permet de s'affranchir de la longueur d'onde, par :

$$F_I = n^3 r^T \frac{L}{d} \quad (1.29)$$

Il est clair que les matériaux possédant des indices de réfraction et des coefficients EO élevés sont à favoriser. Il est nécessaire donc de déterminer le coefficient EO r aux temps longs r^T . Ceci est l'objectif du chapitre 2.

3-3-2 Puissance de commande

Considérons le signal électrique représenté par la figure 1.19 :

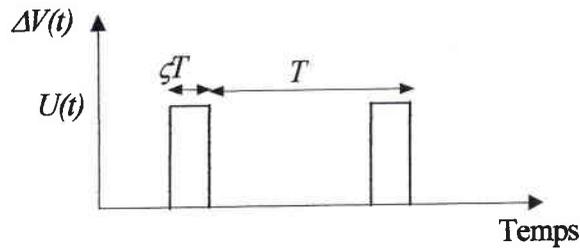


Figure 1.19 : Signal électrique de forme impulsionnelle d'amplitude $U(t)$, de durée ζT et de période T

Dans ce cas, la puissance de commande moyenne aux bornes d'une charge est donnée par :

$$P_{\text{cmoy}} = \frac{1}{T} \int_0^{\zeta T} U(t) i(t) dt \quad (1.30)$$

T est la période du signal électrique appliqué et ζ s'appelle le rapport cyclique (ζT correspond à la durée de l'impulsion appliquée), $i(t)$ est l'intensité de courant circulant dans la charge.

Afin de calculer cette puissance, nous avons modélisé le cristal EO par un circuit électrique équivalent composé d'une résistance R et d'une capacité C . R_{eq} et $\Delta V(t)$ sont la résistance et la tension équivalente respectivement données par le théorème de Thévenin appliqué au circuit (figure 1.20.). Les deux résistances de 50Ω permettent de réduire le temps de réponse du système d'alimentation. R_s est la résistance interne du générateur $e(t)$.

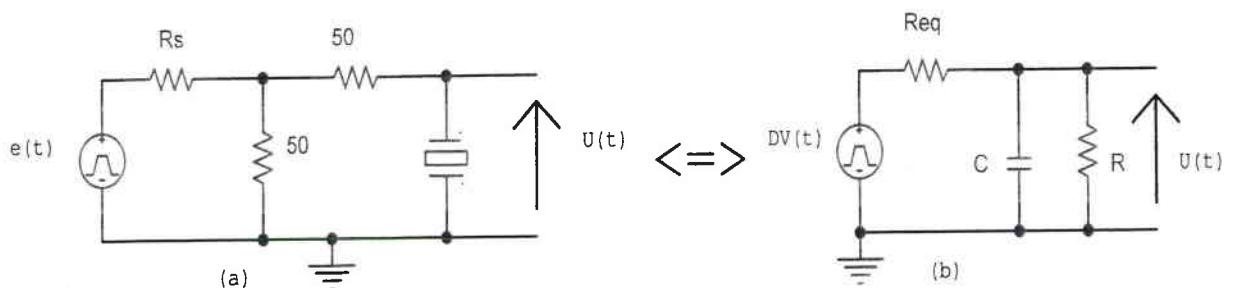


Figure 1.20 Circuit équivalent d'un cristal électro-optique de dimensions $(L, l$ et $d)$, de capacité C et de résistance R . R_{eq} est la résistance équivalente des résistances de 50Ω et de la résistance interne du générateur R_s .

En utilisant la loi d'ohm du circuit présenté par la figure 1.20.b, cette équation devient :

$$P_{\text{cmoy}} = \frac{1}{T} \int_0^T U(t) \left(\frac{\Delta V(t) - U(t)}{R_{\text{eq}}} \right) dt \quad (1.31)$$

D'autre part, l'équation différentielle décrivant ce circuit est :

$$\Delta V(t) = R_{\text{eq}} C \frac{dU(t)}{dt} + U(t) \quad (1.32)$$

dont la solution est de la forme :

$$U(t) = \Delta V(t) \left(1 - e^{-t/R_{\text{eq}} C} \right) \quad (1.33)$$

En substituant l'équation (1.33) dans (1.31), la puissance de commande moyenne devient :

$$P_{\text{cmoy}} = \frac{V_{\pi}^2 C}{2T} \left(1 + e^{-\frac{2\zeta T}{R_{\text{eq}} C}} - 2e^{-\frac{\zeta T}{R_{\text{eq}} C}} \right) \quad (1.34)$$

En négligeant les termes en exponentielle (puisque dans les applications qui nous intéressent, $\frac{\zeta T}{R_{\text{eq}} C} > 100$), et en remplaçant la période T du signal par sa fréquence de répétition $f_{\text{rép}}$, la puissance de commande devient :

$$P_{\text{cmoy}} = \frac{V_{\pi}^2 C f_{\text{rép}}}{2} \quad (1.35)$$

On constate toute l'importance d'avoir un matériau dont la tension demi onde et la capacité sont les moins élevés possibles.

La capacité d'un cristal est reliée à sa permittivité diélectrique ε par la relation:

$$C = \varepsilon \frac{Ll}{d} \quad (1.36)$$

où l est la largeur du cristal. L'équation (1.28) donnant la valeur de la tension demi onde, reportée dans l'équation (1.35) permet de réécrire la puissance de commande sous la forme :

$$P_{\text{cmoy}} = \frac{\lambda^2 \varepsilon dl}{2n^6 r^2 L} f_{\text{rép}} \quad (1.37)$$

En utilisant la relation qui décrit le rapport existant entre les dimensions minimales du cristal et les caractéristiques du faisceau incident donnée par [Yariv, 1984] :

$$\frac{Ll}{d} = S^2 \frac{4\lambda}{n\pi} \quad (1.38)$$

où S est un facteur de sécurité ($S > 1$ pour que la totalité du faisceau passe dans le cristal), l'équation (1.37) peut se réécrire :

$$P_{\text{cmoy}} = \frac{2\lambda^3 S^2}{\pi} \frac{\epsilon d^2}{n^7 r^2 L^2} f_{\text{rép}} \quad (1.39)$$

Dans les applications laser impulsif, la commande s'effectue en régime rapide. Il faut faire intervenir les coefficients EO r^S et les permittivités diélectriques ϵ^S qui correspondent respectivement au coefficient EO et à la permittivité diélectrique mesurés aux temps très courts.

Nous pouvons extraire un nouveau facteur décrivant la puissance de commande:

$$F_2 = \frac{n^7 (r^S)^2 L^2}{\epsilon^S d^2} \quad (1.40)$$

Le facteur de mérite F_2 dépend du rapport L/d mais aussi de l'indice de réfraction, de la permittivité diélectrique et du coefficient EO. Il est évident que plus ce facteur est grand plus la puissance de commande est faible.

3-3-3 Temps de réponse

Les caractéristiques de l'impulsion laser (durée et puissance) dépendent essentiellement du temps de commutation des pertes. Ce temps dépend directement du temps de réponse du système d'alimentation électronique mais aussi du temps de réponse lié au cristal. Pour expliquer le problème, considérons le montage de la figure 1.20. Le temps de réponse du cristal à une tension impulsionnelle dépend de la résistance équivalente R_{eq} et de la capacité du cristal :

$$t_r = R_{eq} C \quad (1.41)$$

En utilisant la relation (1.36), on obtient un temps de réponse de la forme :

$$t_r = \frac{R_{eq} \epsilon L l}{d} \quad (1.42)$$

Généralement les cristaux utilisés sont tel que $l = d$. L'équation (1.42) devient :

$$t_r = R_{eq} \epsilon L \quad (1.43)$$

On remarque que l'augmentation de la longueur du cristal L , qui permet d'augmenter les facteurs de mérite F_1 et F_2 , présente l'inconvénient d'augmenter le temps de réponse du cristal à un champ électrique.

Le déclenchement d'une cavité laser requiert généralement une commutation de pertes la plus rapide possible, et par conséquent nécessite des tensions avec un faible temps de réponse, ce qui nous amène à définir un nouveau facteur de mérite :

$$F_3 = \frac{1}{L\epsilon S} \quad (1.44)$$

3-4 PROBLEMES LIES AU FONCTIONNEMENT DE LA CELLULE DE POCKELS - EFFETS THERMIQUES

Un matériau possède des propriétés différentes selon la phase ou la structure dans laquelle il se trouve et donc selon sa température. Une variation de température d'une cellule de Pockels peut entraîner des dérives temporelles dans son fonctionnement, mais peut également conduire à un dysfonctionnement complet (changement de symétrie), voire à une destruction du cristal.

Dans une cavité laser, l'élévation de température peut être conséquente. En effet, en plus des variations de température ambiante, le cristal peut subir un échauffement dû, d'une part, à l'absorption (même faible) d'une partie de l'énergie lumineuse circulant dans la cavité et d'autre part dû à la circulation d'un courant électrique induit par la commutation de la tension électrique à ses bornes (effet Joule). Cependant, nous avons calculé, la puissance dissipée dans un cristal de KTP (qui possède une grande conductivité électrique). Cette puissance est de l'ordre de 1 mW et donc ne contribue pas à l'élévation de température. On peut donc généralement négliger l'échauffement par effet Joule.

En raison des coefficients d'absorptions α_{ab} , les puissances laser utilisées sont susceptibles d'échauffer le cristal. Pour en comprendre le principe, considérons un cristal EO éclairé par un faisceau laser (figure 1.21).

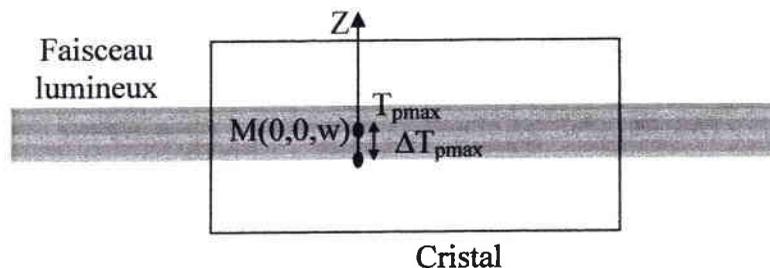


Figure 1. 21 : Cristal électro-optique éclairé par un faisceau lumineux. M est un point du centre de la zone éclairée de température T_{pmax}

Lax et al [Lax, 1977] ont montré que l'augmentation de température maximale induite par un faisceau laser au centre de la zone éclairée ($r = 0, z = 0$) (figure 1.21) est donnée par :

$$\Delta T_{p \max} = T_{p \max} \cdot M(0,0, W) \quad (1.45)$$

avec :

$$T_{p \max} = \frac{P}{2\sqrt{\pi}KW} \text{ et } M(0,0, W) \xrightarrow{w \rightarrow 0} \frac{W}{\sqrt{\pi}} \left(\ln \frac{2}{W} - \frac{\gamma_r}{2} \right) \quad (1.46)$$

P est la puissance laser, K est la conductivité thermique, γ_r est la constante d'Euler ($\gamma_r = 0,5772$) et $W = \alpha_{ab} w$ où w est le waist du faisceau laser.

Dans le cas d'une puissance lumineuse de 1 W, et d'un faisceau de waist égal à 100 μm , l'élévation de température dans la zone éclairée d'un cristal de LiNbO_3 par exemple, de conductivité thermique $56 \text{ W cm}^{-1}\text{K}^{-1}$ et d'absorption $\alpha_{ab} = 0,01 \text{ cm}^{-1}$, vaut $\Delta T_{p \max} = 0,3 \text{ }^\circ\text{C}$.

Cette faible variation de température peut induire de grande variation d'indice de réfraction par effet thermo-optique comme nous allons voir dans la suite. Pour des puissances lumineuses plus intenses, l'élévation de température plus conséquente peut conduire à la déflexion du faisceau lumineux et peut même endommager le cristal. Il est important de définir un facteur de mérite lié à l'absorption α_{ab} et donc au problème d'échauffement par :

$$F_4 = \frac{1}{\alpha_{ab}L} \quad (1.47)$$

Le facteur F_4 doit être donc le plus élevé possible donc le matériau doit avoir de très faible coefficient d'absorption et une longueur de propagation petite.

Les indices de réfraction en tant que propriété intrinsèque du matériau, dépendent de la température. Par conséquent, toute variation de ceux-ci entraîne, par effet thermo optique un déphasage donné par :

$$\Gamma' = \frac{2\pi L}{\lambda} \frac{\delta \Delta n(T_p)}{\delta T_p} \Delta T_p \quad (1.48)$$

Ce déphasage Γ' (non désiré) modifie l'état de polarisation de la lumière qui traverse le cristal et influence donc le fonctionnement de la cellule de Pockels. Une variation de température induite par le flux lumineux peut conduire ainsi à l'ouverture non désirée de la cavité laser.

L'autre effet d'une variation d'indice de réfraction induite par un gradient de température, entraîne une déflexion du faisceau lumineux (figure 1.22). Ce gradient d'indice est défini par :

$$\Delta n(x)_{T_p} \propto -\frac{1}{K} \left(\frac{\partial n}{\partial T_p} \right) z^2 \quad (1.49)$$

Il en résulte une défocalisation du faisceau lumineux comme l'indique la figure suivante :

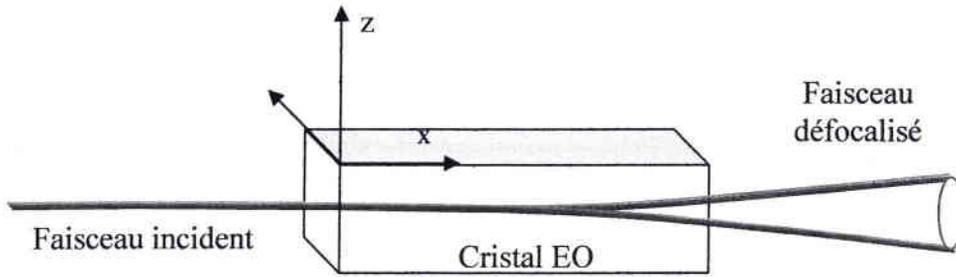


Figure 1.22 : Défocalisation du faisceau lumineux induit par effet thermo-optique en un point du cristal

Il convient donc d'introduire un nouveau facteur de mérite caractérisant ces effets :

$$F_5 = \frac{K}{L \left(\frac{\partial n}{\partial T_p} \right)} \quad (1.50)$$

$\frac{\partial n}{\partial T_p}$ exprimé en $10^{-6}K^{-1}$.

Il est donc important de choisir des matériaux dont la conductivité thermique est très élevée mais aussi dont les indices varient peu avec la température ou, dont la biréfringence est peu affectée par des variations de température. Cette dernière situation est obtenue si les deux indices concernés ont une dépendance en température similaire. Ainsi dans la configuration où l'onde laser se propage suivant un axe isotrope (axe optique), l'effet thermo-optique est nul. En plus cette configuration ne présente pas de biréfringence naturelle $\Delta \delta n(0) = 0$. La seule biréfringence alors mise en jeu est celle induite par effet EO.

Néanmoins, dans le cas d'une propagation selon une direction différente de l'axe optique il existe une méthode pour compenser la biréfringence naturelle. Elle consiste à coller deux échantillons identiques tête bêche comme le montre la figure suivante.

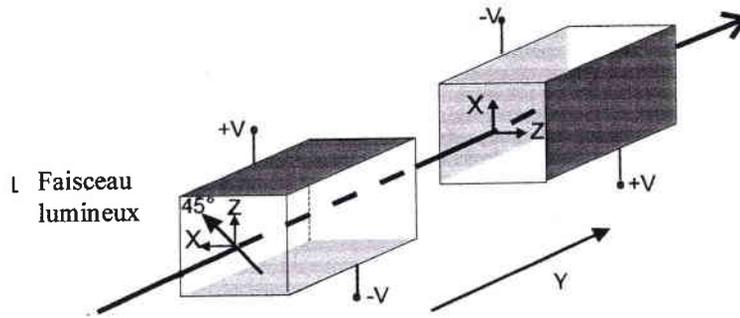


Figure 1.23: Description du montage à double cristaux utilisé afin de compenser l'effet thermo-optique.

Ceci reste un montage très délicat à réaliser à cause de l'alignement des axes des deux cristaux qui doit être effectué de façon très précise. Ce montage induit à une augmentation de la longueur de propagation qui affecte les facteurs de mérite F_4 et F_5 .

Il est à noter également que les pertes par réflexion sont quatre fois plus que dans le cas d'un seul cristal.

3-5 PROBLEMES LIES AUX RESONANCES ACOUSTIQUES

L'effet EO qui est à l'origine de la commutation des pertes dans la cavité laser, peut contenir, dans certaines configurations, une contribution acoustique liée à l'effet piézo électrique. Cet effet est généralement engendré par des résonances acoustiques qui causent de sérieux problèmes : décollement des électrodes, des cassures aux niveaux du cristal ou tout simplement des variations de biréfringence supplémentaires non contrôlées. Ces variations par conséquent affectent le fonctionnement de la cellule de Pockels en ouvrant ou en fermant la cavité.

La contribution acoustique au coefficient EO, étudiée en détail en annexe 3 est donnée par :

$$r_{ij,k}^a = \sum_k p_{ij,mn} d_{k,mn} \quad (1.51)$$

$p_{ij,mn}$ et $d_{k,mn}$ sont les coefficients photo élastiques et piézo-électriques respectivement du matériau.

Les résonances acoustiques sont d'autant plus grandes que la contribution acoustique au coefficient EO est grande. Nous pouvons donc définir un nouveau facteur de mérite caractérisant les résonances acoustiques par :

$$F_6 = \left(r_{ij,k}^a \right)^{-1} \quad (1.52)$$

Il est important de choisir un matériau qui présente une faible contribution acoustique dans la configuration utilisée, et donc un facteur de mérite F_6 le plus grand possible. Néanmoins, il

est possible de l'utiliser à condition d'appliquer des impulsions électriques de durées inférieures à la durée correspondant au démarrage des résonances acoustiques comme nous montrons par la suite dans le cas de LiNbO_3 en configuration r_{22} .

3-6 RESUME

Les facteurs de mérite définis dans l'étude précédente (tableau 1.9), doivent tous avoir la valeur la plus élevée possible. On s'aperçoit ainsi que le cristal doit présenter de faibles absorptions et une bonne qualité mécanique. On constate également qu'il doit posséder des coefficients EO, des indices de réfraction et des conductivités thermiques les plus grands possibles. Le matériau ou du moins ses coefficient EO et sa biréfringence naturelle doivent être très peu sensibles à la température. Il doit posséder aussi une permittivité diélectrique et une conductivité électrique les plus faibles possibles. En effet, cette dernière conduit à un phénomène de la conduction qui peut causer des problèmes de fatigue de cristal. L'augmentation du rapport L/d permet de diminuer la tension de commande, mais a l'inconvénient d'augmenter le temps de réponse ainsi que les pertes par absorption. Un compromis entre ces divers critères est donc nécessaire.

Critère	Facteur de mérite	Relation
Tension de commande	F_1 (pm/V)	$n^3 r^T \frac{L}{d}$
Puissance de commande	F_2 (pm/V) ²	$\frac{n^7 (r^S)^2 L^2}{\epsilon^S d^2}$
Temps de réponse	F_3 (cm ⁻¹)	$\frac{1}{L \epsilon^S}$
Absorption	F_4	$\frac{1}{\alpha_{ab} L}$
Echauffement thermique	F_5 (mWcm ⁻²)	$\frac{K}{L \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)}$
Résonances acoustiques	F_6 (pm/V) ⁻¹	$\left(r_{ij,k}^a \right)^{-1}$

Tableau 1.9 : Résumé de l'ensemble des facteurs de mérite d'une cellule de Pockels.

Il serait donc plus utile, en pratique, de se ramener à un seul critère. C'est pourquoi nous pouvons définir un facteur de mérite général, notée M , qui englobe l'ensemble des facteurs de mérite donné par le tableau 1.9 :

$$M = \frac{n^{10} (r^S)^2 r^T K}{(\epsilon^S)^2 r^a} \frac{1}{Ld} \quad (1.53)$$

Ce facteur M présente l'avantage d'intégrer la quasi-totalité des facteurs de mérite définis. Il nous permettra de comparer entre eux les cristaux.

Toute étude de matériau en vue de sa possible insertion dans une cellule de Pockels, nécessite donc la connaissance :

- des coefficients EO en fonction du temps, de la tension appliquée, de la longueur d'onde et de la température.
- des indices de réfraction.
- des permittivités diélectriques.
- des conductivités thermiques

Mais on doit connaître aussi et de façon indispensable :

- les coefficients TO.
- les conductivités électriques.
- les coefficients d'absorption et l'effet thermique.

Ces différentes études sont à compléter par des mesures de la conductivité électrique, d'absorption et des analyses du comportement des résonances acoustiques. Toutes ces caractéristiques ont été réalisées sur les matériaux que nous avons étudiés.

4 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons décrit le laser impulsionnel déclenché, son principe de fonctionnement et ses caractéristiques fonctionnelles. Différents paramètres ont été ainsi définis, comme la durée, l'énergie, la puissance et la fréquence de répétition d'une impulsion laser.

Nous avons présenté les différentes techniques de déclenchement d'une cavité laser et leurs états de l'art. Il s'est avéré que le déclenchement par effet EO reste la meilleure méthode.

Enfin nous avons déterminé le cahier des charges d'une cellule de Pockels. Il ressort que les coefficients EO (donnant la tension demi onde) aux temps longs et aux temps courts, les permittivités diélectriques, la conductivité thermique et électrique et l'effet TO doivent être

déterminés. Dans la suite de ce mémoire, nous allons caractériser, en ce sens, plusieurs matériaux en vue de leurs insertions dans le domaine des lasers impulsionnels tels que LiNbO_3 , LiTaO_3 , KTP et BBO.

Le chapitre suivant sera consacré à la caractérisation EO de ces matériaux aux temps longs.

2

EFFET ELECTRO OPTIQUE : ANALYSE DES DIFFERENTES CONTRIBUTIONS ET TECHNIQUES DE MESURES

Sommaire

1 Généralités	46
2 Contributions acoustique, ionique et électronique au coefficient électro-optique linéaire	47
3 Méthodes et techniques de mesure de l'effet électro-optique.....	51
3.1 Le montage de Sénarmont.....	52
3.2 Méthodes de mesures des coefficients électro-optique à basse fréquence	53
4 Résultats expérimentaux.....	55
4.1 Exemple de caractérisation LiNbO_3	58
4.2 Tableau récapitulatif.....	64
5 Conclusion.....	67

Dans le chapitre précédent nous avons vu que l'effet EO est à la base des lasers à déclenchement EO. L'étude que nous allons mener dans ce chapitre a pour objectif de déterminer les coefficients EO aux temps longs qui permettent de calculer le facteur de mérite F_I du cahier des charges défini. Nous analysons l'effet EO et notamment l'origine des différentes contributions (électronique, ionique et acoustique) qui interviennent en fonction de la fréquence du champ modulant.

Nous présentons ensuite deux techniques de mesure permettant d'obtenir la dispersion fréquentielle des coefficients EO aux basses fréquences (inférieures aux fréquences des résonances acoustiques) en mettant en évidence les limitations de ces techniques et la nécessité de développer une nouvelle méthode de mesure. Les résultats de mesure obtenus pour plusieurs cristaux avec ces techniques nous servent de références afin de les comparer avec ceux obtenus avec la nouvelle méthode qui fait l'objet du chapitre suivant.

1 GENERALITES

La variation des indices de réfraction, ou de la biréfringence, sous l'action du champ électrique définit l'effet électro-optique (EO). Il se manifeste sous deux formes : un effet quadratique ou effet Kerr [Kerr, 1875] (dépendance quadratique de la biréfringence en fonction du champ) présente quelle que soit la symétrie du milieu, et un effet linéaire ou effet Pockels [Pockels, 1906] (dépendance linéaire de la biréfringence en fonction du champ) ne pouvant apparaître que dans les milieux dépourvus de centre de symétrie.

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

$$B_{ij}^0 x_i x_j = 1 \quad (2.1)$$

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

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

$$\Delta B_{ij} = B_{ij} - B_{ij}^0 = r_{ij,k} E_k + R_{ij,kl} E_k E_l \quad (2.2)$$

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

B_{ij} : élément du tenseur d'imperméabilité en présence d'un champ électrique.

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

$r_{ij,k}$: élément du tenseur EO linéaire.

$R_{ij,k}$: élément du tenseur EO quadratique.

Dans les matériaux ne possédant pas de centre de symétrie, c'est l'effet EO linéaire qui prédomine. Dans la suite nous nous intéressons uniquement à cet effet.

2 CONTRIBUTIONS ACOUSTIQUE, IONIQUE ET ELECTRONIQUE AU COEFFICIENT ELECTRO-OPTIQUE LINEAIRE

Les propriétés EO dépendent, en général, des paramètres physiques externes auxquels le matériau est soumis. Pratiquement, deux cas présentent de l'importance:

1. Etat libre : le cristal est libre de se déformer. C'est le cas lorsqu'il n'est pas soumis à des contraintes mécaniques ou lorsqu'un champ électrique basses fréquences est appliqué. On entend par basses fréquences, les fréquences inférieures à celles des résonances acoustiques de l'échantillon ($f < f_r$) qui peuvent varier de 400 kHz à 10 MHz (dépendant des dimensions, des propriétés élastiques et des modes de vibration de l'échantillon). Le champ appliqué induit par effet piézo-électrique inverse une déformation qui cause à son tour une variation d'indice de réfraction par effet élasto-optique. La contribution d'origine acoustique, dépendant des effets piézo-électrique et élasto-optique (voir Annexe 2), est notée r_{ijk}^a et vaut :

$$r_{ij,k}^a = \sum_{mn} p_{ij,mn} d_{k,mn} \quad (2.3)$$

on rappelle que les $p_{ij,mn}$ sont les coefficients élasto-optique et les $d_{k,mn}$ sont les coefficients piézo-électriques.

Les fréquences de résonances peuvent être déterminées par l'analyse de la propagation des ondes acoustiques dans un matériau. En général, deux modes de vibrations peuvent se propager :

- Une onde longitudinale constituée d'une suite de compressions et de dilatations dont la polarisation \vec{u} est parallèle à la direction de propagation \vec{l} (figure 2.1.a).
- Une ou deux ondes transversales constituées de mouvements de cisaillements dont la polarisation \vec{u} est perpendiculaire à la direction de propagation \vec{l} (figure 2.1.b).

La vitesse de propagation V_T de l'onde transversale est toujours inférieure à la vitesse de propagation V_L de l'onde longitudinale.

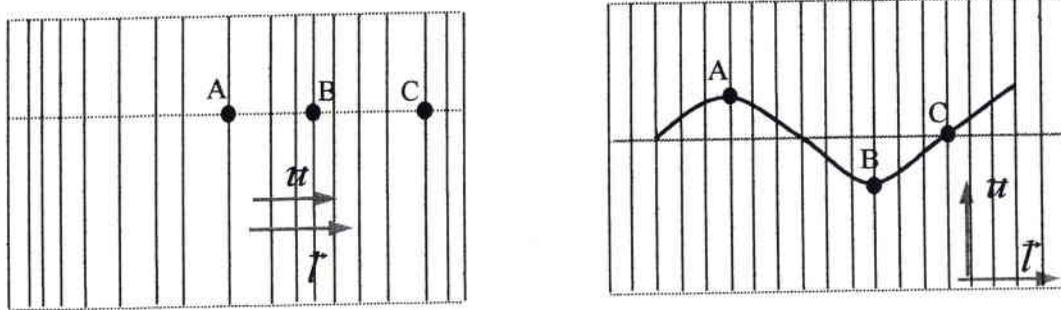


Figure 2. 1: Différents types d'onde acoustiques. Onde longitudinale : les particules A, B et C oscillent suivant la direction de propagation \vec{l} . b) : Onde transversale : les particules A, B et C oscillent perpendiculairement à la direction de propagation \vec{l} .

Si la direction de propagation \vec{l} d'une onde forme un angle $\theta < \pi/4$ par rapport à sa polarisation \vec{u} , ce qui est souvent le cas dans les matériaux anisotropes, l'onde longitudinale est appelé quasi-longitudinale. Quant aux ondes transversales, elles sont dites quasi-transversale rapide et quasi-transversale lente.

Sous l'action de forces extérieures, le matériau subit des déformations si les plans du réseau se déplacent relativement les uns par rapport aux autres. Ces déformations, engendrées par les ondes acoustiques, sont définies par un tenseur de rang deux, symétrique, appelé tenseur des déformations : S_{ij} .

En présence d'un champ électrique E , ce tenseur de déformation varie de façon linéaire en fonction de E [Nye, 1961] dans le cas où le matériau est libre de se déformer :

$$S_j = d_{ij}E_i \quad (2.4)$$

Ces vibrations s'accompagnent généralement d'un ensemble de résonances, les résonances acoustiques. La détermination de leurs fréquences nécessite une étude des propriétés acoustiques du matériau qui comprend la détermination des vitesses des ondes acoustiques qui dépendent des constantes élastiques du matériau.

La vitesse des ondes est exprimée par [Warner, 1967] :

$$V_\alpha = \sqrt{\bar{C}_\alpha / \rho} \quad \alpha = x, y, z \quad (2.5)$$

où ρ est la masse volumique du matériau et \bar{C}_α est la constante élastique effective. Le calcul permettant d'obtenir les vitesses V_α est développé en détail dans [Warner, 1967] et [Royer, 1996]. Les fréquences de résonances de la $m^{\text{ième}}$ harmonique s'obtiennent ainsi par la relation :

$$f_m = m \frac{V_\alpha}{2d} \quad (2.6)$$

où d est la distance parcourue par l'onde acoustique.

2. Etat contraint : Le cristal n'est pas libre de se déformer. Ce cas se présente lorsque le cristal est mécaniquement bridé ou lorsque la déformation du réseau cristallin ne peut suivre le champ appliqué. C'est le cas où le champ appliqué est un champ électrique à hautes fréquences (fréquences supérieures à celles des résonances acoustiques). Les variations d'indice sont dans ce cas la conséquence des modifications du nuage électronique induites par le mouvement des ions et/ou des électrons uniquement. Cette contribution est notée r^S et peut se décomposer en général en une partie purement ionique et une autre partie purement électronique

$$r^S = r^I + r^e \quad (2.7)$$

On peut donc écrire de façon générale le coefficient EO total sous la forme :

$$r^T = r^a + r^S \quad (2.8)$$

La contribution ionique à l'effet EO disparaît généralement lorsque la fréquence du champ électrique est supérieure aux fréquences des phonons optiques (ordre de THz)

La figure suivante illustre les différentes contributions au coefficient EO (supposées de même signe) en fonction de la fréquence de modulation du champ électrique.

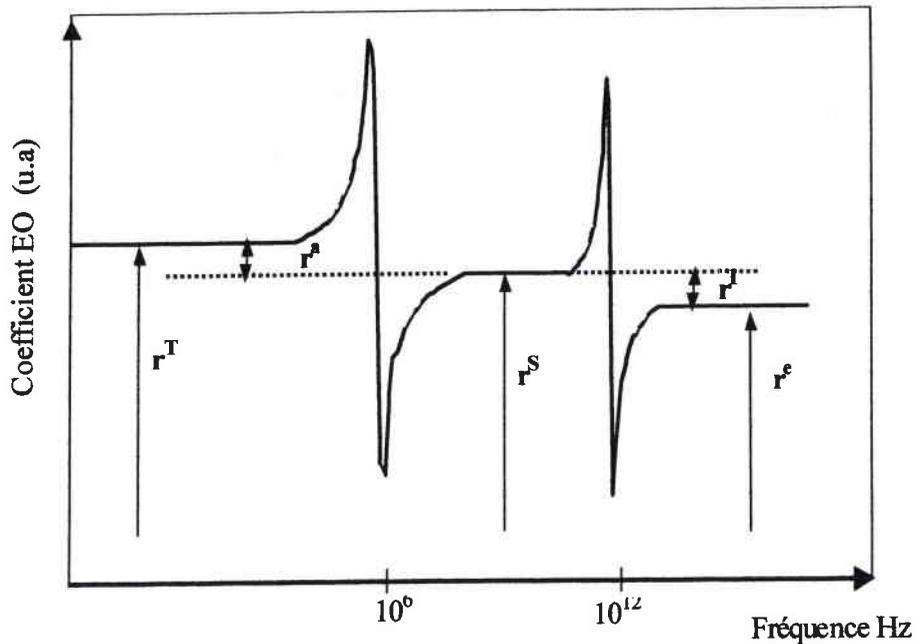


Figure 2.2: Différentes contributions au coefficient électro-optique linéaire. (Les contributions sont supposées de même signe).

L'amplitude des différentes contributions va jouer un rôle important dans le comportement du cristal EO placé dans la cavité laser en fonctionnement déclenché. En particulier, l'existence des résonances acoustiques peut provoquer comme nous l'avons vu dans le chapitre 1 l'émission d'impulsions lumineuses non désirées. D'autre part une forte dispersion temporelle (fréquentielle) du coefficient EO r , impliquant également une forte dispersion de la tension de commande V_{π} en fonction du temps, entraîne une augmentation de la complexité du système d'alimentation électrique du cristal. Il est donc nécessaire d'étudier et de caractériser la dépendance temporelle ou fréquentielle des propriétés EO du cristal utilisé.

Après avoir défini les effets EO nous présentons les montages et méthodes permettant la caractérisation EO de différents cristaux.

3 METHODES ET TECHNIQUES DE MESURE DE L'EFFET ELECTRO-OPTIQUE

L'application d'un champ électrique E sur un cristal induit une variation de l'indice de réfraction du cristal, qui cause elle même une variation de phase $\Gamma(E)$ qui peut se mettre sous la forme :

$$\Gamma(E) = \frac{\lambda}{2\pi L} rE \quad (2.9)$$

λ est la longueur d'onde et L est la longueur du cristal selon la direction de propagation de la lumière.

Par conséquent, la détermination expérimentale des coefficients EO est réalisée en général, par la mesure de ce déphasage induit.

Différents montages expérimentaux découlent de ce principe. On peut les classer en deux grandes catégories :

1- Les montages interférométriques à deux ondes où l'échantillon à étudier est inséré dans l'un des deux bras de l'interféromètre. La méthode la plus utilisée est basée sur le montage interférométrique de Mach-Zehnder [Mathieu, 1965]. Son utilisation pour la mesure des coefficients EO est indispensable pour la détermination séparée des coefficients EO. Elle permet également de déterminer le signe des coefficients EO [Maillard, 1989]. Cependant, les principaux inconvénients des techniques interférométriques sont :

- 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 [Roberston, 1983].
- la présence non négligeable, dans certaines configurations, d'une contribution au déphasage induit qui est d'origine purement piézo-électrique.

2- Les montages à une onde basés sur la modulation de l'une des caractéristiques du faisceau laser (amplitude ou phase). L'échantillon à étudier, placé entre deux polariseurs, induit une différence de phase entre les composantes principales de la polarisation de l'onde lumineuse. Ils sont peu sensible aux effets de déformation piézo-électrique, et offrent une bonne tolérance sur la qualité des échantillons (découpe, polissage...). Cependant ils permettent, de façon générale, de mesurer des coefficients EO combinés (effectifs) et non pas tous les coefficients du tenseur EO.

3.1 LE MONTAGE DE SENARMONT

Pour caractériser nos cristaux, nous avons choisi d'utiliser un montage à une onde réalisant une modulation d'intensité : le montage de Sénarmont (figure 2.3). En effet, la modulation de polarisation (et la modulation d'intensité qui en résulte) correspond tout à fait aux configurations utilisées pour le déclenchement EO de laser et permet de caractériser les coefficients EO intervenant dans ce cas précis.

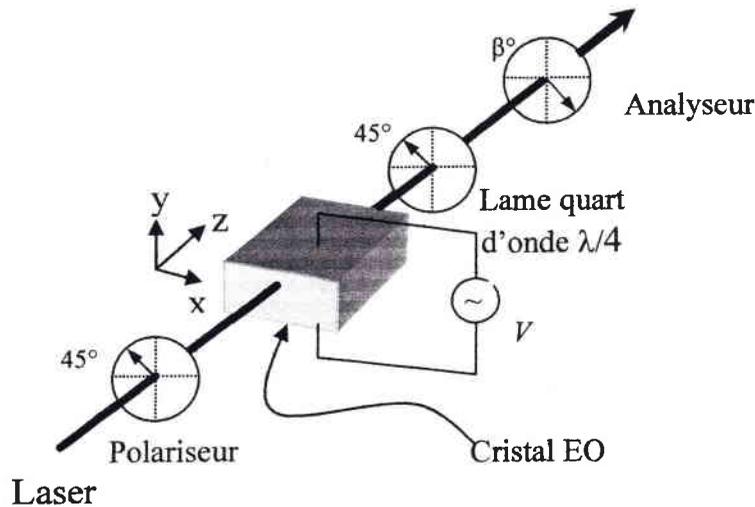


Figure 2.3: Montage optique de Sénarmont

Le montage représenté sur la figure 2.3, consiste en un dispositif constitué par:

- un polariseur linéaire orienté à un angle 45° des axes de référence (axes principaux du cristal).
- un cristal EO induisant un retard de phase Γ .
- une lame quart d'onde orientée à un angle 45° des axes de référence.
- un analyseur orienté à un angle β des axes de référence.

Le faisceau lumineux traverse le polariseur puis le cristal, à la sortie duquel le rayon lumineux subit un retard de phase Γ . Il traverse ensuite la lame quart d'onde. L'insertion de celle-ci assure une relation linéaire entre Γ et β dans la fonction de transfert du montage présentée dans la figure 2.4. Le faisceau lumineux traverse finalement l'analyseur. La fonction de transfert d'un tel dispositif est [Guilbert, 1998] :

$$T_r = \frac{I}{I_M} = \frac{1}{2}(1 - \gamma_c \sin(\Gamma - 2\beta)) \quad (2.10)$$

où $I_M = I_{max} - I_{min}$ et $\gamma_c = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} (< 1)$ est le contraste ; c'est une caractéristique

intéressante qui donne une information qualitative sur l'homogénéité du cristal comme nous le montrons dans le chapitre 4.

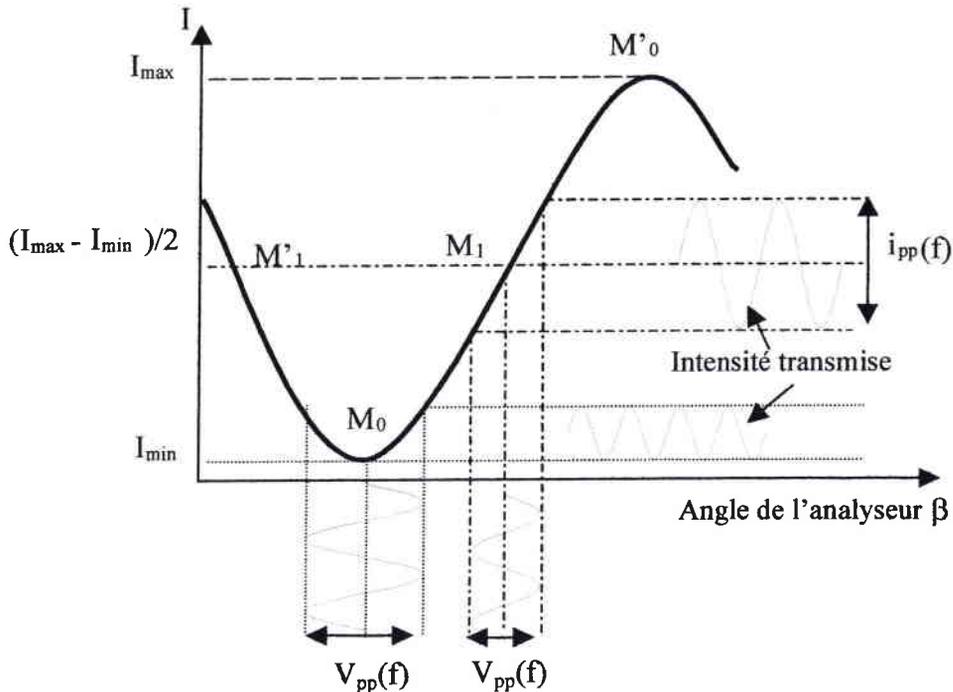


Figure 2.4: Courbe représentative de la fonction de transfert du montage de Sénarmont. M_0 correspond au point de transmission minimale (point de doublement de fréquence), M_1 et M'_1 sont les points, de la zone linéaire, donnant le maximum de modulation et M'_0 correspond au maximum d'intensité lumineuse. $i_{pp}(f)$ est l'amplitude crête à crête du signal modulé d'un cristal EO soumis à une tension crête à crête $V_{pp}(f)$.

3.2 METHODES DE MESURES DES COEFFICIENTS EO A BASSE FREQUENCE

Afin d'explicitier les méthodes de mesures des coefficients EO, nous utiliserons les notations de la courbe représentative de la fonction de transfert du montage de Sénarmont, présentée dans la figure 2.4. Ainsi, les points M_0 et M'_0 correspondent respectivement aux points de transmission minimum et maximum de l'intensité. M_1 et M'_1 sont les points d'une zone de réponse quasi-linéaire donnant une amplitude maximale pour la modulation optique. Nous différencions dans notre étude les méthodes de mesures statiques et les méthodes dynamiques de la manière suivante :

- **statiques** : le déphasage est induit par un champ électrique continu (dc). Dans ce cas, afin d'augmenter la précision, il a été développé au laboratoire une méthode nommée FDM

(Frequency doubling method) permettant une détection dynamique du minimum de transmission grâce à la mise en série d'une tension alternative (ac) à la tension dc nécessaire à la création de l'effet EO statique mesuré.

- **dynamiques:** l'intensité crête à crête, transmise i_{pp} au point de fonctionnement linéaire, induite par le champ électrique ac permet la mesure de la dispersion temporelle et/ou fréquentielle du coefficient EO mesuré.

Les calculs détaillés associés à la description de ces deux méthodes sont présentés en annexe 2. Les équations résultant de cette étude et nécessaires à l'obtention du coefficient r^T sont présentées ci-dessous.

3.2.1 Méthode statique

Le déphasage induit, par un champ électrique E , au point M_0 s'exprime par [Aillerie, 2000] :

$$\Gamma(E) = 2(\beta - \beta_0) = 2\beta(E) \quad (2.11)$$

β_0 est la valeur initiale de l'angle de l'analyseur nécessaire pour retrouver le point d'extinction M_0 , avant application du champ électrique E . β est la nouvelle valeur de l'angle de l'analyseur nécessaire pour obtenir le point M_0 lorsque le champ E est appliqué.

Ainsi le coefficient EO, pour la configuration mise en œuvre, peut être calculé via l'équation :

$$r_{\text{eff}} = 2A \frac{\beta(V_{\text{dc}})}{V_{\text{dc}}} \quad (2.12)$$

avec V_{dc} la tension continue appliquée au cristal, A , un coefficient caractéristique du matériau et de la configuration optogéométrique utilisée. Il est donné par :

$$A = \frac{\lambda d}{n_{\text{eff}}^3 \pi L} \quad (2.13)$$

Dans cette équation, L et d sont les dimensions du cristal respectivement le long du faisceau laser et du champ électrique appliqué au cristal. A est exprimé en m/degrés (β étant mesuré en degrés)

Cette méthode permet l'obtention du coefficient EO à fréquence nulle.

3.2.2 Méthode dynamique

Dans cette méthode, le cristal sous test, placé dans le montage de Sénarmont décrit précédemment, est soumis au seul champ électrique alternatif. Cette technique consiste à

déterminer le facteur de modulation, défini, au point linéaire M_1 de la fonction de transfert par :

$$m(f) = \frac{i_{pp}(f)}{I_{\max} - I_{\min}} \quad (2.14)$$

où $i_{pp}(f)$ représente l'amplitude crête crête de l'intensité modulée.

La mesure de $m(f)$ autorise la détermination du coefficient EO r_{eff} par :

$$r_{eff}(f) = 2A \frac{i_{pp}(f)}{I_{\max} - I_{\min}} \frac{1}{V_{pp}(f)} \quad (2.15)$$

La constante $A = \frac{\lambda d}{n_{eff}^3 \pi L}$ est cette fois en m/rd. $V_{pp}(f)$ est la tension crête crête appliquée au

cristal.

La variation de la fréquence f de la tension appliquée permet d'obtenir la dépendance en fréquence du coefficient EO.

4 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons étudié les cristaux de LiNbO_3 , KTP, BBO, ADP et de LiTaO_3 . Notre choix s'est porté sur ces échantillons du fait de leur utilisation dans les modulateurs commerciaux et du fait qu'ils sont utilisés généralement dans les lasers à déclenchement EO.

Les cristaux de LiNbO_3 et BBO étudiés ont été fournis par K. Polgar chercheur de l'Académie Hongroise des Sciences, le cristal de ADP est commercialisé par Gsänger. Les cristaux de KTP nous ont été fournis gracieusement par monsieur Lupinski de la société Cristal Laser. Dans le cadre d'une collaboration avec le Professeur N. Theofanous de l'Université d'Athènes, nous avons aussi étudié le cristal de LiTaO_3 .

Les tableaux 2.1 et 2.2 fournissent les tenseurs EO et les différentes configurations EO étudiées, ainsi que les caractéristiques des cristaux utilisés.

Cristal	Symétrie / Tenseur EO	Configurations étudiées	Coefficients EO effectifs mesurés
LiNbO ₃ , BBO et LiTaO ₃	$3m$ $\begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} = r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ r_{61} = r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix}$	E // Z k // x ou y	$r_c = r_{33} - \left(\frac{n_0}{n_e}\right)^3 r_{13}$
		E // y k // z	r_{22}
		E // x k // z	r_{61}
ADP	$\bar{4}2m$ $\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{pmatrix}$	E // x k // y	r_{41}
KTP	$mm2$ $\begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$	E // x k // z	$r_{c1} = r_{33} - \left(\frac{n_0}{n_e}\right)^3 r_{23}$

Tableau 2.1 : Différentes configurations EO utilisées dans ce mémoire. (x, y, z) correspondent aux axes principaux du cristal. k représente la direction de propagation de la lumière. E est le champ électrique appliqué.

Echantillons	Noms	Configurations	Dimensions (mm)		
			X ₁	X ₂	X ₃
LiNbO ₃ congruent	LNCr ₂₂	r_{22}	3 ± 0,03	3 ± 0,03	40 ± 0,4
LiNbO ₃ congruent	LNCr ₆₁	r_{61} et r_{22}	4 ± 0,04	4 ± 0,04	40 ± 0,4
LiNbO ₃ congruent	LNCr _c	r_c	5 ± 0,05	5 ± 0,05	40 ± 0,4
LiNbO ₃ stœchiométrique	LNSr ₂₂	r_{22} et r_{61}	3,05 ± 0,03	3,58 ± 0,03	9,27 ± 0,1
LiNbO ₃ stœchiométrique	LNSr _c	r_c	8,03 ± 0,08	3,55 ± 0,04	2,93 ± 0,03
ADP	ADP	r_{41}	2,5 ± 0,03	2,5 ± 0,03	25 ± 0,25
KTP	KTP	r_{c1}	3 ± 0,03	3 ± 0,03	20 ± 0,2
BBO	BBO	r_{22}	3,55 ± 0,03	3 ± 0,03	19 ± 0,19
LiTaO ₃	LTr ₂₂	r_{22}	6 ± 0,06	5,08 ± 0,05	4,11 ± 0,04
LiTaO ₃	LTr _c	r_c	4,11 ± 0,04	5 ± 0,05	6,02 ± 0,06

Tableau 2.2: Echantillons utilisés dans notre étude

Afin de réaliser des mesures de qualité, un certain nombre de précautions doivent être prises. Tout d'abord, il faut que le cristal étudié soit parfaitement taillé suivant ses axes principaux. Le réglage du montage consiste à orienter les axes du polariseur et de l'analyseur selon les lignes neutres du cristal. Dans le cas d'une propagation de la lumière perpendiculairement à un plan isotrope, le minimum d'intensité (correspondant à cet alignement) est recherché par rotation simultanée de l'analyseur et du polariseur. Par contre, si la propagation est selon un axe optique (cas des configurations r_{22} et r_{61} dans le LiNbO₃ par exemple), ce réglage doit être réalisé sous champ électrique dc appliqué (de façon à faire apparaître les lignes neutres). Dans le cas du coefficient r_{22} , les lignes neutres apparaissent selon les axes x et y . Dans le cas du coefficient r_{61} , elles apparaissent à 45 degrés de x et y comme le montre la figure 2.5. Le coefficient EO r_{61} induit en effet une rotation des lignes neutres. On peut encore affiner ce réglage en utilisant un champ ac plutôt que dc. La recherche de l'extinction se fera par recherche du signal modulé à fréquence double.

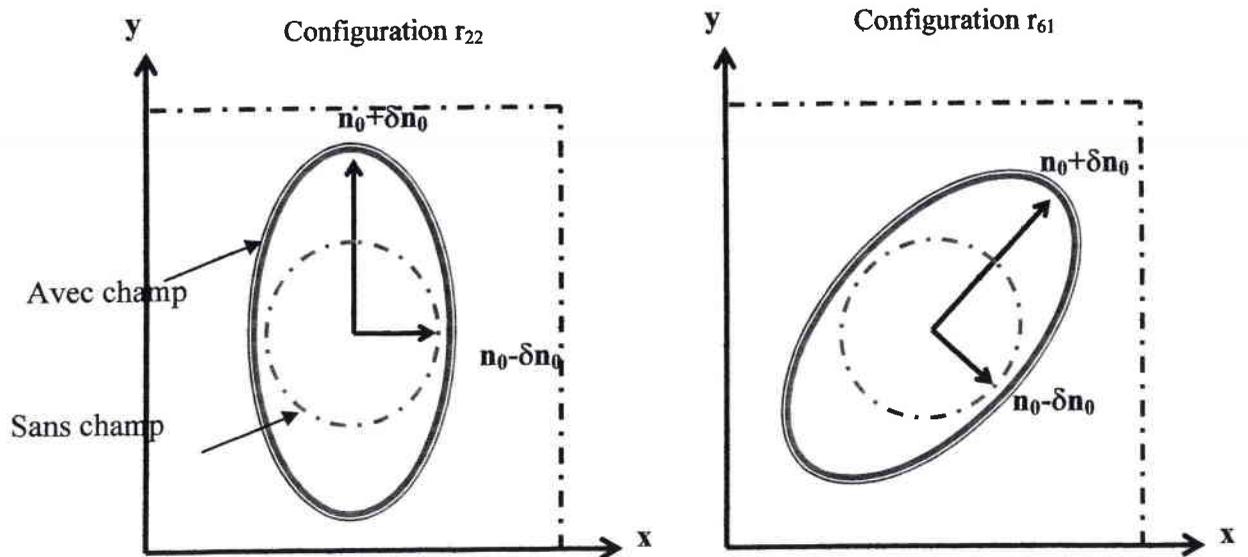


Figure 2.5: Effet des coefficients électro-optiques r_{22} et r_{61} sur l'ellipsoïde des indices. Le champ électrique induit une variation de l'ellipsoïde des indices. Lorsque le coefficient r_{61} qui agit, les lignes neutres du cristal apparaissent à 45° des axes de référence.

4.1 EXEMPLE DE CARACTERISATION LiNbO_3

Nous présentons à titre d'exemple, les résultats obtenus lors des mesures effectuées à l'aide des méthodes statique et dynamique, pour les coefficients r_{22} , r_{61} et r_c des cristaux de LiNbO_3 . Ainsi la figure 2.6 représente la dépendance de l'angle de l'analyseur β en fonction de la tension appliquée pour les trois configurations concernées.

On remarque que pour chaque configuration, le résultat est une droite mettant en évidence l'effet EO Pockels. Les valeurs à fréquence nulle des deux coefficients sont obtenues via la relation (2.12) et à l'aide des résultats présentés dans la figure 2.6 :

$$r_{61} = 6,1 \pm 0,2 \text{ pm/V.}$$

$$r_{22} = 6,6 \pm 0,2 \text{ pm/V.}$$

$$r_c = 20,3 \pm 0,8 \text{ pm/V.}$$

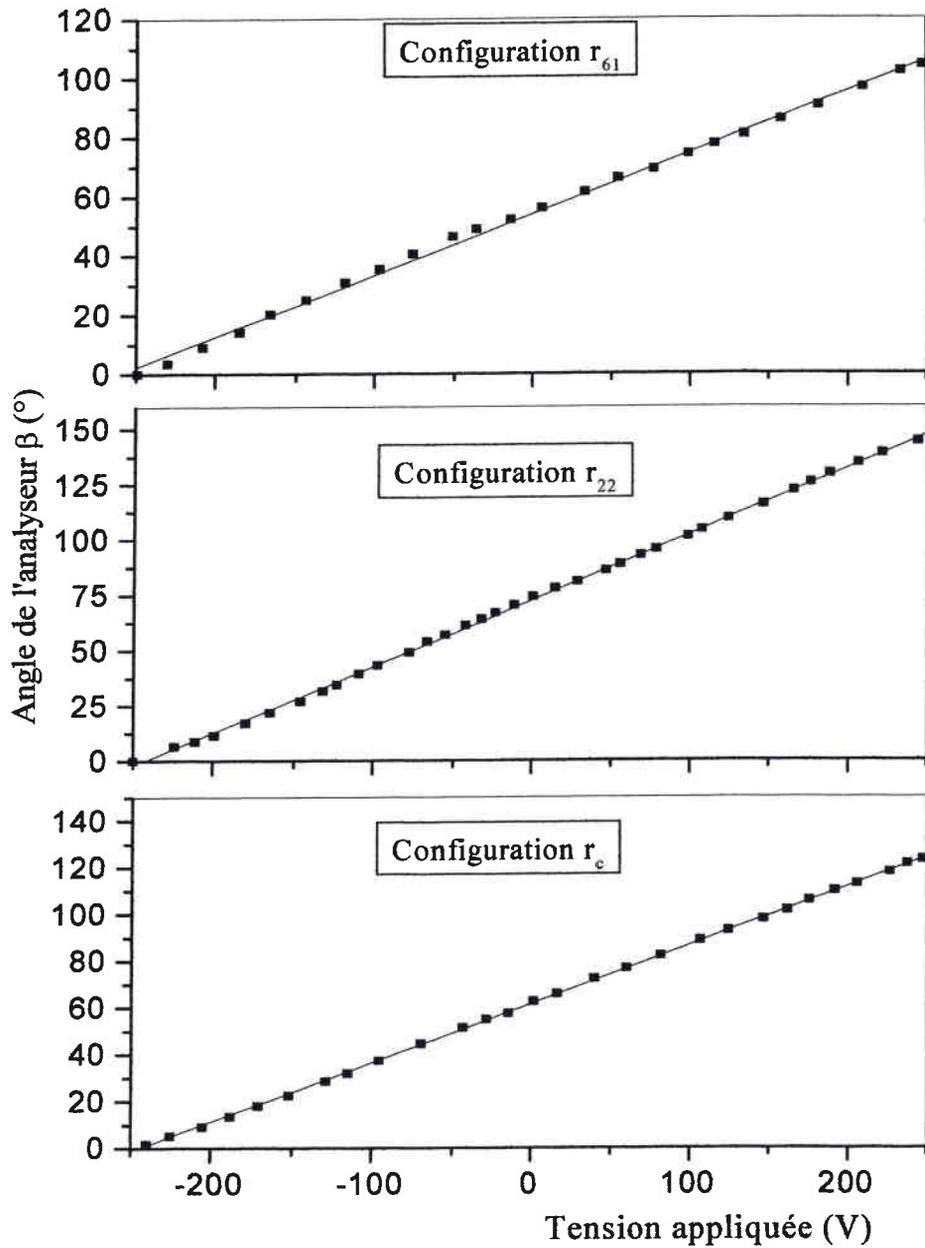


Figure 2.6: Méthode statique : Variation de l'angle β_{20} de compensation en fonction de la tension continue V_{ac} appliquée aux cristaux $LNCr_{61}$, $LNCr_{22}$ et $LNCr_c$ dans les configurations r_{61} , r_{22} et r_c respectivement.

L'erreur sur la détermination des coefficients précédents est calculée à l'aide de la relation (2.12):

$$\frac{\delta r_{\text{eff}}}{r_{\text{eff}}} = \frac{\delta L}{L} + \frac{\delta d}{d} + 3 \frac{\delta n}{n} + \frac{\delta \Delta \beta}{\Delta \beta} + \frac{\delta \Delta V}{\Delta V} \quad (2.16)$$

Le terme $\delta \beta$, correspond à l'incertitude sur les valeurs β correspondant au minimum de transmission repéré par le point de doublement de fréquence. Le rapport signal / bruit en ce point dépend du cristal étudié. Pour les cristaux de LiNbO₃, KTP, ADP et LiTaO₃ en configuration r_c , ce rapport est très important (> 20) et l'erreur commise est très faible. Il est aisé de repérer le point de fonctionnement à 0,5° près. L'erreur commise est donc de l'ordre de 0,5 %. L'incertitude totale relative est alors de 2 %.

Lorsque le rapport signal/bruit est faible (< 5) comme dans le cas des cristaux de BBO et de LiTaO₃ en configuration r_{22} , l'erreur commise est de 1 %. L'incertitude relative est de 3 %. Dans le cas de la configuration r_c , une erreur supplémentaire provient de l'effet thermo-optique. En effet, malgré le montage à double cristaux, on ne peut pas s'affranchir complètement de cet effet lors de nos mesures.

Une variation de température ΔT peut induire une variation de $\delta \beta(2\omega)$ via la relation suivante :

$$\delta \beta_{2\omega} = \frac{2\pi L}{\lambda} \frac{\delta \Delta n}{\delta T} \Delta T \quad (2.17)$$

L'erreur supplémentaire que nous pouvons commettre dans nos mesures à cause des variations de température est de 2 %.

La méthode dynamique consiste à relever l'amplitude crête à crête du signal modulé i_{pp} et l'intensité ($I_{max} - I_{min}$) au point de fonctionnement M_1 en fonction de l'angle de l'analyseur et de la tension V_{pp} appliquée. Pour toutes nos mesures, nous avons utilisé une tension crête à crête de 200 V.

Nous présentons sur la figure 2.7 le relevé de l'intensité crête crête i_{pp} et celui de l'intensité statique en fonction de l'angle de l'analyseur pour les coefficients r_{61} , r_{22} et r_c pour une fréquence du champ électrique appliqué égale à 1 kHz.

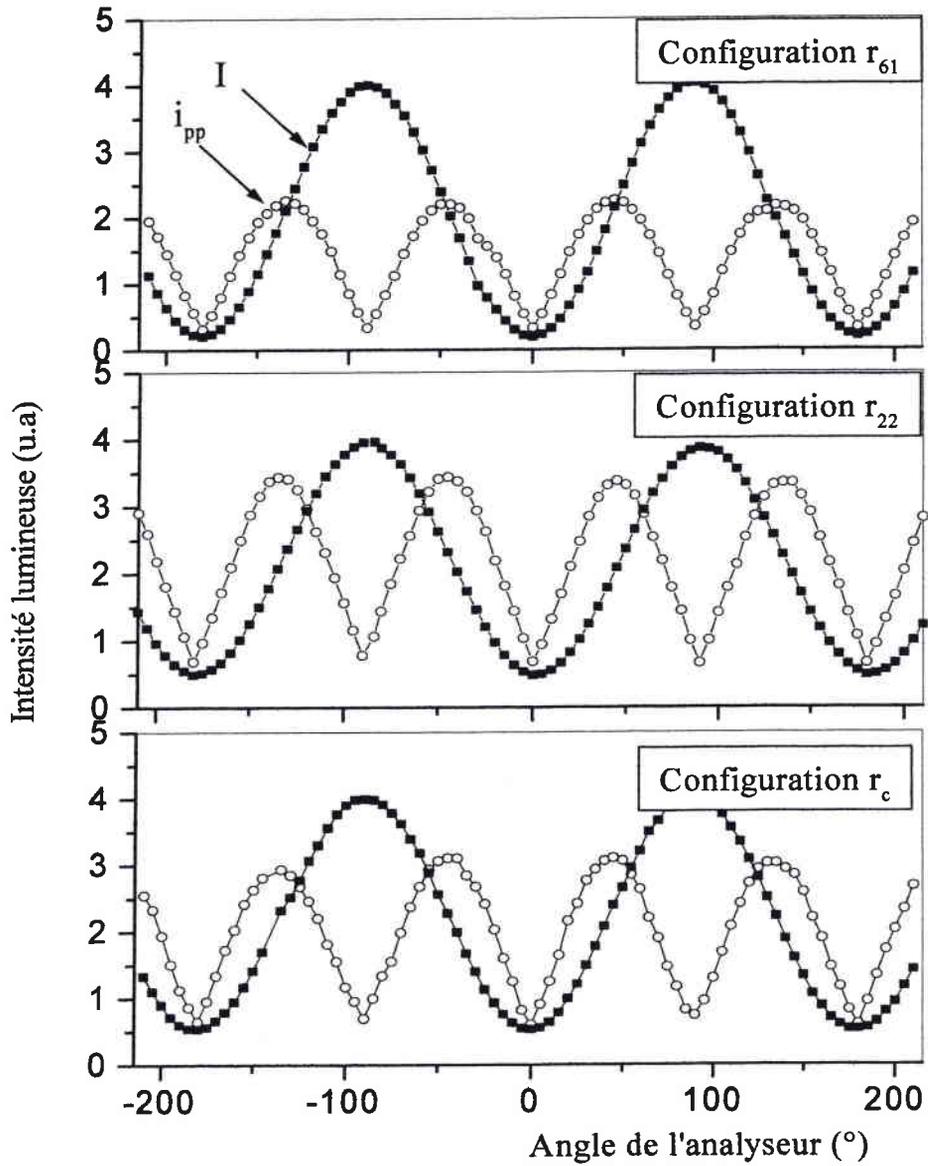


Figure 2.7: Méthode de mesure dynamique. Variation des intensités lumineuses I et i_{pp} en fonction de l'angle de l'analyseur β en utilisant les cristaux $LNCr_{61}$, $LNCr_{22}$ et $LNCr_c$, dans les configurations r_{61} , r_{22} et r_c respectivement.

En utilisant la relation (2.14): nous obtenons :

$$r_{61}^T = 6 \pm 0,3 \text{ pm/V}$$

$$r_{22}^T = 6,4 \pm 0,3 \text{ pm/V}$$

$$r_c^T = 19,7 \pm 1,1 \text{ pm/V}$$

Ces valeurs correspondent aux valeurs du coefficient EO total r^T donné par la relation (2.8).

Afin d'évaluer les incertitudes sur cette méthode, nous utilisons la relation (2.15) :

$$\frac{\delta r_{\text{eff}}}{r_{\text{eff}}} = \frac{\delta L}{L} + \frac{\delta d}{d} + 3 \frac{\delta n}{n} + \frac{\delta i_{\text{pp}}(f)}{i_{\text{pp}}(f)} + \frac{\delta V_{\text{pp}}}{V_{\text{pp}}} + \frac{\delta(I_{\text{max}} - I_{\text{min}})}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} \quad (2.18)$$

Dans le cas d'un rapport signal / bruit important (> 50), l'incertitude relative est de 3,5 %. En effet, les intensités sont enregistrées directement via l'oscilloscope et l'erreur commise par celui-ci est de 1 % pour chaque intensité. Dans le cas d'un rapport signal / bruit faible (< 10), l'erreur commise est de 4,5 %. Enfin, dans le cas des configurations sensibles à l'effet TO, une erreur supplémentaire de 2 % est commise.

Afin de caractériser la dispersion en fréquence des coefficients EO du LiNbO_3 , nous avons relevé la valeur de l'amplitude de modulation i_{pp} en fonction de la fréquence (de 1 kHz à 10 MHz) de la tension ac, en prenant la précaution de conserver le point de fonctionnement M_1 . Les graphes de la figure 2.8 montrent les résultats de mesures pour les configurations r_{61} , r_{22} et r_c .

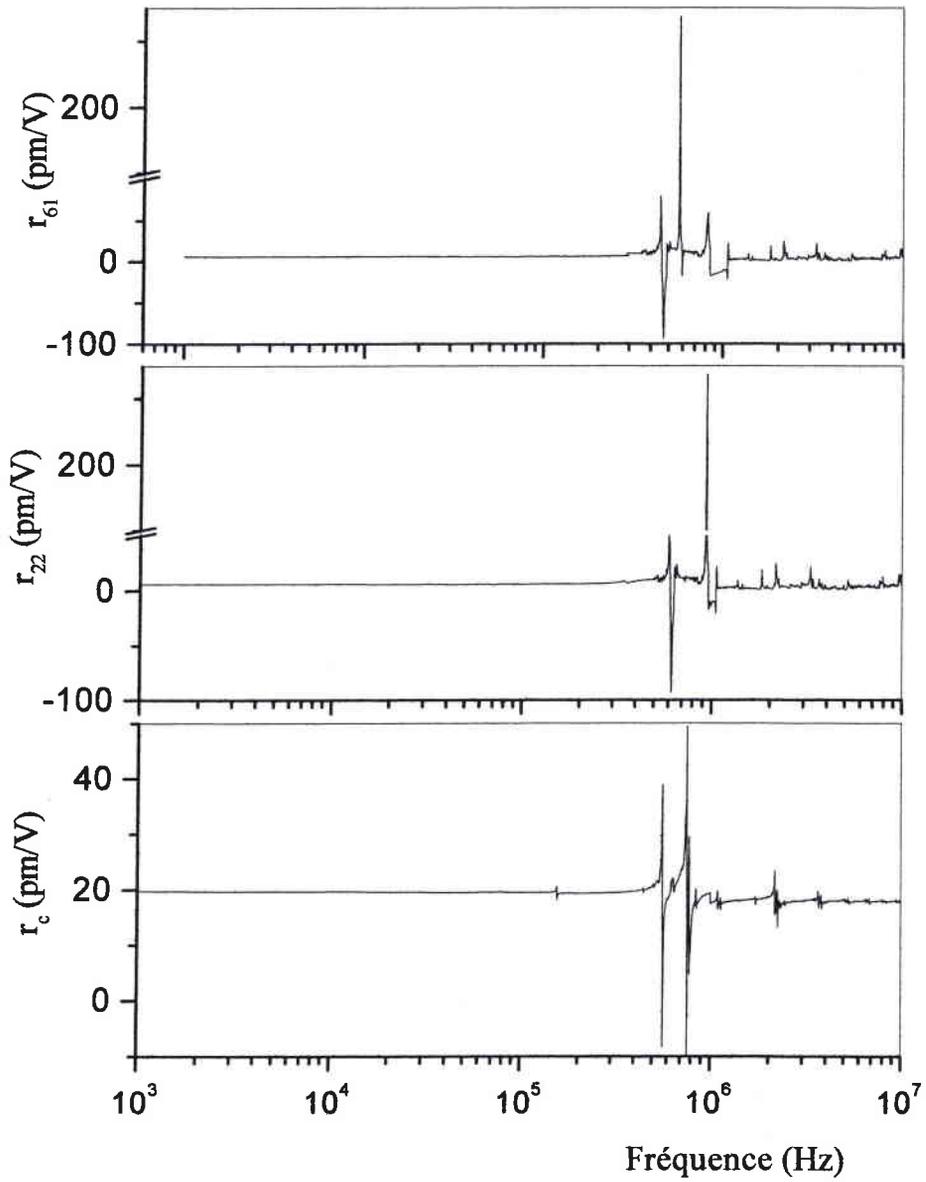


Figure 2.8: Dépendance en fréquence des coefficients EO r_{22}^T , r_{61}^T et r_c^T

Nous observons deux principaux pics de résonances acoustiques situés à 450 kHz et 570 kHz dans le cas de la configuration r_{61} , 660 kHz et 950 kHz dans le cas de la configuration r_{22} , et 560 kHz et 730 kHz dans le cas de la configuration r_c . Les pics secondaires correspondent aux harmoniques qui subsistent jusqu'à 10 MHz.

Nous constatons également que la valeur du coefficient EO mesurée reste constante au dessous des fréquences de résonances piézo-électriques.

A l'aide d'une étude des modes de déformations mécaniques dues aux effets piézo-électriques, détaillée en annexe 3, et en utilisant l'équation (2.6) nous avons calculé les fréquences des résonances acoustiques se manifestant dans chaque configuration. Celles-ci sont reportées et comparées aux valeurs expérimentales dans le tableau 2.3. Les résultats expérimentaux sont relativement en bon accord avec les valeurs calculées.

Configuration utilisée	Fréquences de résonance calculées (kHz)	Fréquences de résonance mesurées (kHz)
r_{61}	440	450 ± 20 kHz
	500	520 ± 20 kHz
	512	570 ± 20 kHz
r_{22}	595	600 ± 20 kHz
	665	660 ± 20 kHz
	1090	950 ± 20 kHz
r_c	180	165 ± 20 kHz
	650	560 ± 20 kHz
	660	730 ± 20 kHz

Tableau 2.3. Comparaison entre les fréquences de résonances mesurées et celles calculées à base des effets piézo-électriques.

4.2 TABLEAU RECAPITULATIF

Nous avons mesuré grâce aux deux méthodes de caractérisation EO présentées précédemment les différents coefficients EO pour les différents cristaux étudiés. Le tableau 2.4 résume l'ensemble des mesures ainsi que celles provenant de la littérature. Les valeurs des fréquences de résonances de chaque échantillon ont également été reportées dans ce tableau.

Cristal étudié	r_{ij} mesuré	Valeurs mesurées avec la méthode statique (pm/V)	Valeurs mesurées avec la méthode dynamique à 1 kHz (pm/V)	Valeurs reportées de la littérature (pm/V)	Fréquences de résonances de nos échantillons (kHz)
<i>LiNbO₃</i> <i>Congruent</i>	r_{61}^T	6,1 ± 0,2	6 ± 0,3	6,5 [Abdi 1998]	450, 520 et 570
	r_{22}^T	6,6 ± 0,2	6,4 ± 0,3	6,4 [Iwasaki 1967]	600, 660 et 950
	r_c^T	20,3 ± 0,8	19,7 ± 1,1	21 [Aillerie 2000]	165, 560 et 730
<i>LiNbO₃</i> <i>Stœchiométrique</i>	r_{61}^T	6,2 ± 0,2	6,1 ± 0,3		350, 630 et 800
	r_{22}^T	7 ± 0,2	6,8 ± 0,3		370, 560 et 860
	r_c^T	18,3 ± 0,8	18,2 ± 1	19,5 [Méndez 1999]	720, 780 et 870
<i>LiTaO₃</i>	r_{22}^T	0,12 ± 0,01	0,1 ± 0,01		420, 520 et 850
	r_c^T	21,8 ± 0,9	21,5 ± 1,2	21,3 [Lenzo, 1966]	430, 530 et 620
<i>ADP</i>	r_{41}^T	21 ± 0,9	20,2 ± 1,2	20 [Salvestrini 1995]	904 et 1070
<i>BBO</i>	r_{22}^T	2,4 ± 0,07	2,3 ± 0,1	2,4 [Ney, 2000]	160, 220 et 630
<i>KTP</i>	r_{cl}^T	-	28,2 ± 1,6	28,5 [Bierlein, 1986]	1025, 1150 et 1300

Tableau 2.4: Valeurs des coefficients EO mesurées par la méthode statique et la méthode dynamique pour plusieurs échantillons à la longueur d'onde de 633 nm.

On peut constater que quelque soit le cristal, il n'existe pas de dispersion à basse fréquence. En effet, les résultats obtenus avec la technique statique ou dynamique à la fréquence de 1 kHz sont identiques (en tout cas l'écart entre les valeurs est compris dans l'incertitude).

On remarque par contre une légère différence entre les valeurs des coefficients r_{61} et r_{22} du LiNbO_3 congruent et stœchiométrique. Ceci est contraire à la théorie qui prévoit, par raison de symétrie, des valeurs égales. Il faut noter que cette différence est plus faible pour une mesure à une fréquence de 1 kHz que pour une mesure statique. De plus, comme nous le verrons par la suite, cette différence disparaît à plus haute fréquence. On peut donc raisonnablement l'attribuer à des problèmes expérimentaux liés peut être à la conductivité électrique des échantillons. On retrouve d'ailleurs ces problèmes dans le cas de KTP. En effet, la mesure statique du coefficient EO r_{cl}^T dans le cristal de KTP n'a pas fourni de résultat probant. En effet, un phénomène de conduction tend à inhiber le champ électrique appliqué et rend donc impossible ce type de mesure.

Toutefois, à partir de fréquence de l'ordre du kHz, les points liés à la conductivité disparaissent et les mesures sont réalisables.

Nos résultats sont, également, en bonne adéquation avec ceux de la littérature. Ceci tente à prouver la qualité de nos échantillons et la maîtrise des procédures de mesures. Par ailleurs, il est important de noter que les valeurs des coefficients sont obtenues avec une bonne précision que nous avons pu atteindre grâce à un choix rigoureux des éléments du banc et à l'automatisation complète du banc de mesure. En effet l'automatisation permet des mesures rapides et donc de s'affranchir des erreurs dues à des variations de paramètres physiques durant la mesure comme par exemple la température. Ainsi dans la configuration r_c , l'effet thermo-optique peut induire un déphasage supplémentaire non négligeable.

Afin de compléter cette étude, nous avons réalisé l'étude de la dispersion des coefficients EO en fonction de la longueur d'onde. Nous présentons dans le tableau 2.5 les résultats obtenus avec la mesure dynamique à la fréquence de 1 kHz.

<i>Cristal étudié</i>	r_{ij} (pm/V)	$\lambda = 514 \text{ nm}$	$\lambda = 633 \text{ nm}$	$\lambda = 815 \text{ nm}$	$\lambda = 1064 \text{ nm}$	$\lambda = 1321 \text{ nm}$
<i>LN Congruent</i>	r_{61}^T	$6,4 \pm 0,3$	$6 \pm 0,3$	$5,7 \pm 0,2$	$5,5 \pm 0,2$	$5,4 \pm 0,2$
	r_{22}^T	$6,8 \pm 0,3$	$6,4 \pm 0,3$	$6,1 \pm 0,3$	$5,9 \pm 0,2$	$5,8 \pm 0,2$
	r_c^T	$21 \pm 1,2$	$19,7 \pm 1,1$	$18,7 \pm 1$	$18,2 \pm 1$	18 ± 1
<i>LN Stœchiométrique</i>	r_{61}^T	$6,3 \pm 0,3$	$6,1 \pm 0,3$	$5,8 \pm 0,2$	$5,5 \pm 0,2$	$5,3 \pm 0,2$
	r_{22}^T	$7 \pm 0,3$	$6,8 \pm 0,3$	$6,4 \pm 0,3$	$6,2 \pm 0,3$	$5,9 \pm 0,2$
	r_c^T	$19 \pm 1,1$	$18,2 \pm 1$	$17,8 \pm 1$	$17,4 \pm 1$	$17,2 \pm 1$
<i>LiTaO₃</i>	r_{22}^T	$0,13 \pm 0,01$	$0,1 \pm 0,01$	$0,1 \pm 0,01$	$0,09 \pm 0,01^*$	$0,08 \pm 0,01$
	r_c^T	$23 \pm 1,3$	$21,5 \pm 1,2$	$20,7 \pm 1,2$	$20 \pm 1,1^*$	$19,5 \pm 1,1$
<i>βBBO</i>	r_{22}^T	$2,4 \pm 0,1$	$2,3 \pm 0,1$	$2,1 \pm 0,1^*$	$2,05 \pm 0,1^*$	$2 \pm 0,1$
<i>KTP</i>	r_{cl}^T	$30 \pm 1,7$	$28,2 \pm 1,6$	$27,5 \pm 1,5^*$	$26,6 \pm 1,5$	$26 \pm 1,5$

Tableau 2.5 : Dispersion en longueur d'onde des coefficients EO mesurés avec la méthode dynamique à 1 kHz pour les différents cristaux.

* Valeurs extrapolées. En principe les mesures concernant ces coefficients sont prévues avant la soutenance de ce mémoire.

L'ensemble des valeurs reportées dans ces deux tableaux va maintenant nous servir de référence pour tester la nouvelle technique mise au point, qui permet d'obtenir le comportement temporel (et non plus fréquentiel) des coefficients EO.

Pour plus de lisibilité, nous avons représenté graphiquement la dispersion en longueur d'onde des coefficients EO pour les différents cristaux étudiés (figure 2.9).

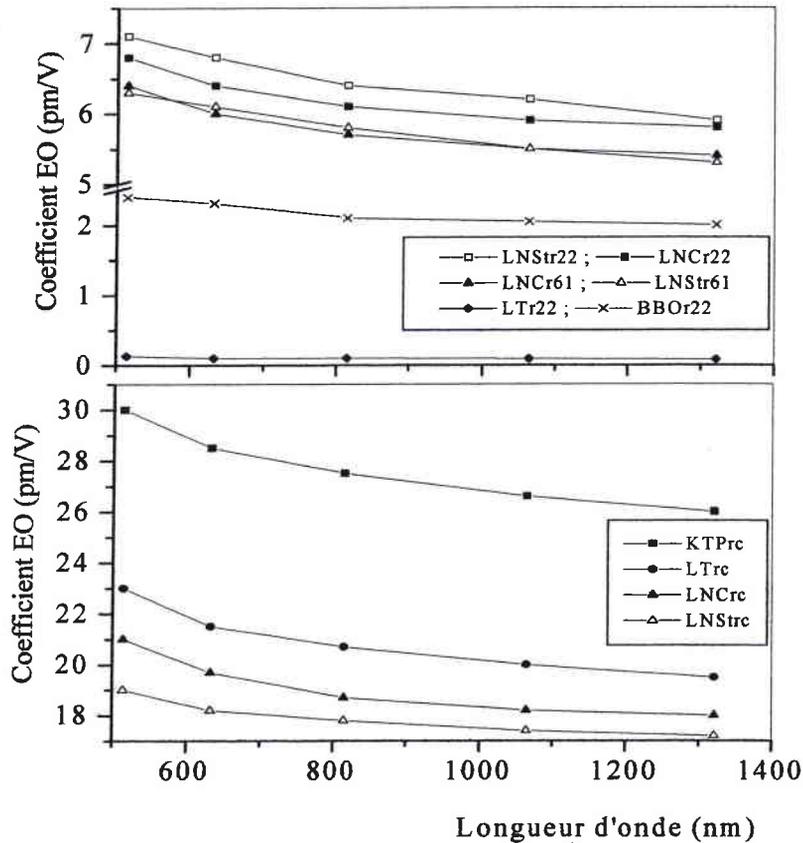


Figure 2. 9 : Dispersion en longueur d'onde des différents coefficients EO r^T pour les différents cristaux étudiés.

5 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté deux techniques de mesures des coefficients EO, (statique et dynamique). Nous avons déterminé les résultats obtenus avec ces méthodes, ainsi qu'une dispersion en longueur d'onde sur une plage variant de $0,514 \mu\text{m}$ à $1,321 \mu\text{m}$. Par conséquent nous pouvons calculer les tensions de commandes statiques à la longueur d'onde de $1,064 \mu\text{m}$.

Dans le chapitre suivant nous allons développer une nouvelle technique permettant cette fois-ci la caractérisation EO temporelle, notamment aux temps courts.

3

REPONSE ELECTRO OPTIQUE TEMPORELLE

Sommaire

1	Etude de la réponse temporelle d'un système linéaire.....	69
1.1	Cas général	69
1.2	Application à la réponse électro-optique.....	69
1.3	Utilisation de la transformée de Fourier rapide pour la détermination de la réponse électro-optique fréquentielle	72
2	Obtention de la réponse temporelle.....	76
2.1	Montage expérimental	77
2.2	Contraintes expérimentales et limitations des performances aux temps courts	79
2.3	Protocole suivi dans le traitement des résultats expérimentaux	88
2.4	Calcul d'incertitude	94
2.5	Résultats expérimentaux.....	94
3	Conclusion.....	104

Nous présentons dans ce chapitre une technique de mesure nouvellement installée au laboratoire permettant la caractérisation des coefficients EO en fonction du temps. Cette méthode a été initiée au laboratoire d'Optique Non linéaire de ETH Zürich [Spreiter ; 1997]. Elle est fondée sur l'analyse généralisée de la réponse temporelle d'un système à un échelon et/ou une impulsion de tension appliquée. Dans le cas de la réponse EO temporelle, la réponse EO impulsionnelle, ne donne pas accès de façon complète à tous les phénomènes physiques participant à l'effet EO, en particulier ceux apparaissant aux temps longs.

Par contre, ainsi que nous allons le montrer, la réponse EO à un échelon de tension permet à la fois :

- la mesure des coefficients EO en fonction du temps (de quelques nanosecondes à plusieurs secondes)
- la détermination de la dispersion fréquentielle des coefficients EO :
 - aux basses fréquences (temps longs)
 - aux hautes fréquences (temps courts) avec l'extension de la gamme de fréquence jusqu'à plusieurs centaines de MHz
- L'analyse complète des résonances acoustiques et la détermination de la contribution acoustique.

La dispersion en fréquence est obtenue comme nous le verrons à l'aide de la transformée de Fourier de la dérivée de cette réponse temporelle [Abarkan, 2002].

La première partie de ce chapitre sera consacrée aux éléments mathématiques permettant l'analyse de la réponse temporelle et sa conversion en une réponse fréquentielle. Dans la deuxième partie, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus et l'analyse qui en est faite.

1 ETUDE DE LA REPOSE TEMPORELLE D'UN SYSTEME LINEAIRE

1.1 CAS GENERAL

On appelle réponse indicielle d'un système linéaire la réponse temporelle $S(t)$ de ce système à un échelon $e(t) = E_0 H(t)$ d'amplitude E_0 . $H(t)$ est la fonction Heaviside.

Généralement, la réponse indicielle d'un système linéaire est du premier ou du second ordre. Dans notre étude on s'intéresse à celle du second ordre puisque les réponses EO temporelles mesurées sont de ce type.

Un système du second ordre fondamental est un système à une variable, où la grandeur de sortie $S(t)$ est liée à celle d'entrée $e(t)$ par une équation différentielle du second ordre à coefficients constants, de la forme :

$$\frac{1}{\omega_0^2} \frac{d^2 S(t)}{dt^2} + \frac{2\alpha}{\omega_0} \frac{dS(t)}{dt} + S(t) = e(t) \quad (3.1)$$

α représente le coefficient d'amortissement et ω_0 la pulsation fondamentale. La solution d'une telle équation dépend de la valeur de α . Si $\alpha > 1$, la réponse est de type aperiodique, ce cas ne sera pas traité dans ce mémoire puisqu'elle ne correspond pas à des réponses EO.

On s'intéresse au cas où $0 < \alpha < 1$, pour lequel la réponse du système est de type pseudo-périodique. Elle s'exprime par :

$$S(t) = (C_1 - C_2) + C_2 \left(1 - e^{-\alpha \omega_0 t} \cos(\omega_p t - \varphi) \right) \quad (3.2)$$

où C_1 est l'amplitude du signal $S(t)$ et les autres paramètres sont définis par :

$$C_2 = \frac{1}{\sqrt{1-\alpha^2}}, \varphi = \arctan\left(\frac{\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}}\right) \text{ et } \omega_p = \omega_0 \sqrt{1-\alpha^2} \quad (3.3)$$

1.2 APPLICATION A LA REPOSE EO

Dans le cas des mesures EO, le système linéaire est constitué du cristal EO soumis à un échelon de tension. La grandeur de sortie $S(t)$ correspond à la réponse EO temporelle $r(t)$. C_1 correspond donc au coefficient EO total r^T et C_2 correspond à la contribution acoustique r^a .

L'équation (3.2) devient alors :

$$r(t) = r^S + r^a \left(1 - e^{-\alpha\omega_0 t} \cos(\omega_p t - \varphi) \right) \quad (3.4)$$

La figure 3.1 représente la fonction $r(t)$ sur un intervalle de temps de 0 à 40 μs .

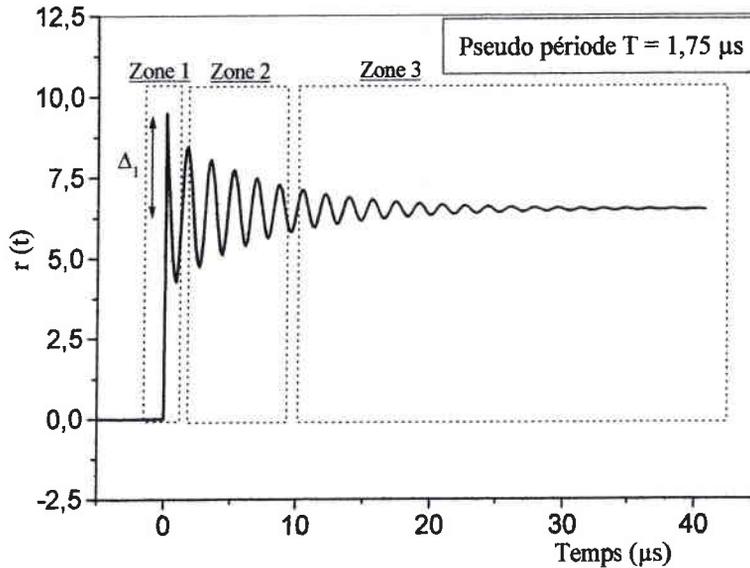


Figure 3. 1: Réponse EO temporelle dans le cas d'une seule résonance: zone 1 : correspond à la réponse aux temps courts ; zone 2 : correspond au régime transitoire ; zone 3 : correspond au régime permanent ou à la réponse aux temps longs.

On distingue trois régimes temporels représentés sur la figure 3.1 :

- Temps très court (inférieur à quelques dizaines de ns) : correspond aux contributions hautes fréquences (ionique + électronique). L'équation précédente devient :

$$r(t) = r^S \quad (3.5)$$

- Temps moyen (de quelques centaines de ns à quelques dizaines de μs) : correspond au régime transitoire où on observe les oscillations dues aux résonances acoustiques et donc :

$$r(t) = r^S + r^a \left(1 - e^{-\alpha\omega_0 t} \cos(\sqrt{1-\alpha^2}\omega_0 t - \varphi) \right) \quad (3.6)$$

- Temps long (plusieurs dizaines de μs) : correspond à la contribution basses fréquences. Le coefficient EO dans cette zone est :

$$r(t) = r^S + r^a = r^T \quad (3.7)$$

Toutefois, les résultats expérimentaux montrent que ces réponses contiennent plusieurs résonances (figure 2.8). Pour tenir compte de ces différents modes m , on écrit l'équation (3.6) sous la forme :

$$r(t) = r^S + \sum_m r_m^a \left(1 - e^{-\alpha_m \omega_0^{(m)} t} \cos(\sqrt{1 - \alpha_m^2} \omega_0^{(m)} t - \varphi_m) \right) \quad (3.8)$$

On rappelle que la contribution acoustique s'exprime par $r_m^a = \sum_{mn} p_{mn} d_{nm} \cdot \omega_0^m$ et α_m sont

les pulsations de résonances principales et les coefficients d'amortissement correspond au mode m respectivement.

Pour déterminer les coefficients α_m , on relève la valeur des dépassements Δ_m (figure 3.1) qui conduit à la valeur des coefficients α_m en utilisant la relation suivante [Foulard, 1997] :

$$\Delta_m = 100e^{-\alpha_m \pi / \sqrt{1 - \alpha_m^2}} \quad (3.9)$$

Notons ici que le dépassement Δ_m correspond dans le cas des mesures EO à la contribution acoustique r^a , puisqu'il est dû seulement aux vibrations et/ou aux déformations du réseau cristallin causées par l'effet piézo-électrique inverse.

La réponse fréquentielle du système est obtenue par la transformée de Fourier de l'équation (3.8), et s'écrit :

$$r(f) = r^S + \sum_m \frac{r_m^a}{1 + 2j\alpha_m \left(\frac{f}{f_0^m} \right) - \left(\frac{f}{f_0^m} \right)^2} \quad (3.10)$$

Cette dernière est représentée sur la figure 3.2. La fréquence de résonance est donnée par :

$$f_r^{(m)} = f_0^{(m)} \sqrt{1 - 2\alpha_m^2} \approx f_0^{(m)} \quad (3.11)$$

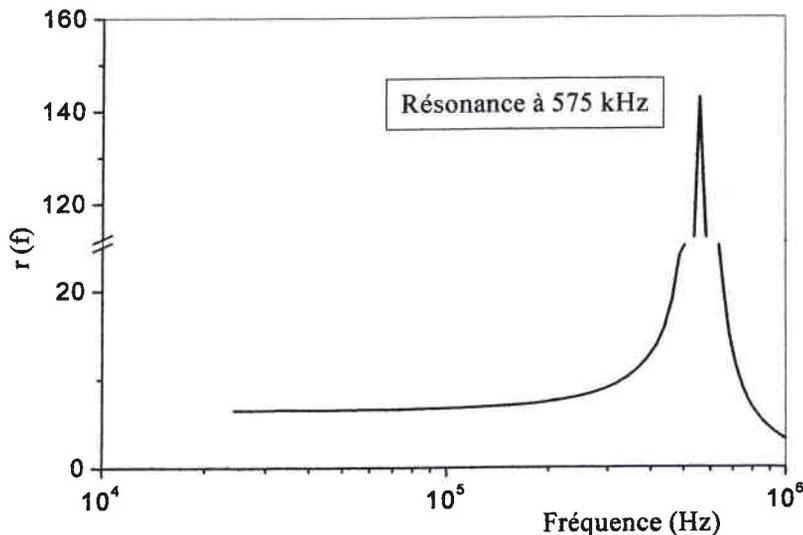


Figure 3. 2: Réponse fréquentielle d'un système du second ordre en utilisant les paramètres extraits de la figure 3.1 : $\omega_0 = 3,6$ MHz et $\alpha = 0,01$

On peut constater qu'en analysant la réponse EO temporelle à l'aide d'un modèle linéaire du second ordre, on peut remonter à son comportement fréquentiel. Cependant, en pratique, la détermination des paramètres α_m , $\omega_p^{(m)}$ et φ_m n'est pas trivial et la réponse fréquentielle déduite s'en trouve entachée d'erreur. Nous avons alors envisagé une technique basée sur la transformée de Fourier rapide (FFT) développée par la suite.

1.3 UTILISATION DE LA TRANSFORMEE DE FOURIER RAPIDE POUR LA DETERMINATION DE LA REPOSE EO FREQUENTIELLE

La transformée de Fourier rapide (FFT) est un outil mathématique qui permet de convertir une fonction temporelle échantillonnée en une fonction fréquentielle de même nature.

Considérons $r(t)$ comme une fonction discrète $r(t_n)$ échantillonnée N fois pendant un temps T . La valeur de N doit être une puissance entière positive de 2. La plus petite valeur permise est 2, et il n'y a pas de limite supérieure. Si le signal est échantillonné avec une période d'échantillonnage Δt , on obtient :

$$\Delta t = \frac{T}{N} \quad \text{et} \quad t_n = n \Delta t \quad n: 0 \rightarrow (N-1) \quad (3.12)$$

Δt est choisi de sorte que le spectre en fréquence soit limité à une fréquence maximale $f_{max} = 1/2\Delta t$ donnée par le théorème de Shannon.

La FFT de cette série de points est aussi une série de points donnée par :

$$r(f) = \sum_{n=0}^{N-1} F_{nm} r(t_n), \quad m = -\frac{N}{2}, \dots, \frac{N}{2} \quad (3.13)$$

avec $f_m = \frac{m}{T}$ étant la $m^{\text{ième}}$ composante du spectre de $r(f)$.

$$F_{nm} = \exp(-2i\pi \frac{nm}{N}) \quad (3.14)$$

Le nombre d'opérations nécessaires au calcul de la transformée est réduit en utilisant l'algorithme de la FFT. Il passe de N^2 à $N \log_2(N)$.

Dans nos mesures, N est de l'ordre de 1024 points.

Dans notre étude nous avons traité deux cas :

- La tension appliquée au cristal est sous forme impulsionnelle de durée très courte :

Dans un montage de Sénarmont réglé à un point de fonctionnement linéaire (M_1 ou M'_1), la réponse EO d'un cristal soumis à une tension impulsionnelle $\Delta V(t)$ de durée $\Delta\tau$ (inférieur devant toute constante), est elle-même de la forme impulsionnelle. Et donc la réponse EO l'est aussi (figure 3.3). Elle s'exprime par l'équation :

$$r(t) = h(t) * \delta(t) \quad (3.15)$$

avec $\delta(t)$, la fonction de Dirac et $h(t)$ est la fonction de transfert assurant ce produit de convolution. La réponse fréquentielle est donnée directement par la FFT de la réponse temporelle :

$$r(f) = \text{FFT}(r(t)) = h(f) \quad (3.16)$$

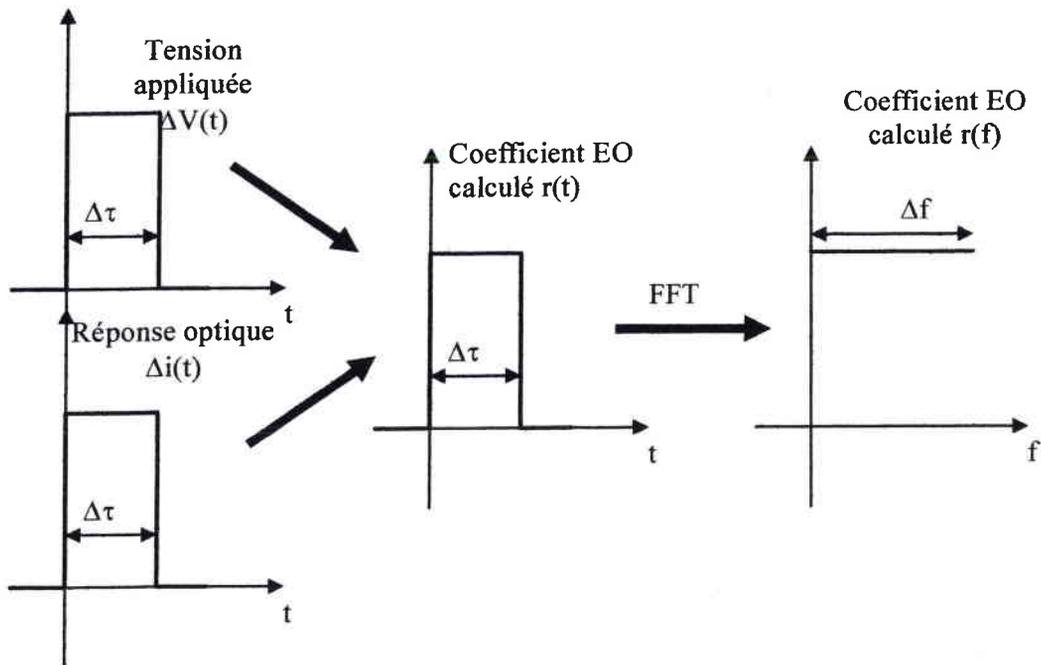


Figure 3.3 : Différentes étapes pour obtenir la réponse fréquentielle à partir de la réponse impulsionnelle. La réponse optique du cristal $\Delta i(t)$ à une tension impulsionnelle $\Delta V(t)$ de durée $\Delta\tau$ est aussi impulsionnelle de durée $\Delta\tau$. Il en est de même pour la réponse du coefficient EO $r(t)$. Cette dernière permet à l'aide d'une simple transformée de Fourier rapide FFT d'obtenir la réponse fréquentielle du coefficient EO.

Néanmoins, la réponse impulsionnelle tend à amputer la réponse EO du matériau de sa partie basse fréquence généralement liée aux déformations du cristal et à la contribution acoustique.

Afin de déterminer complètement le comportement EO, on applique une tension sous la forme d'un échelon.

- La tension appliquée est de la forme d'un échelon :

Soit une tension $\Delta V(t)$ appliqué à un échantillon avec :

$$\Delta V(t) = V_0 H(t) \quad (3.17)$$

V_0 est l'amplitude de la tension, $H(t)$ est la fonction Heaviside (échelon). La réponse EO $r(t)$ donnée par :

$$r(t) = k(t) * H(t) \quad (3.18)$$

où $k(t)$ est la fonction de transfert assurant cette relation, est aussi de la forme d'un échelon (figure 3.4) :

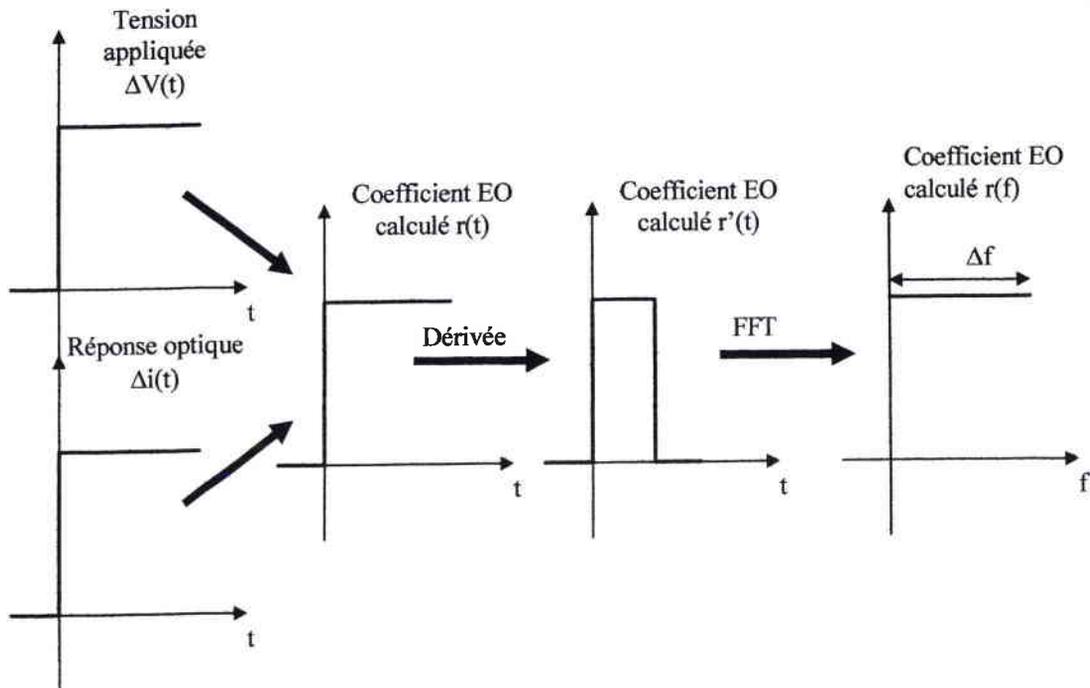


Figure 3.4: Différentes étapes pour obtenir la réponse fréquentielle d'un cristal EO à partir de la réponse EO à un échelon de tension. L'opération de dérivation permet de ramener la réponse EO $r(t)$ à un échelon à celle à une tension impulsionnelle $r'(t)$. Enfin la dispersion en fréquence est obtenue en appliquant la FFT de la réponse $r'(t)$.

L'obtention de la dispersion en fréquence de la réponse EO nécessite dans un premier temps une opération de dérivation temporelle de l'équation (3.18) qui permet de se ramener à une réponse de type impulsionnel (figure 3.4).

Soit $r'(t)$ la dérivée de la réponse $r(t)$:

$$r'(t) = \frac{dr(t)}{dt} = k(t) * \frac{dH(t)}{dt} = k(t) * \delta(t) \quad (3.19)$$

La transformée de Fourier rapide de cette dernière fournit alors la dispersion fréquentielle :

$$\begin{aligned} \text{FFT}(r'(t)) &= \text{FFT}(k(t) * \delta(t)) \\ &= k(f) = r(f) \end{aligned} \quad (3.20)$$

Même si cette méthode nécessite une opération de dérivation supplémentaire, elle nous permet d'obtenir une réponse temporelle complète. Elle nous offre ainsi la dispersion fréquentielle à la fois aux basses et aux hautes fréquences.

La figure 3.5 montre des simulations des deux étapes de calcul. La courbe (a) correspond à la réponse à un échelon pour un système du second ordre. La courbe (b) représente la dérivée de cette réponse. Enfin, la courbe (c) correspond à la réponse fréquentielle obtenue après traitement par la FFT de la courbe (b).

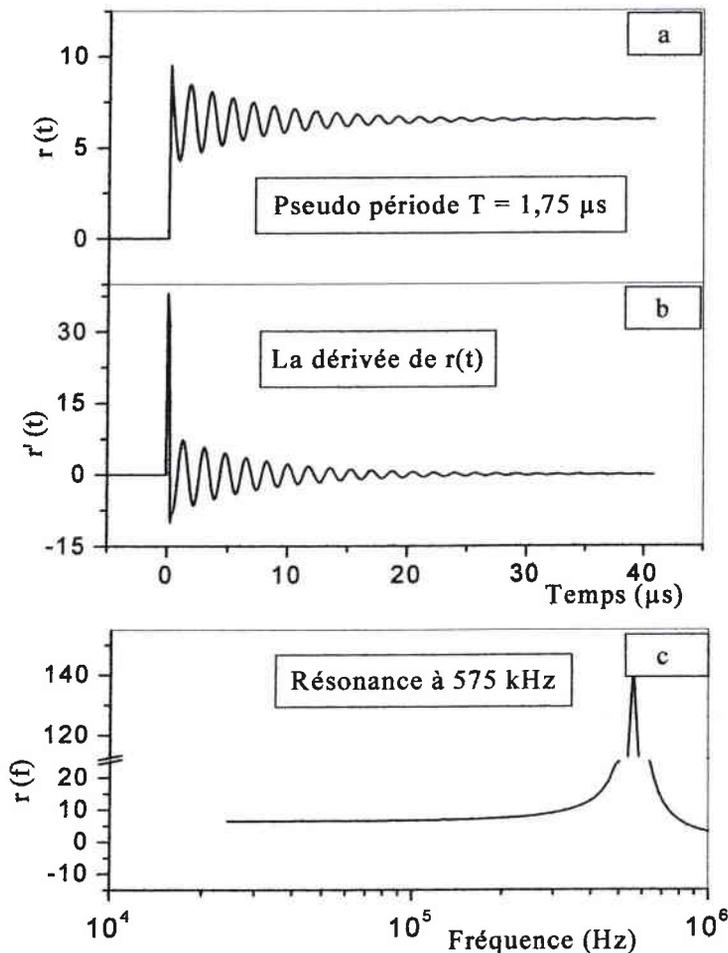


Figure 3. 5: Réponse temporelle du coefficient EO $r(t)$ (a). Sa dérivée (b) et la réponse fréquentielle obtenue par la FFT de la dérivée (c).

Les résultats de cette simulation sont similaires à ceux obtenus à partir de la réponse indicielle donnée par la relation (3.10) présentée sur la figure 3.2.

Nous avons écrit un programme qui réalise l'ensemble des opérations mathématiques décrites ci-dessus sous Matlab.

2 OBTENTION DE LA REPOSE TEMPORELLE

Le montage utilisé est toujours le montage de Sénarmont. Afin d'obtenir la réponse temporelle du coefficient EO, on se place dans la zone linéaire de la courbe représentative de la transmission (au point M_1). En appliquant un échelon de tension $\Delta V(t)$, nous obtenons un signal optique $\Delta i(t)$ de la même forme comme l'indique la figure 3.6.

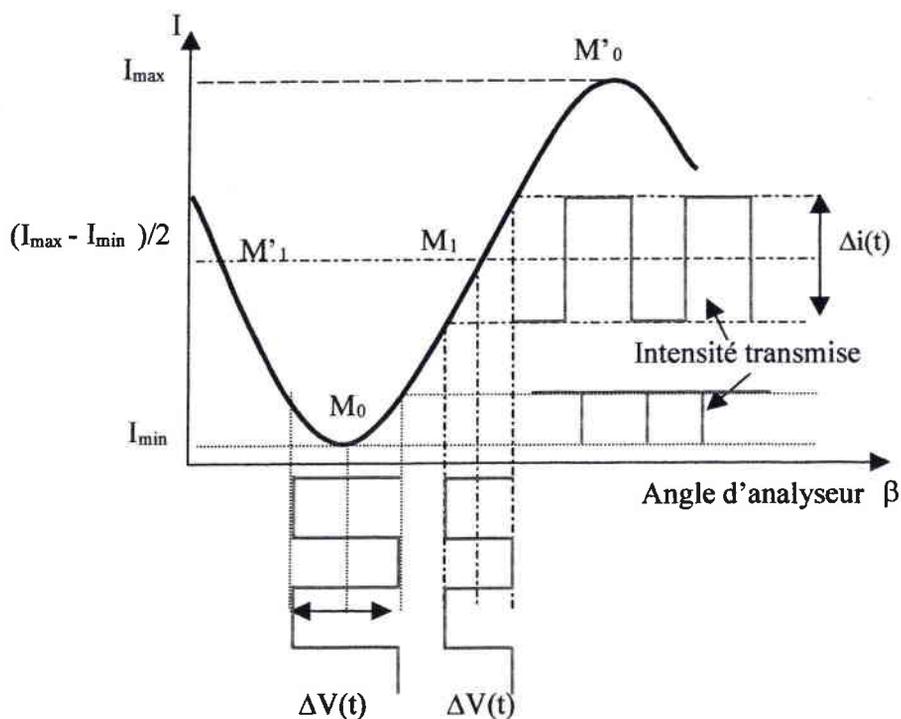


Figure 3.6: Fonction de transfert du montage de Sénarmont dans le cas où le cristal est soumis à un échelon de tension d'amplitude crête crête $\Delta V(t)$. $\Delta i(t)$ est l'intensité transmise.

Dans cette méthode, le cristal est soumis à un échelon de tension. Cette technique consiste (comme la méthode dynamique basse fréquence) à déterminer le facteur de modulation $m(t)$ donné par :

$$m(t) = \frac{\Delta i(t)}{I_{\max} - I_{\min}} \quad (3.21)$$

où $\Delta i(t)$ représente l'amplitude crête crête de l'intensité transmise. La mesure du coefficient EO effectif s'obtient alors en utilisant la relation :

$$r_{\text{eff}}(t) = 2A \frac{1}{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}} \frac{\Delta i(t)}{\Delta V(t)} \quad (3.22)$$

2.1 MONTAGE EXPERIMENTAL

Le banc de mesure EO temporelle dont le schéma de principe est représenté dans la figure 3.7 est basé sur le montage de Sénarmont. On distingue quatre parties fonctionnelles distinctes :

- Le montage optique de Sénarmont (I).
- L'alimentation en haute tension commutée (II).
- La détection (III).
- Le contrôle, l'enregistrement et le traitement (IV).

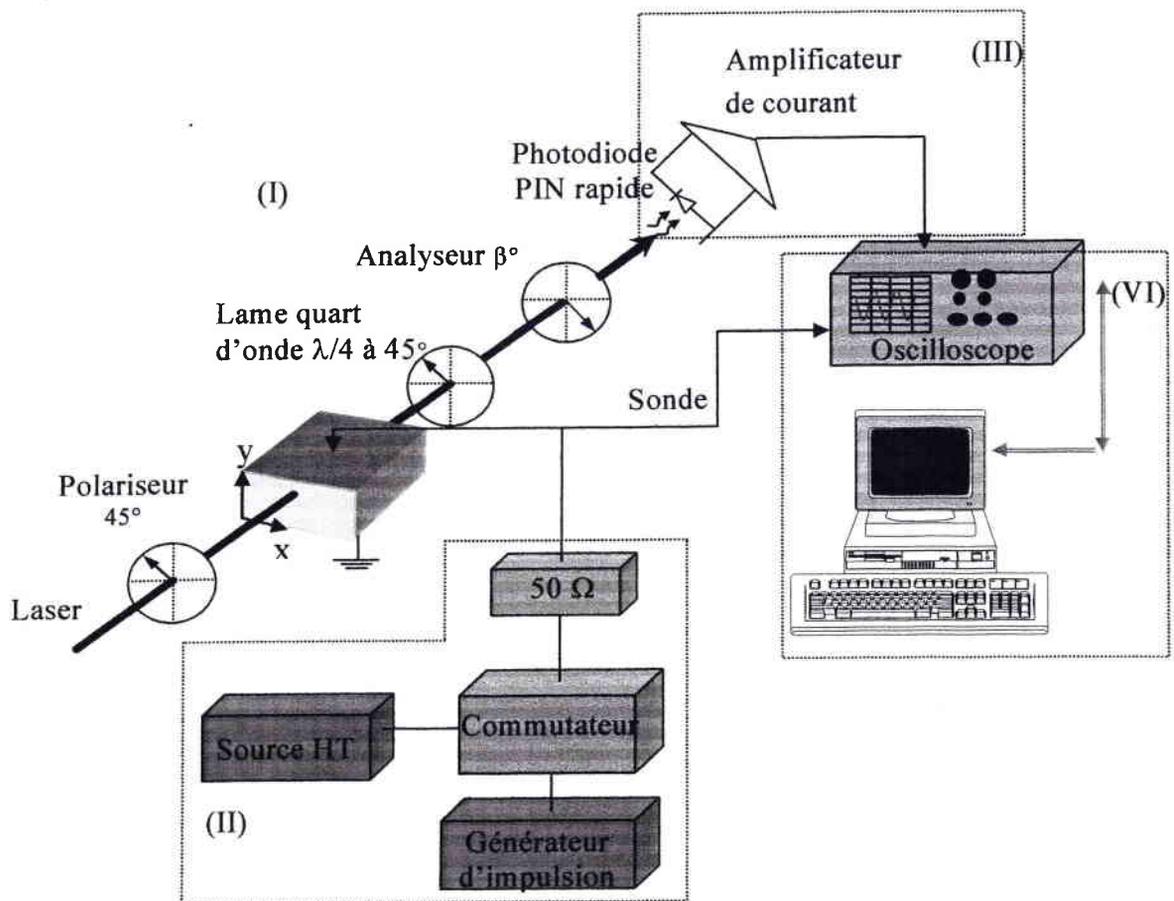


Figure 3.7 : Montage expérimental utilisé pour la mesure des coefficients EO : (I) le montage optique de Sénarmont, (II) la partie alimentation, (III) la partie détection et (IV) la partie d'enregistrement et de traitement.

Ces différentes parties sont présentées par la suite.

I)- La partie optique (montage de Sénarmont) : Déjà décrit dans le chapitre 2, ce montage a été utilisé aux longueurs d'ondes de 514 nm, 633 nm, 815 nm, 1064 nm et 1321 nm. Les polariseurs sont montés dans des platines de rotation motorisées (pas de $0,01^\circ$) et pilotées par l'ordinateur.

II)- La partie électrique (système d'alimentation) est symbolisée sur la figure 3.8.

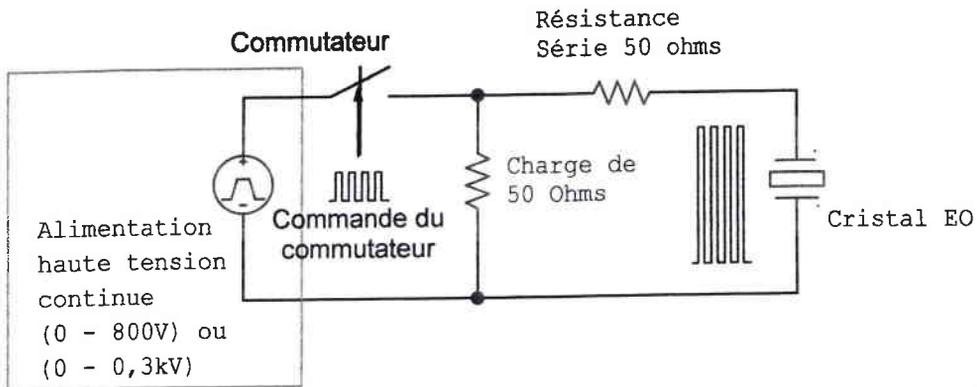


Figure 3.8: Système d'alimentation utilisé pour les mesures temporelles. Le commutateur commandé par un générateur d'impulsion commute une tension continue d'une source haute tension et débite dans une charge de 50Ω avant d'alimenter le cristal.

Elle est composée de :

- deux sources haute tension continue: 800 V fournie par la société DIDA CONCEPT, et 3 kV de marque Spellman.
- deux commutateurs de tension :
 le premier, (type HV 1000) fabriqué par DEI, de temps de réponse inférieur à 2 ns, permet d'obtenir des impulsions de durées variant de 30 ns à 10 μ s. Il peut commuter des sources hautes tensions de 950 V maximum. Pour les applications à hautes cadences, la puissance maximale autorisée est de 10 W.
 le deuxième, (type HTS 30) fabriqué par Behlke, quant à lui est prévu pour commuter des tensions, de 3 kV. Il permet d'obtenir des impulsions de durées variant entre 150 ns et 100 μ s avec un temps de montée et de descente inférieur à 5 ns. Pour les applications à hautes cadences, la puissance maximale autorisée est de 15 W.
- un générateur d'impulsion de type PM – Philips, de fréquence de 1 Hz à 50 MHz avec une durée d'impulsion comprise entre 20 ns et 10 μ s et un temps de montée de 6ns qui assure la commande des commutateurs haute tension.

III)- Système de détection

Il est composé :

- pour les longueurs d'onde inférieures à 1 μs d'une photodiode en silicium rapide de type DET2-SI PIN de surface utile 1 mm^2 ayant un temps de réponse inférieur à 0,5 ns et de capacité 3,5 pF.

Elle est associée à un amplificateur de courant hautes fréquences de temps de réponse de 0,8 ps, de gain égal à $2 \cdot 10^4$ V/A, de bruit $5,2 \text{pA/Hz}^{1/2}$, d'impédance d'entrée égale à 75Ω et d'une tension de saturation de 2 V.

L'ensemble photodiode - amplificateur est intégré dans un bâti blindé et relié à la terre afin de limiter au maximum le bruit pouvant provenir du commutateur.

- pour les longueurs d'ondes supérieures à 1 μm , on dispose d'un système compact composé d'une photodiode rapide en GaAs et d'un amplificateur de courant. L'ensemble possède un temps de réponse de 100 ps. Il supporte une puissance maximale de 1 mW et un courant de saturation de 10 mA.
- Un oscilloscope HP 54610, ayant une bande passante analogique de 500 MHz et un temps de réponse de 700 ps, permet d'enregistrer les différents signaux. Il est muni d'un échantillonneur de signaux répétitif pouvant atteindre 10 Giga échantillons en mode par seconde en mode répétitif et d'une impédance d'entrée réglable (50Ω ou $1 \text{M}\Omega$).

IV)- Contrôle et acquisition

Un ordinateur contrôle les différents appareils utilisés via une carte GPIB, et permet l'acquisition des différents paramètres utiles à la caractérisation EO.

Nous avons réalisé une automatisation totale de toutes les méthodes de mesure des coefficients EO présentées dans ce mémoire grâce au logiciel Test Point de Keithley. Cette automatisation assure le contrôle et l'acquisition en temps réel. Elle assure également le calcul des coefficients EO au fur et à mesure du déroulement de l'expérience.

2.2 CONTRAINTES EXPERIMENTALES ET LIMITATIONS DES PERFORMANCES AUX TEMPS COURTS

Dans la mise en œuvre des mesures aux temps courts, un certain nombre de précautions (inutiles lors des mesures aux basses fréquences) doivent être prises. La non (ou mauvaise) prise en compte de ces précautions entraîne un certain nombre de limitations, sur les performances des techniques mises en place. Nous commençons par passer en revue ces différentes contraintes.

2.2.1 Limitation du temps de commutation de la tension liée au cristal et à la longueur des câbles

Nous avons constaté que le temps de réponse (temps nécessaire à l'obtention de 63 % de la réponse totale) caractérisant l'échelon de tension fournit par le commutateur dépend de la charge (cristal) connectée à ses bornes (figure 3.9). Comme le montre cette figure, un certain nombre d'oscillation existe dans le transitoire de la tension commutée. Ces oscillations peuvent être attribuées à l'inductance des câbles électriques.

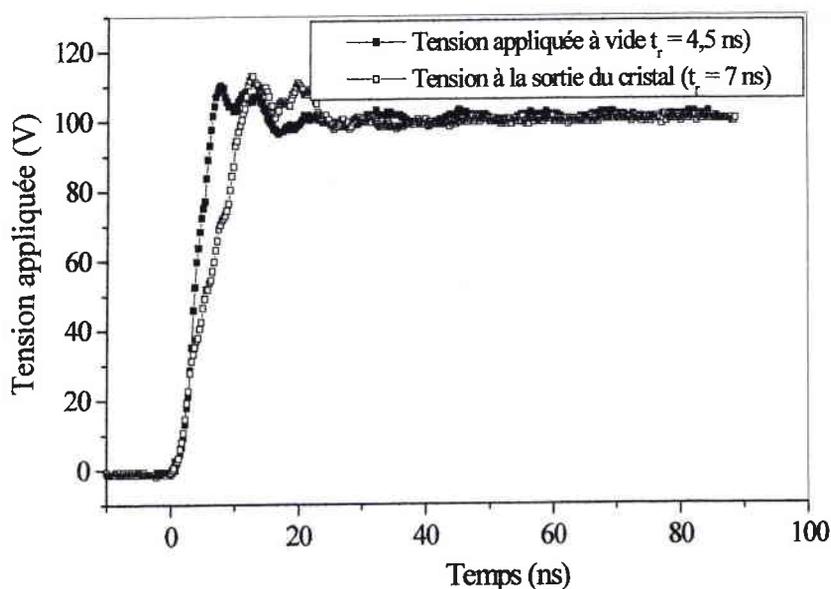


Figure 3.9: Effet de la capacité du cristal sur le temps réponse. En carré plein, la tension délivrée par le commutateur à vide. En carré vide, la tension délivrée lorsque le cristal est branché. Ce cas correspond à l'échantillon LNCr₂₂.

Pour expliquer ces phénomènes, nous rappelons qu'on peut modéliser le cristal par un dipôle électrique de type RC . La capacité du cristal C dépend de sa permittivité donnée par l'équation (1.36). Ce circuit est alimenté par un générateur de haute tension commutée $e(t)$ de résistance interne R_s débitant dans une charge de 50Ω . En pratique, les câbles reliant le cristal et le générateur peuvent eux aussi être modélisés par des circuits RC parallèles. Considérons le schéma électrique équivalent de cette alimentation (figure 3.10), où l'inductance L_d englobe l'ensemble des inductances du montage.

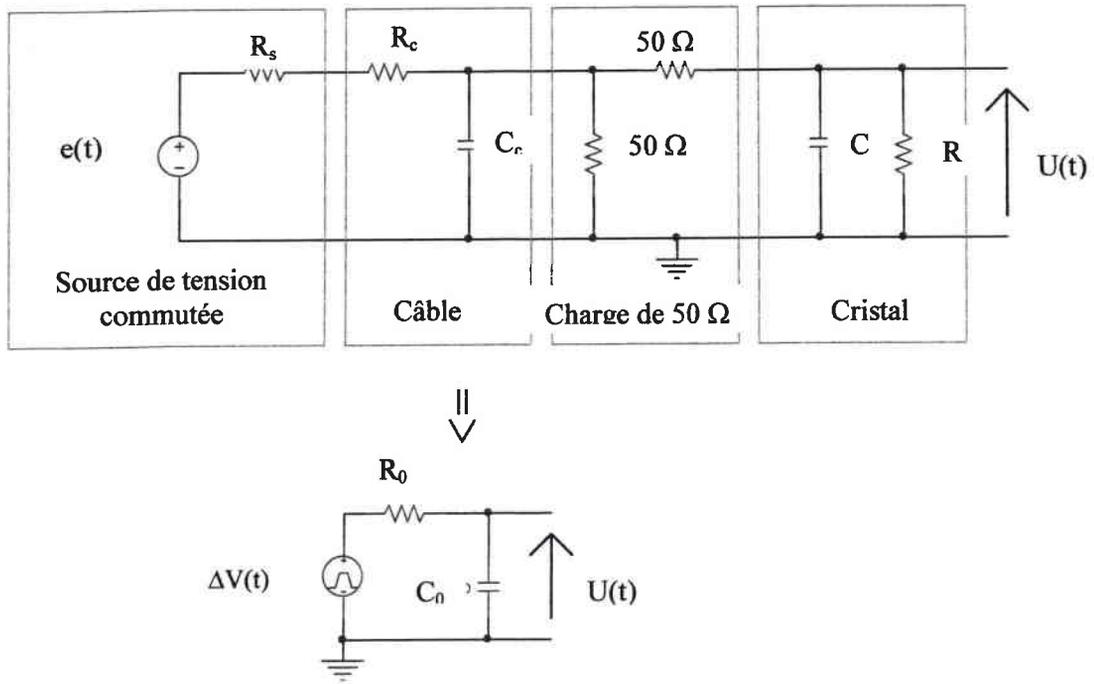


Figure 3.10: Montage électrique schématisant le cristal, les câbles et la source haute tension. En utilisant le théorème de Thévenin et en prenant en compte les effets selfiques (L_d), on ramène le circuit à un circuit RLC du second ordre d'amplitude $\Delta V(t)$ et de résistance équivalente R_0 .

L'équation différentielle décrivant le circuit est du second ordre :

$$\Delta V(t) = L_d C_0 \frac{d^2 U(t)}{dt^2} + R_0 C_0 \frac{dU(t)}{dt} + U(t) \quad (3.23)$$

où R_0 et C_0 sont respectivement la résistance et la capacité équivalente du circuit, et L_d représente l'ensemble des inductances du montage.

Nous avons étudié la réponse du cristal à un échelon de tension de temps de réponse 1,5 ns (correspondant à celui du commutateur à vide) donnée par :

$$\Delta V(t) = V_0 (1 - e^{-t/1,5 \text{ ns}}) \quad (3.24)$$

où V_0 est l'amplitude de la tension commutée.

Nous avons utilisé des câbles de résistance R_c égale à 50 Ω et de capacité égale à 70 pF par mètre. Le cristal utilisé est de capacité C et de résistance supposée infinie. La valeur de L_d a été choisie de façon à obtenir des oscillations de période proche de celle de la figure 3.9.

La figure 3.11 présente les résultats des simulations effectuées à l'aide du circuit précédent. Nous constatons que le temps de réponse augmente lorsque la capacité globale du circuit C_0 (cristal, câble...) augmente. Nous avons étudié le temps de réponse pour plusieurs valeurs de

la capacité globale C_0 . Dans notre cas la capacité de échantillon LNCr₂₂ est de 30 pF et nous avons utilisé un câble de longueur égale à 15 cm (de capacité donc 10,4 pF) entre l'alimentation et le cristal sous test.

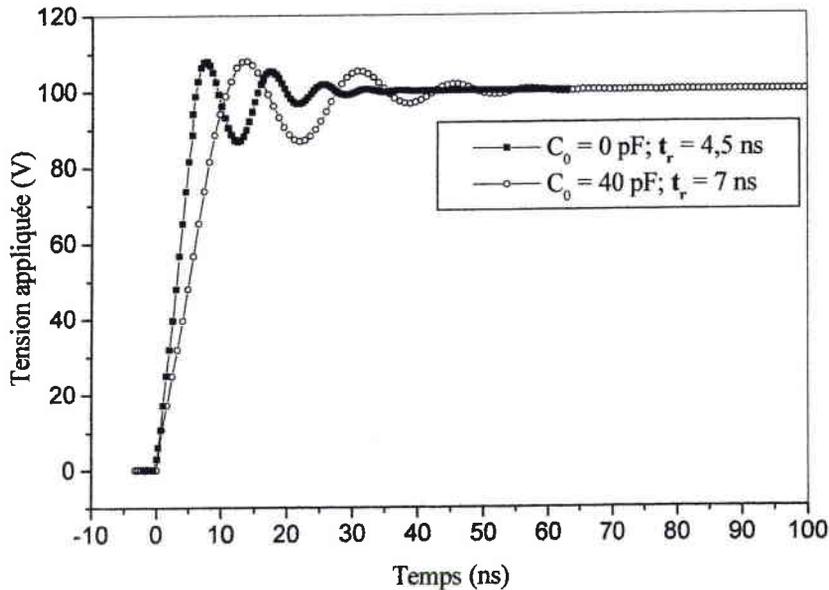


Figure 3.11: Résultats des simulations réalisées avec un circuit RLC. Le temps de réponse t_r est donné en fonction de la capacité C_0 .

Nous remarquons que pour une capacité C_0 nulle (cristal débranché), nous obtenons un temps de réponse de 4,5 ns (correspondant au temps de réponse à vide). Et pour une valeur de C_0 de 40 pF, nous retrouvons un temps de réponse de 7 ns qui correspond au cas où le cristal est branché. Il est donc important de choisir les câbles avec des capacités faibles et de minimiser au maximum leurs longueurs.

2.2.2 Temps de propagation des signaux dans les câbles

La figure 3.12 représente la réponse EO du cristal nommé LNCr_c soumis à un échelon de tension. On observe un temps de retard entre le signal électrique et la réponse¹ EO de quelques nanosecondes.

¹ La réponse EO est du premier ordre, non pas du second ordre comme signalé dans le premier paragraphe, car on ne s'intéresse ici qu'à la partie de la réponse qui intervient aux temps très courts, généralement avant le démarrage des résonances acoustiques.

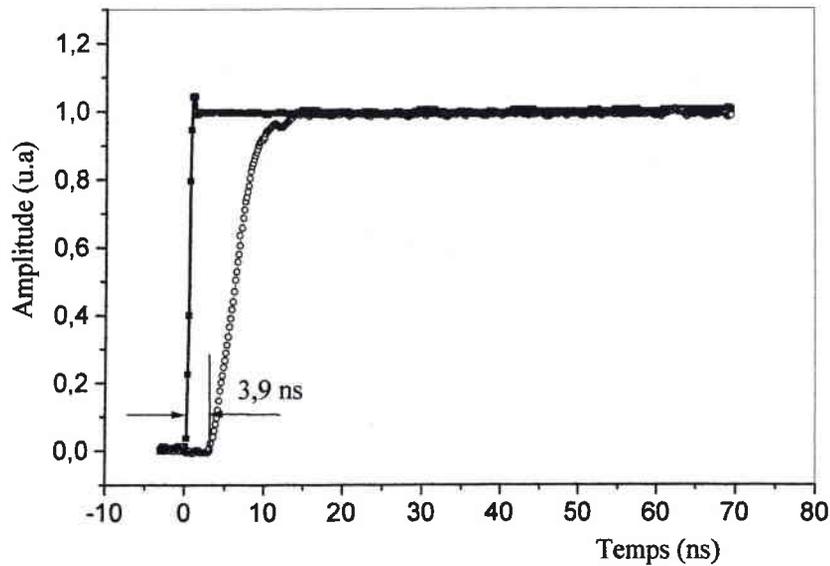


Figure 3.12: Temps de retard entre la réponse optique (en cercle) et le signal électrique (en carré) dû à la différence de temps de propagation dans les câbles

Ce temps de retard est attribué à la réponse EO du cristal, au système de détection, à la longueur des câbles et à la différence de longueur des câbles reliant d'une part le système de détection à l'oscilloscope et d'autre part reliant le système d'application de la tension à l'oscilloscope. Ce temps de retard est donné par :

$$\tau_{\text{retard}} = \sqrt{\tau_{\text{rph}}^2 + \tau_{\text{rAmp}}^2 + \tau_{\text{rosc}}^2 + \tau_{\text{rc}}^2} + \tau_{\text{rdc}} \quad (3.25)$$

où τ_{rph} , τ_{rAmp} , τ_{rosc} , τ_{rc} et τ_{rdc} sont les temps de retards respectivement de la photodiode, de l'amplificateur, de l'oscilloscope, du câble utilisé (longueur de 35 cm) et de la différence entre la longueur des câbles reliant d'une part le système de détection à l'oscilloscope et d'autre part reliant le système d'application de la tension à l'oscilloscope (de l'ordre de 40 cm). Le temps de retard ainsi calculé vaut 3,9 ns ce qui correspond exactement à celui mesuré.

La différence de longueur des câbles entraîne une différence dans les temps de propagation des deux signaux électriques. Pour valider cette hypothèse, nous avons réalisé à l'aide d'un générateur à deux sorties synchronisées des enregistrements de ces deux sorties via des câbles de longueurs différentes. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.13.

Lorsque la longueur des câbles est différente, on remarque un temps de retard entre les deux signaux (figure 3.13.a). Ce temps est de 2,35 ns pour une différence de longueur de 50 cm. En revanche lorsque cette longueur est identique, les deux signaux se superposent (figure 3.13.b). Il faudrait donc en pratique utiliser des câbles de longueurs identiques. Ceci n'est pas toujours possible.

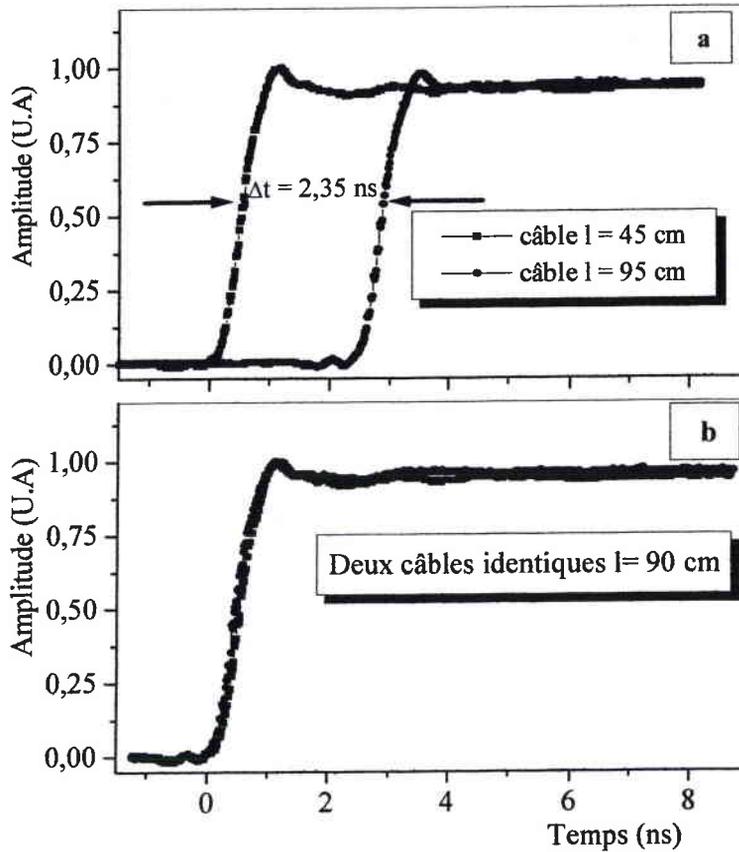


Figure 3.13: Effet des câbles sur le temps de retard. (a) Deux câbles de différentes longueurs. (b) Deux câbles identiques

Il convient donc, avant le traitement des signaux, de supprimer ce temps de retard, puisque celui induit par la réponse EO du cristal est négligeable devant celui induit par les câbles et les appareils de mesure (détection).

2.2.3 Limitations liées à la puissance dissipée par le commutateur et la charge de 50Ω

Pour limiter au maximum les rebonds en tension qui ont pour origine les effets selfiques des câbles (& 2.2.1) (observés par exemple dans la figure 3.9), il faut, comme on l'a déjà vu, charger la sortie du commutateur. Cette charge de 50Ω possède évidemment une limite dans la puissance qu'elle peut dissiper, donnée² par :

$$P_d \geq \left[\frac{\Delta\tau}{50\Omega} + 380 \cdot 10^{-12} \right] V_s^2 \Delta f \quad (3.26)$$

² Cette relation est donnée par la société Armexel. L'origine de la constante $380 \cdot 10^{-12} \text{ n}$ n'est pas claire.

où $\Delta\tau$ est la largeur de l'impulsion, Δf le taux de répétition et V_s la tension à commuter.

A partir de cette relation nous avons tracé (figure 3.14), un abaque permettant de choisir le taux de répétition en fonction de la durée de l'impulsion et inversement, selon l'amplitude de la tension à commuter. Cet abaque est valable pour une puissance dissipée par la charge de 3 W, ce qui correspond à la charge que nous utilisons.

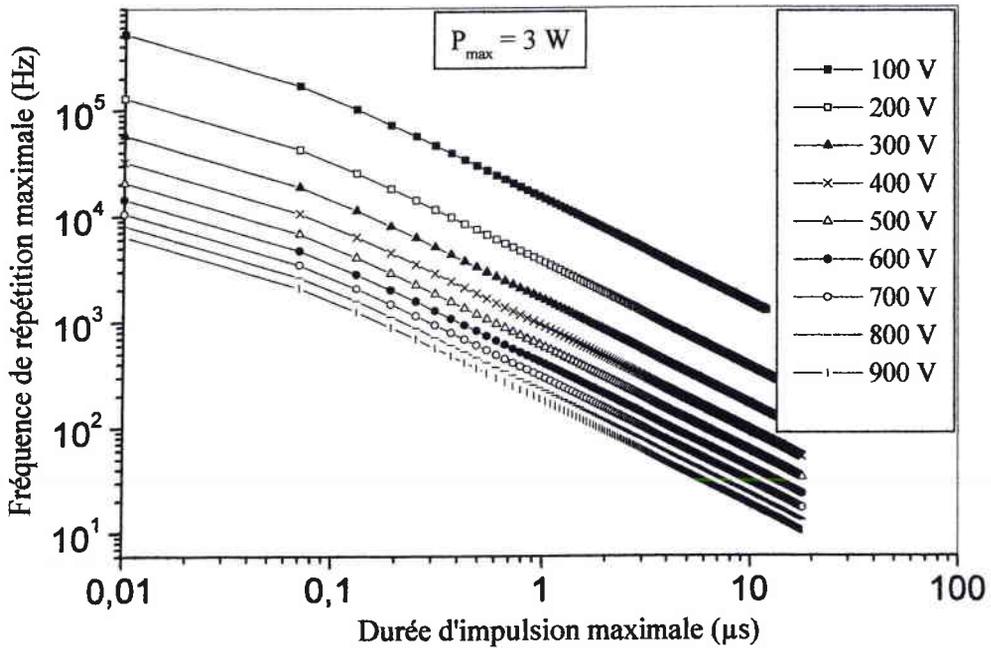


Figure 3.14: Fréquence de répétition en fonction de la durée de l'impulsion pour différentes amplitudes de tensions appliquées.

Nous constatons que pour des impulsions de durée de 30 ns par exemple, la fréquence de répétition maximale que l'on peut utiliser est de 3 kHz pour une amplitude de tension de 900 V. Il est toujours possible de choisir des résistances pouvant dissiper plus de puissance. La limite ultime pour le taux de répétition est imposée par le commutateur lui-même. Dans notre cas, les commutateurs que nous avons utilisés ne pouvaient pas dissiper plus de 15 W.

2.2.4 Limitation liée aux temps de réponse du système de détection optique

Le système de détection optique que nous avons utilisé est constitué d'une photodiode suivie d'un amplificateur de courant, le tout connecté à un oscilloscope (figure 3.15).

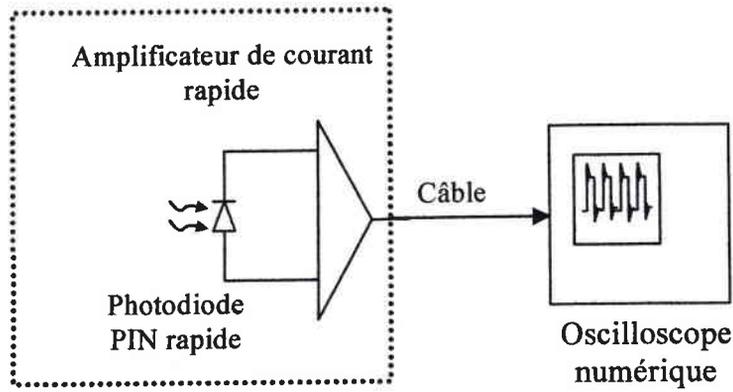


Figure 3. 15 : Schéma équivalent de la détection utilisée. Une photodiode rapide amplifiée à l'aide d'un amplificateur de courant relié à l'oscilloscope

La chaîne de mesure ainsi constituée présente un temps de réponse τ_{rd} donnée par :

$$\tau_{rd} = \sqrt{\tau_{ph}^2 + \tau_{Amp}^2 + \tau_c^2 + \tau_{osc}^2} \quad (3.27)$$

τ_{ph} , τ_{Amp} , τ_{osc} , et τ_c sont les temps de réponses respectivement de la photodiode, de l'amplificateur, de l'oscilloscope et du câble utilisé.

En utilisant les valeurs données dans le paragraphe 2.1, et la valeur du temps de réponse du câble qui est de 1,8 ns (longueur 35 cm), on obtient un temps de réponse du système de détection égale à $\tau_{rd} = 2,2$ ns dans le cas de la photodiode de Si, et de $\tau_{rd} = 2$ ns pour la photodiode GaAs. Pour le vérifier expérimentalement, nous avons effectué des mesures en utilisant un générateur de tension délivrant 6,5 V avec un temps de réponse inférieure à 1 ns, sur l'échantillon LNCrc (figure 3.16). Le temps de réponse mesuré à l'aide de la photodiode de Si est de 2,5 ns, ce qui est très proche de la valeur théorique.

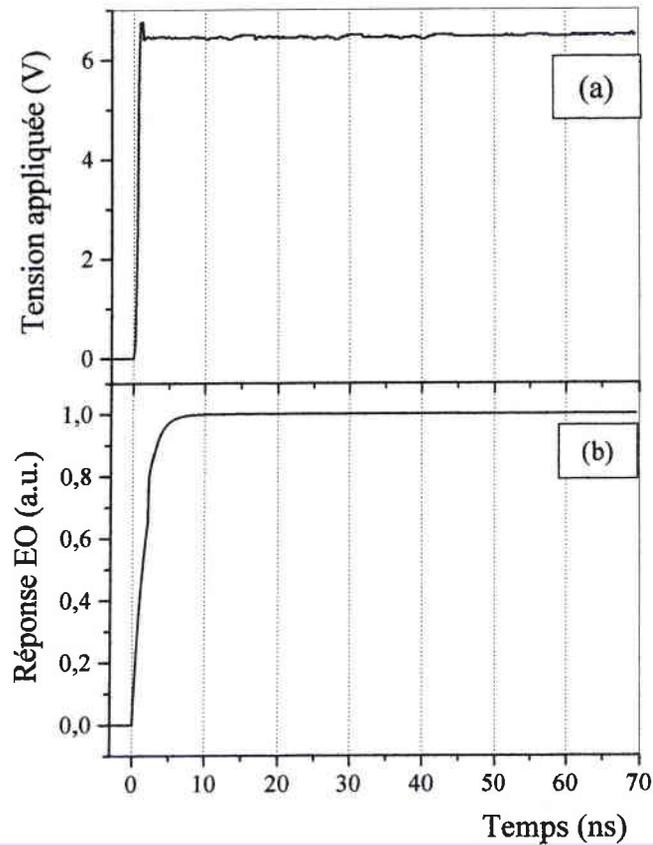


Figure 3.16: Réponse temporelle du détecteur optique (photodiode Si) à un échelon de tension. (a), Tension appliquée avec un générateur de temps de réponse inférieur à 1 ns. (b), Réponse optique mesurée par le système de détection utilisé (le temps de retard entre les deux signaux est supprimé).

On peut constater que la réponse EO est corrélée à la tension appliquée pour les temps supérieurs à 6,5 ns. Pour les temps inférieurs, ce n'est pas le cas, la réponse décroît avec le temps de réponse mis en évidence plus haut. La limite de corrélation peut être corrigée numériquement dans la gamme de temps [1 ns ; 6,5 ns]. Les mesures pour les temps inférieurs à 1 ns ne sont pas considérées car on ne connaît pas le comportement de ces réponses.

On peut corriger le signal optique $\Delta i(t)$ donné par la relation suivante qui fait intervenir le produit de convolution :

$$\Delta i(t) = \Delta i(t)_{\text{cor}} * h(t) \quad (3.28)$$

$h(t)$ représente la fonction de transfert de notre système et $\Delta i(t)_{\text{cor}}$ est le signal optique corrigé. Ce dernier est obtenu donc par une simple opération de déconvolution de l'équation (3.28).

Enfin pour déterminer la limite correspondante en fréquence, nous avons appliqué la transformée de Fourier aux signaux électrique et optique de la figure 3.16. Les résultats sont reportés sur la figure 3.17.

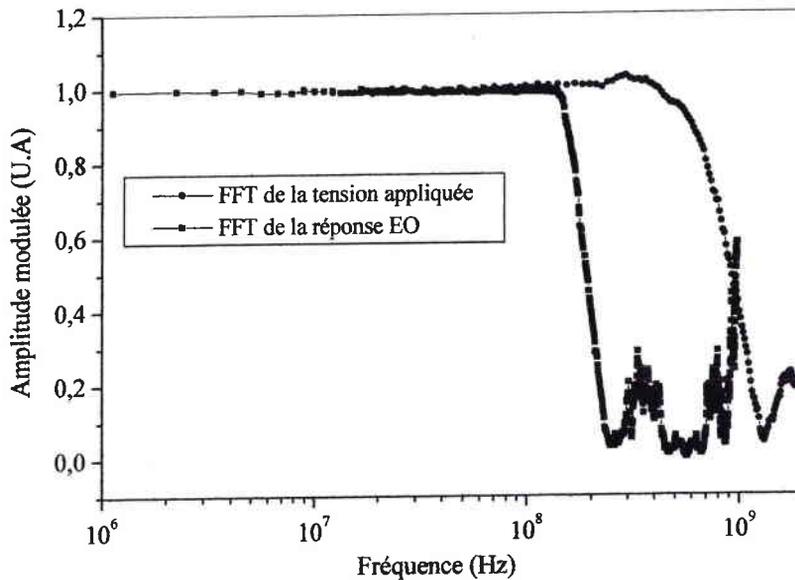


Figure 3. 17: Réponse fréquentielle de la tension appliquée et du détecteur optique. La corrélation entre les deux courbes définit la limite en fréquence de nos mesures.

La limite en fréquence de la réponse est donnée par la limite de corrélation des deux signaux. Elle est de l'ordre de 150 MHz. Au delà de cette fréquence, les deux signaux ne sont pas corrélés et les résultats ne sont pas à retenir. Si la correction décrite par la relation 3.28 est faite, la limite en fréquence maximale vaut alors 1 GHz. Le temps de réponse du commutateur utilisé pour nos mesures étant généralement supérieur (lorsqu'un cristal est branché à ses bornes) à celui du détecteur, cette correction est donc la plus part du temps inutile.

Après avoir étudié toutes les contraintes et limitations expérimentales, nous allons présenter la procédure utilisée dans le traitement des résultats obtenus.

2.3 PROTOCOLE SUIVI DANS LE TRAITEMENT DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

L'analyse des résultats expérimentaux est conduite de la façon suivante :

1. Acquisition des deux signaux (échelon de tension et variation d'intensité associée) (figure 3.18.a).
2. Lissage numérique à l'aide d'une fonction de filtre passe bas permettant d'éliminer les composantes dont la fréquence est supérieure à la fréquence de réponse maximale du système de détection (figure 3.18.b)

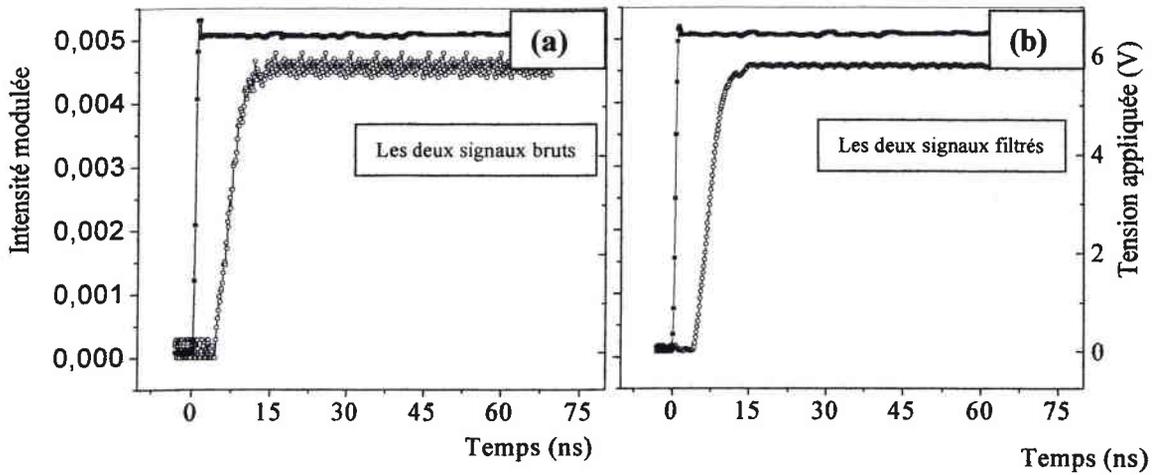


Figure 3.18: Signaux électrique et optique enregistrés. (a) Les deux signaux acquis bruts. (b) Les deux mêmes signaux après filtrage.

3. Suppression du temps de retard : puisque nous avons montré que le temps de retard (figure 3.19.a) est lié seulement aux appareils de mesure et non pas au cristal utilisé, nous pouvons le supprimer (figure 3.19.b)

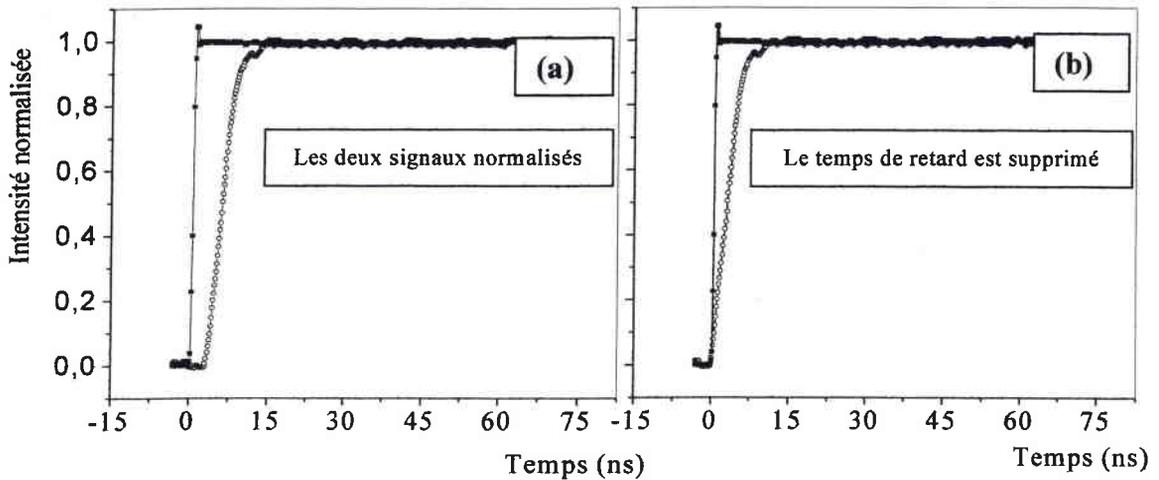


Figure 3.19: Signaux électrique et optique. (a) les deux signaux normalisés. (b) les deux signaux après suppression du temps de retard.

4. Correction numérique (si le temps de réponse du commutateur est inférieur à celui du système de détection) à l'aide de l'équation (3.28) de la partie de la réponse optique aux temps inférieurs à 6,5 ns jusqu'à 1 ns (figure 3.20).

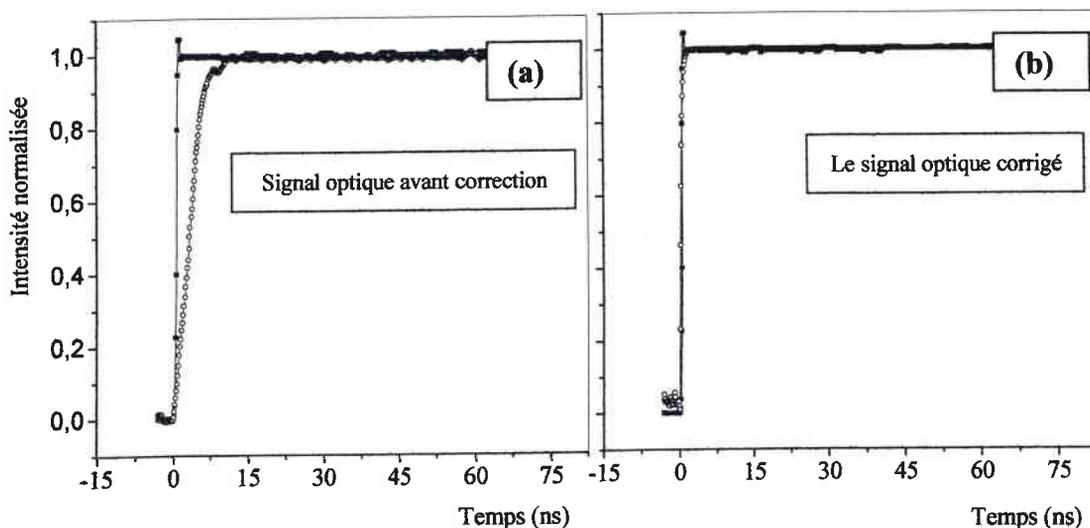


Figure 3.20 : Correction du signal optique à l'aide de la relation (3.28). (a) les deux signaux électrique et optique avant correction. (b) les deux signaux après correction.

Cette dernière étape n'a pas été prise en compte dans nos traitements du fait que le signal électrique délivré par notre système d'alimentation décrit dans le paragraphe 2.1 possède un temps de réponse inférieur à celui du système de détection. Les deux signaux électrique et optique dans ce cas sont corrélés une fois le temps de retard supprimé.

Finalement, en utilisant l'équation (3.22), on détermine le comportement temporel du coefficient EO. La figure 3.21 montre un exemple d'allure de la réponse finale du coefficient EO r_c dans le LiNbO_3 en fonction du temps.

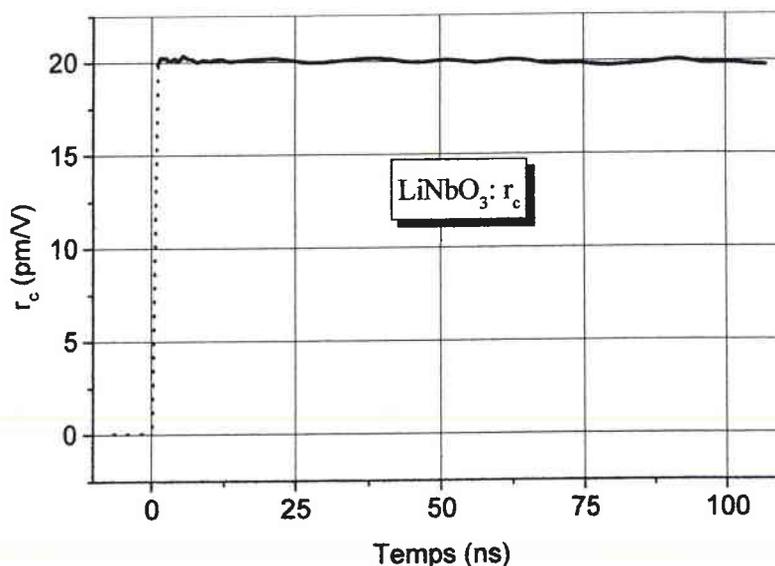


Figure 3.21: Coefficient EO r_c en fonction du temps obtenu après les différentes étapes de traitement décrites au dessus pour le cristal de LiNbO_3 congruent en configuration r_c (échantillon LNCrc).

La partie de la réponse temporelle calculée qui correspond à des temps inférieurs à 1 ns, temps limite de la correction numérique, est représentée en pointillé.

Dans le cas de mesure où le rapport signal sur bruit est faible (figure 3.22) on a recours à une étape de traitement supplémentaire. Avant d'effectuer le calcul du coefficient EO r , il faut éliminer le plus possible les parasites dus aux rayonnements du commutateur.

5. Elimination des parasites :

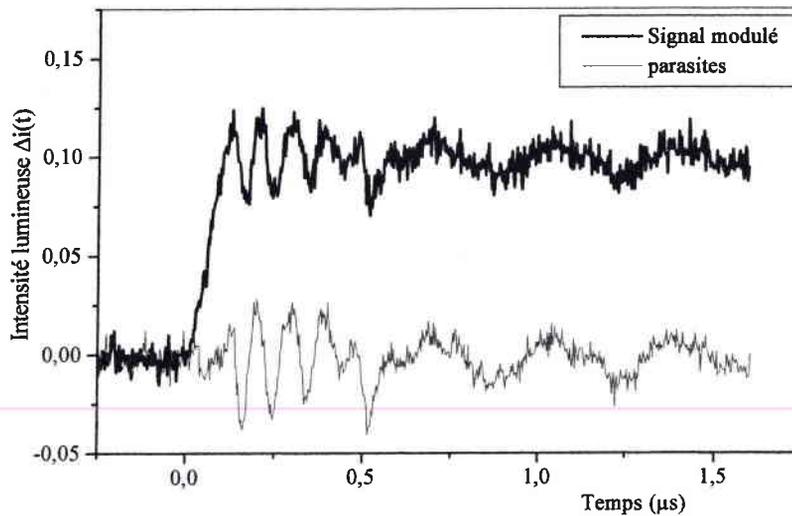


Figure 3.22: Enregistrement d'une réponse EO d'un cristal de BBO (échantillon BBO) avec un rapport signal/bruit faible. En noir, le signal optique accompagné des parasites. En rouge, les parasites enregistrés en masquant le détecteur.

La figure 3.22 montre un signal optique acquis contenant beaucoup de parasites. Ces parasites, dont l'origine est le rayonnement issu du commutateur de tension, peuvent être enregistrés seuls en masquant le détecteur. En principe, il suffirait de soustraire le signal parasites signal optique pour obtenir le signal utile. En pratique ce n'est pas possible car les deux signaux enregistrés ne sont pas amplifiés de la même façon.

Nous proposons d'utiliser la méthode dite de la demi différence. Elle consiste à :

- enregistrer le signal modulé au point M_1 de la fonction de transfert. On obtient $\Delta i^+(t)$
- enregistrer le signal modulé au point M'_1 de la fonction de transfert. Ce point est obtenu par une rotation de 90° de l'angle d'analyseur depuis la position M_1 . On obtient $\Delta i^-(t)$. La figure 3.23.a montre un exemple d'enregistrement de réponses aux points M_1 et M'_1 .

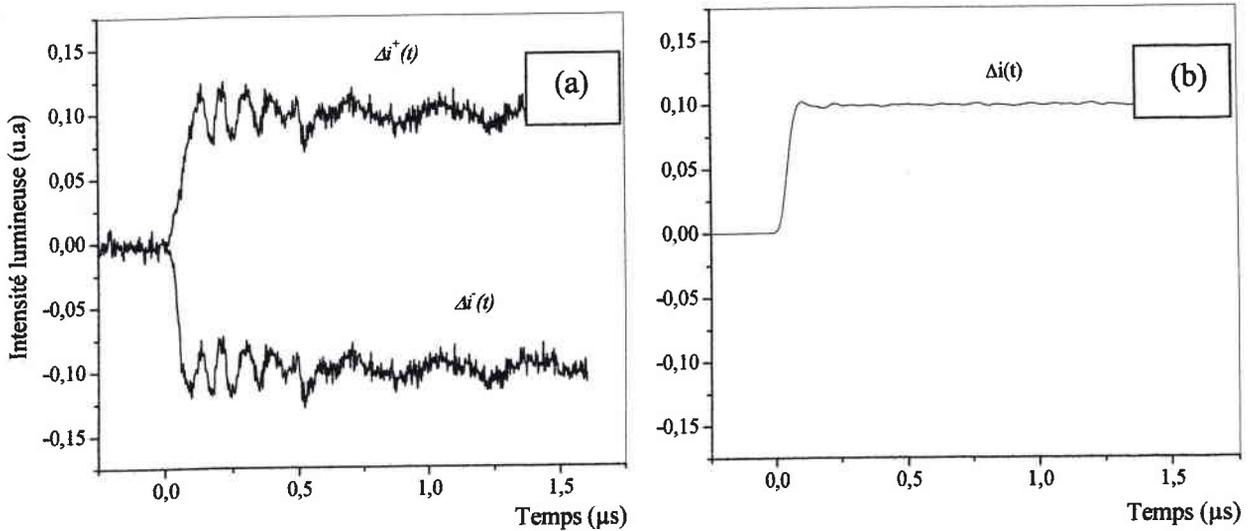


Figure 3.23 : Réponse optique dans le cas d'un échantillon de BBO (échantillon BBO), enregistrés aux points M_1 et M'_1 (a). La réponse optique calculée par la demi différence des signaux présentés sur (a).

Le signal optique voit sa phase modifiée de 180° lorsque le point de fonctionnement passe de M_1 à M_2 . Par contre la phase du bruit n'est pas modifiée. La demi différence des deux signaux enregistrés permet d'obtenir la réponse optique nettoyée du bruit, soit :

$$\Delta i(t) = \frac{1}{2} (\Delta i^+(t) - \Delta i^-(t)) \quad (3.29)$$

La figure 3.23.b illustre la réponse $\Delta i(t)$ extraite des signaux $\Delta i^+(t)$ et $\Delta i^-(t)$ via l'équation (3.29). Nous pouvons nous apercevoir que l'on obtient la réponse à un échelon dans laquelle le bruit a été supprimé.

Afin de synthétiser l'ensemble des opérations à effectuer pour obtenir la réponse EO temporelle, nous avons, dans la figure 3.24, décrit l'ensemble de ces opérations sous la forme d'un organigramme.

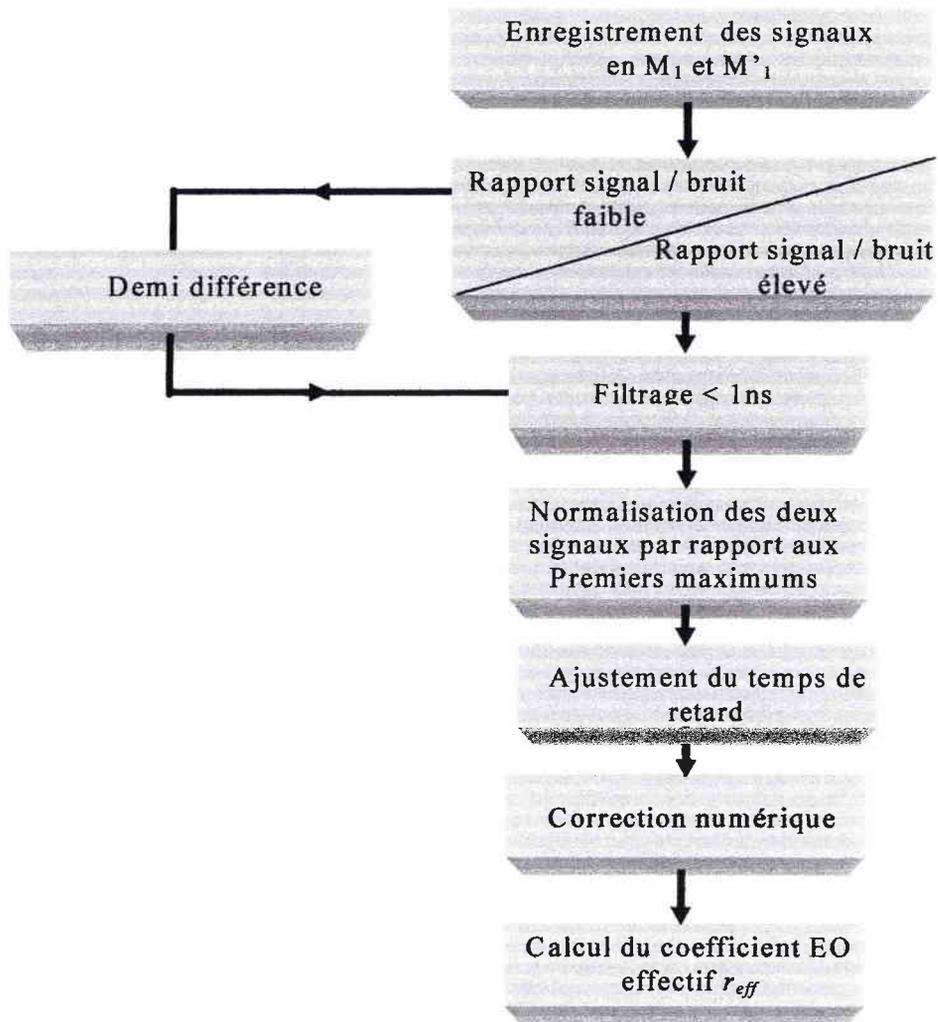


Figure 3. 24 : Organigramme des différentes opérations nécessaires pour la caractérisation des coefficients EO aux temps courts

2.4 CALCUL D'INCERTITUDE

L'erreur relative faite sur la mesure du coefficient EO peut être calculée à partir de l'équation (3.22) par l'équation :

$$\frac{\delta r}{r} = \frac{\delta A}{A} + \frac{\delta \Delta V(t)}{\Delta V(t)} + \frac{\delta \Delta i(t)}{\Delta i(t)} + \frac{\delta(I_{\max} - I_{\min})}{(I_{\max} - I_{\min})} \quad (3.30)$$

Pour déterminer l'incertitude sur nos mesures, nous traitons, comme pour les méthodes à basses fréquences, trois cas possibles :

- Cas d'un rapport signal / bruit grand (> 50), la mesure des différentes intensités est effectuée à l'aide de l'oscilloscope commandé par un ordinateur. En tenant compte des différents termes de l'équation précédente, l'incertitude absolue sur le coefficient r_{eff} est :

$$\frac{\delta r_{\text{eff}}}{r_{\text{eff}}} = 3,5 \%$$

- Cas d'un rapport signal / bruit faible (< 10), une erreur de 2 % supplémentaire dû à des faibles différences d'intensité crête crête au point M_1 et au point M'_1 qui peuvent subsister.
- Cas d'une configuration sensible à l'effet TO, une erreur de 2 % supplémentaire est aussi à prendre en compte.

2.5 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans un premier temps, les résultats des mesures temporelles obtenus aux temps longs (plusieurs μs) sont comparés à ceux obtenus par les méthodes présentées auparavant (tableaux 2.4 et 2.5). Ainsi la validation de la nouvelle technique a été faite en s'appuyant sur des configurations où la réponse EO ne contient pas ou peu de contribution acoustique (la configuration r_c dans LiNbO_3 et KTP ou r_{41} dans ADP)

Dans un deuxième temps, nous détaillons les réponses EO temporelles complètes dans le cas des cristaux de LiNbO_3 et LiTaO_3 qui présentent de fortes contributions acoustiques dans la configuration r_{22} .

Enfin, nous présentons les résultats obtenus aux temps courts pour l'ensemble des cristaux et pour différentes longueurs d'onde. Nous donnons également, après traitement numérique, les dispersions de tous les coefficients EO et ce sur une plage de fréquence de 150 MHz.

2.5.1 Validation de la nouvelle technique

Afin de mettre au point la nouvelle technique de mesure EO temporelle, nous avons choisi d'effectuer les mesures sur un échantillon de ADP. En effet, d'une part, ce cristal a été largement étudié et il entre d'autre part dans la fabrication de nombreux dispositifs comme les cellules de modulation EO. De plus la configuration r_{41} possède une faible contribution acoustique [Salvestrini, 1995].

La figure 3.25 représente l'enregistrement des deux signaux électrique et optique obtenus lors des mesures en utilisant un cristal de ADP en configuration r_{41} .

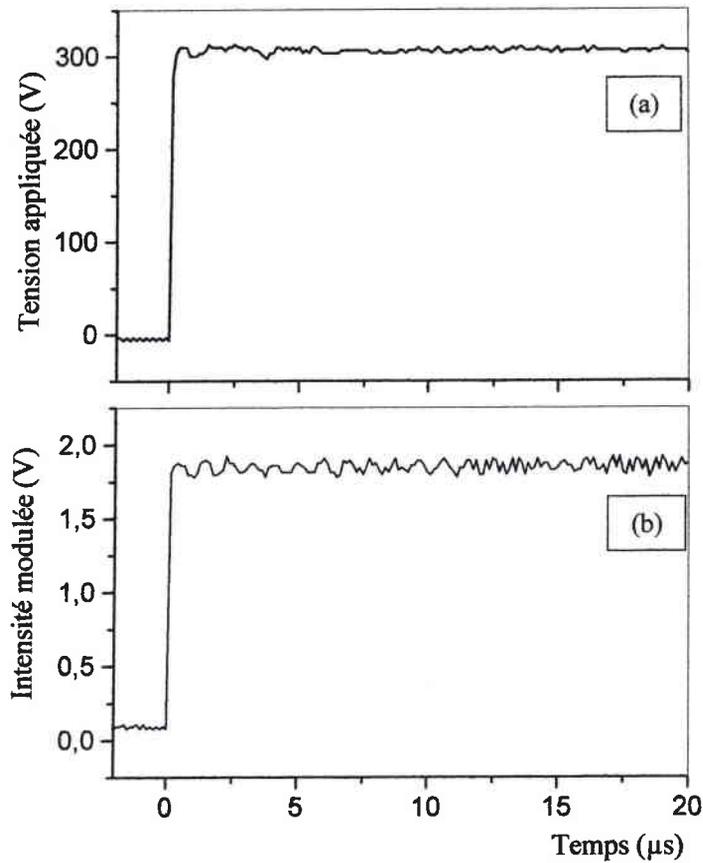


Figure 3.25. Tension appliquée (a) et la réponse optique (b) (intensité modulée) d'un cristal de ADP en configuration r_{41} (échantillon ADP). L'intensité $I_{max}-I_{min} = 1,31 V$

On remarque effectivement (figure 3.25.a) la présence de résonances acoustiques de faibles amplitudes et de période égale à $0,93 \mu s$, ce qui correspond à une fréquence de 1073 kHz en bon accord avec celle obtenue par la méthode dynamique.

Après avoir appliqué toutes les opérations de traitement décrites précédemment, nous avons calculé les variations temporelles du coefficient EO r_{41} sur un intervalle de temps de 0 à $20 \mu s$. Ceci permet d'obtenir la valeur du coefficient aux temps longs (basses fréquences). Nous avons ainsi effectué les mêmes mesures sur le $LiNbO_3$ et le KTP dans la configuration r_c qui ne présente pas non plus de contribution acoustique. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.26.

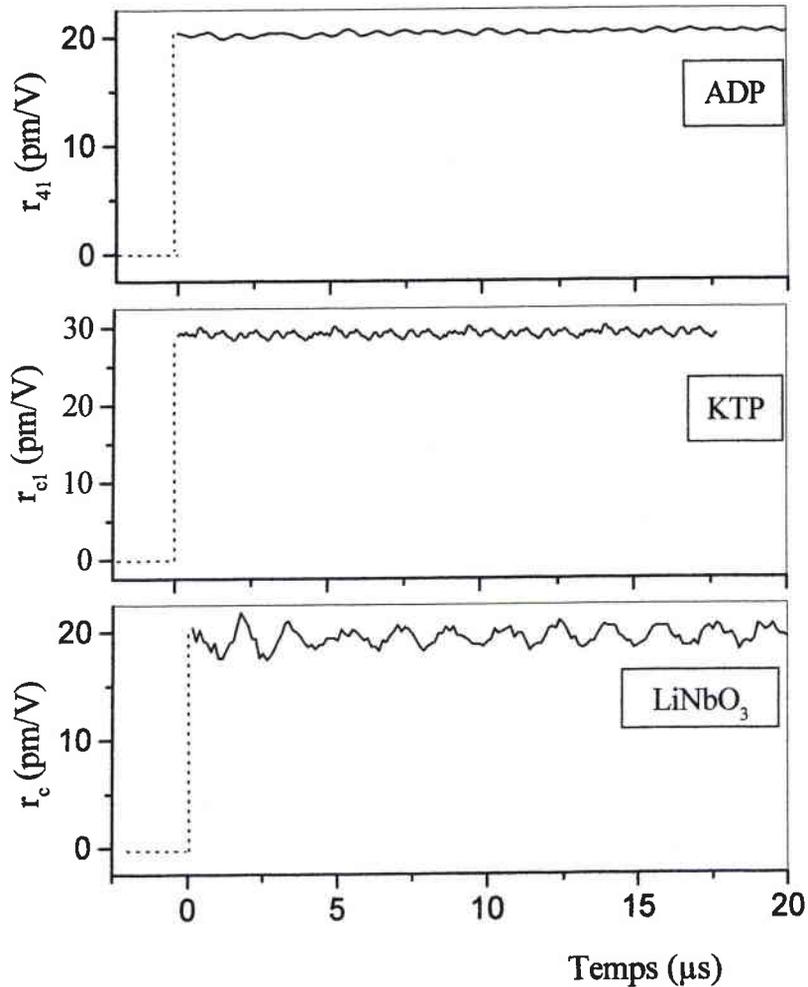


Figure 3.26 : Réponse temporelle des coefficients EO r_{41} dans ADP (échantillon ADP), r_c dans LiNbO_3 (échantillon LNCrc) et r_{c1} dans KTP (échantillon KTP) à un échelon de tension sur un intervalle de temps de $20 \mu\text{s}$ avec une fréquence de répétition de 10 kHz .

Ces courbes nous permettent dans un premier temps de connaître la valeur des coefficients EO mesurés : $r_{41}(\text{ADP}) = 20 \pm 1,1 \text{ pm/V}$, $r_c(\text{LNCrc}) = 19,8 \pm 1,1 \text{ pm/V}$ et $r_{c1}(\text{KTP}) = 28 \pm 1,6 \text{ pm/V}$. Dans un second temps, nous déterminons les fréquences de résonances pour chaque configuration. Nous avons déterminé uniquement la résonance principale qui correspond à la pseudo-période de la réponse temporelle. Les autres résonances sont de faibles amplitudes et il est difficile de déterminer les périodes secondaires. Nous avons ainsi obtenu :

- Pour ADP : une fréquence de résonance de 1070 kHz .
- Pour LiNbO_3 : une fréquence de résonance de 560 kHz .
- Pour KTP : une fréquence de résonance de 1300 kHz .

Nous avons appliqué cette technique pour la mesure des coefficients EO des autres cristaux. Nous résumons dans le tableau 3.1 les valeurs obtenues avec cette méthode et celles obtenues avec les deux méthodes statique et dynamique détaillées dans le chapitre précédent pour les mêmes échantillons définis dans le deuxième chapitre.

Cristal étudié	r_{ij}^T mesuré	Valeurs mesurées avec la méthode <i>statique</i> (pm/V)	Valeurs mesurées avec la méthode <i>dynamique</i> à 1 kHz (pm/V)	Valeurs mesurées avec la méthode temporelle aux temps longs (pm/V)
LiNbO₃ Congruent	r_{61}^T	6,1 ± 0,2	6 ± 0,3	6 ± 0,3
	r_{22}^T	6,6 ± 0,2	6,4 ± 0,3	6,4 ± 0,3
	r_c^T	20,3 ± 0,8	19,7 ± 1,1	19,7 ± 1,1
LiNbO₃ Stœchiométrique	r_{61}^T	6,2 ± 0,2	6,1 ± 0,3	6,1 ± 0,3
	r_{22}^T	7 ± 0,2	6,8 ± 0,3	6,8 ± 0,3
	r_c^T	18,3 ± 0,8	18,2 ± 1	18 ± 1
LiTaO₃	r_{22}^T	0,12 ± 0,01	0,1 ± 0,01	0,1 ± 0,01
	r_c^T	21,8 ± 0,9	21,5 ± 1,2	21,3 ± 1,2
ADP	r_{41}^T	21 ± 0,9	20,2 ± 1,2	20 ± 1,2
KTP	r_{cl}^T	-	28,2 ± 1,6	28 ± 1,6
BBO	r_{22}^T	2,4 ± 0,07	2,3 ± 0,1	2,2 ± 0,1

Tableau 3.1 : Résultats des coefficients EO, aux temps longs, obtenus avec la réponse EO temporelle, comparés avec ceux obtenus à l'aide des méthodes statique et dynamique à la longueur d'onde 633 nm pour les échantillons définis auparavant.

Les résultats obtenus à l'aide de la nouvelle technique sont en bonne adéquation avec ceux obtenus grâce aux deux autres méthodes et donc avec ceux donnés par la littérature. Ceci prouve la maîtrise des mesures et la rigueur des analyses et du traitement effectuées.

Après l'étape de validation, nous présentons maintenant les performances de cette technique aux temps courts.

2.5.2 Mesure des coefficients ayant une forte contribution acoustique

Dans ce paragraphe nous présentons les mesures effectuées avec le cristal de LiNbO₃ congruent en configuration r_{22} . Cette configuration possède comme nous allons le constater une forte contribution acoustique.

Les graphiques de la figure 3.27 illustrent les variations aux temps longs et aux temps courts du coefficient EO r_{22} .

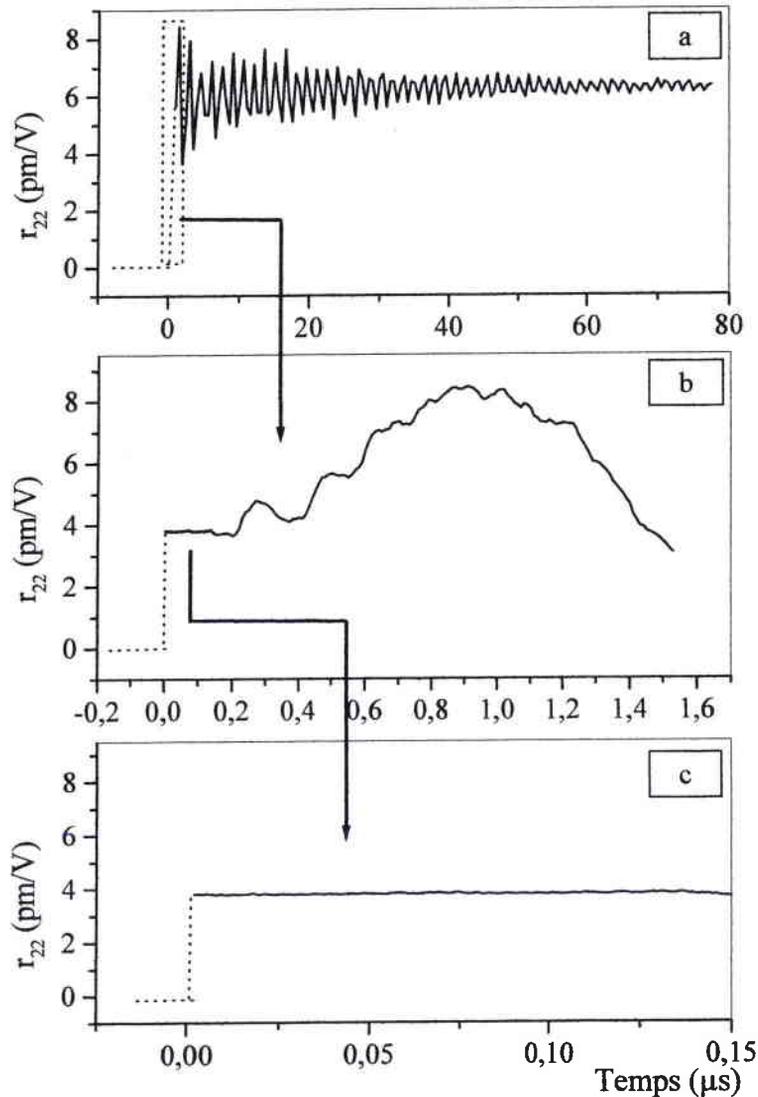


Figure 3.27 : Dépendance temporelle du coefficient EO r_{22} dans le LiNbO_3 . (a) aux temps longs (b) et (c) aux temps courts (échantillon LNCr_{22}).

Nous avons commencé par la caractérisation EO du cristal aux temps longs (figure 3.27.a). Dans un premier temps, nous observons un signal pseudo périodique de pseudo-périodes $T = 1,5 \mu\text{s}$ et $T = 1,05 \mu\text{s}$. On retrouve ainsi les mêmes fréquences de résonance de 660 kHz et de 950 kHz mise en évidence dans le chapitre 2. On constate également que dans cette configuration, les résonances acoustiques sont importantes. Par conséquent, l'obtention

de la valeur du coefficient EO aux basses fréquences exige des enregistrements aux temps très longs jusqu'à l'amortissement de ces résonances ($> 70 \mu\text{s}$). On obtient ainsi une valeur de $r_{22}^T = 6,4 \pm 0,3 \text{ pm/V}$.

Pour déterminer le comportement du coefficient EO aux temps courts, on s'intéresse à la partie encadrée dans la figure 3.27.a et présentée sur la figure 3.27.b. Nous remarquons la présence d'un palier s'étendant sur 150 ns et correspondant au temps nécessaire à l'installation des résonances piézo-électriques.

La valeur de ce palier correspond à la valeur du coefficient EO aux temps très courts et donc aux hautes fréquences : $r_{22}^S = 3,8 \pm 0,2 \text{ pm/V}$

De même nous avons caractérisé aux temps courts et aux temps longs tous les cristaux définis dans toutes les configurations disponibles. Nous présentons sur la figure 3.27 les résultats obtenus.

On peut distinguer deux types de réponse :

- réponse avec une forte contribution acoustique (LiNbO₃ et LiTaO₃ en configuration r_{22}).
- réponse avec une faible contribution acoustique (KTP, ADP, LiNbO₃ et LiTaO₃ en configuration r_c)

Dans le cas du premier type, on peut signaler le cristal de LiTaO₃ qui est le seul à présenter en configuration r_{22} qui s'oppose à la contribution haute fréquence. Cette contribution est de plus très importante presque égale à 90 % de la valeur totale.

Dans la figure suivante nous avons présenté les réponses EO temporelle aux temps longs et courts pour tous les cristaux étudiés.

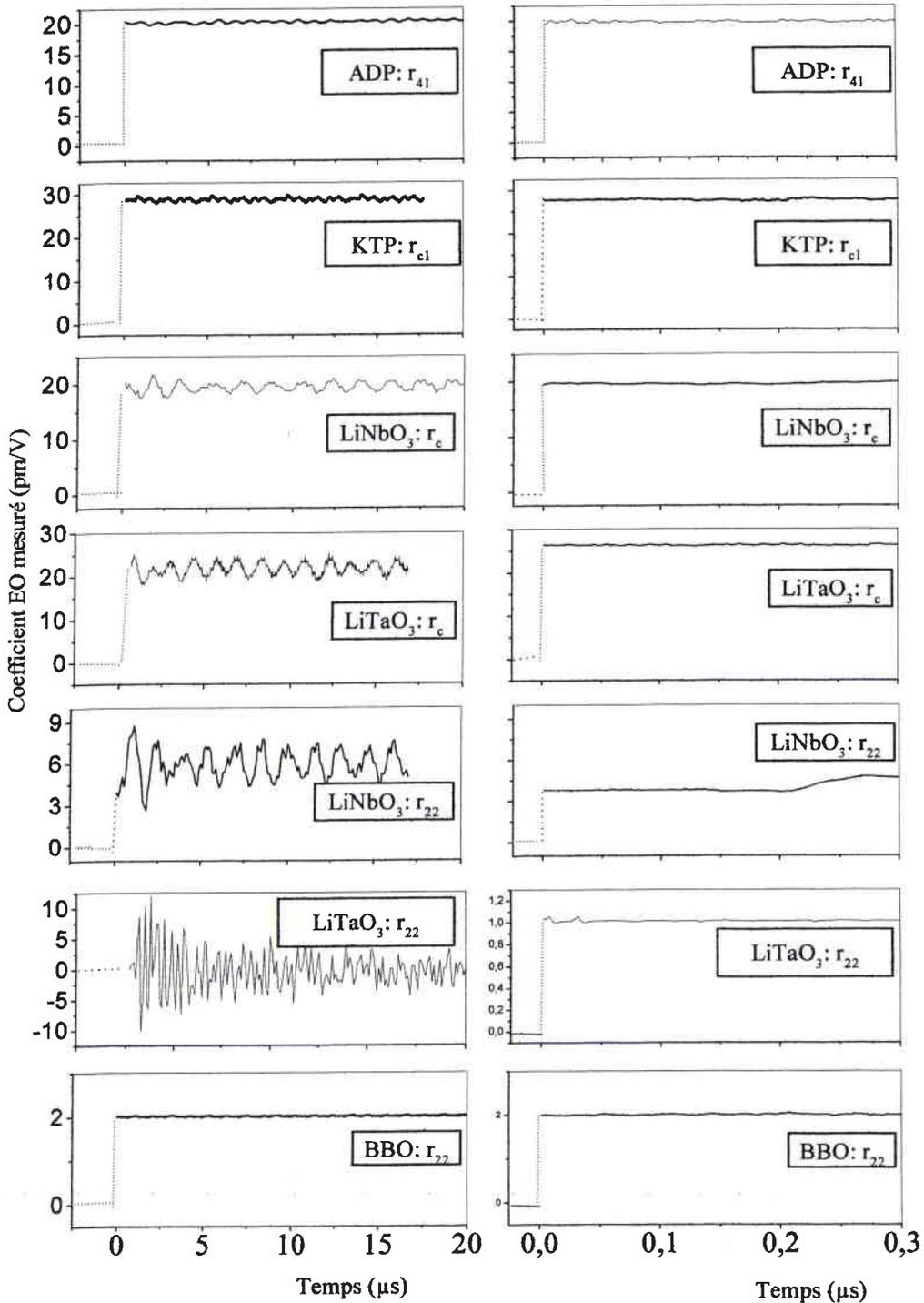


Figure 3.28 : Réponse EO temporelle des coefficients EO sur deux intervalles [0 ; 20 μs] (courbes à gauche) et sur [0 ; 0,3 μs] (courbes à droite).

Comme nous l'avons montré, la réponse temporelle aux temps longs et aux temps courts du coefficient EO permet de remonter à la dispersion en fréquence du coefficient EO sur une large gamme de fréquence s'étendant dans notre cas jusqu'à 150 MHz, en effectuant la FFT de la dérivée de la réponse temporelle.



La figure 3.29 illustre un exemple de réponse fréquentielle obtenue dans le cas du coefficient r_{22} du cristal de LiNbO_3 .

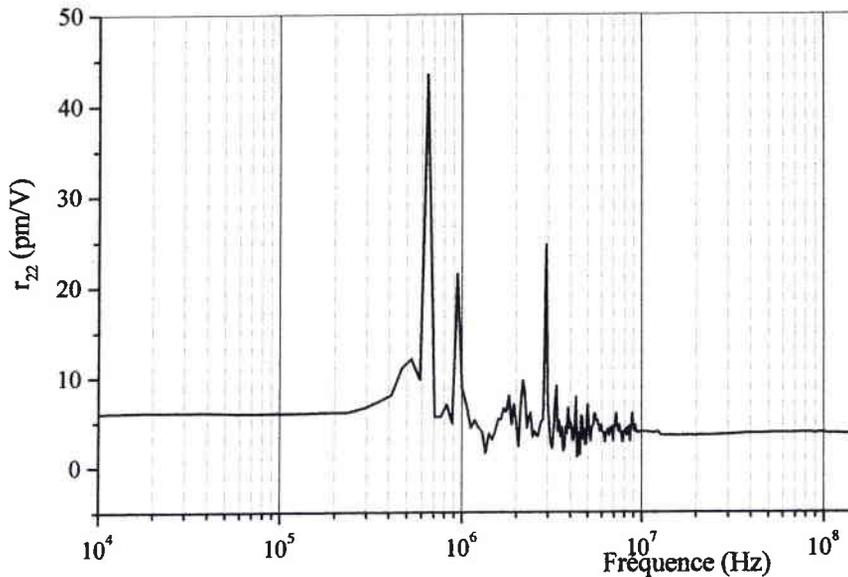


Figure 3. 29: Dispersion en fréquence du coefficient EO r_{22} dans le LiNbO_3 (échantillon LNCr_{22}) obtenue à l'aide de la FFT de la dérivée de la réponse temporelle.

Nous retrouvons, aux basses fréquences, un comportement similaire à celui donné par la méthode dynamique aux basses fréquences et illustrée par la figure 2.8, et nous observons des résonances à 660 kHz et 940 kHz qui correspondent aux résonances acoustiques fondamentales.

Le coefficient EO r_{22} demeure constant sur l'intervalle [0 ; 500 kHz] et vaut : $r_{22}^T = 6,2 \pm 0,3 \text{ pm/V}$. Il est également constant sur l'intervalle [10 ; 150 MHz] où sa valeur est $r_{22}^S = 3,8 \pm 0,2 \text{ pm/V}$.

Ces deux valeurs nous permettent de calculer via l'équation (2.8) la valeur de la contribution acoustique au coefficient r_{22} trouvée égale à : $r_{22}^a = r_{22}^T - r_{22}^S = 2,4 \pm 0,5 \text{ pm/V}$.

Cette valeur a été comparée à celle calculée à l'aide des constantes piézo-électriques et photo-élastiques³:

$$r_{22}^a = (p_{11} - p_{12})d_{22} - p_{14}d_{15} \quad (3.31)$$

³ $d_{22} = 21 \text{ pm/V}$ et $d_{15} = 68 \text{ pm/V}$ [Kiselev, 1973],

$p_{11} = -0.026$, $p_{12} = 0.09$ et $p_{14} = -0.075$ [Avakyants, 1976].

On trouve alors que la contribution piézo-électrique au coefficient EO r_{22} est $r_{22}^a = 2,6$ pm/V, en bon accord avec le résultat expérimental direct. Néanmoins, ce dernier est plus précis et ne nécessite pas la connaissance de plusieurs coefficients piézo-électriques et photo-élastiques. Dans le tableau 3.2, nous comparons les valeurs des coefficients EO aux temps courts et celles trouvées dans la littérature pour l'ensemble des cristaux.

Cristal étudié	r_{ij} (pm/V)	Valeurs aux temps courts mesurées (pm/V)	Valeurs aux temps courts données dans la littérature (pm/V)
LiNbO ₃ congruent	r_{61}^S	$3,6 \pm 0,2$	3,4 [Turner, 1966] 18 [Méndez, 1999]
	r_{22}^S	$3,8 \pm 0,2$	
	r_c^S	$19,7 \pm 1,1$	
LiNbO ₃ stoechiométrique	r_{61}^S	$4,3 \pm 0,2$	17,8 [Méndez, 1999]
	r_{22}^S	$4,5 \pm 0,2$	
	r_c^S	18 ± 1	
LiTaO ₃	r_{22}^S	$1 \pm 0,1$	1 [Lenzo PV, 1966]
	r_c^S	$26,5 \pm 1,5$	28 [Lenzo.PV, 1966]
ADP	r_{41}^S	$19,8 \pm 1,1$	
KTP	r_{c1}^S	$28 \pm 1,6$	
BBO	r_{22}^S	$2,1 \pm 0,1$	27,5 [Ebbbers, 1988]

Tableau 3.2 : Résultats des mesures obtenus avec la méthode temporelle aux temps courts comparés à ceux donnés par la littérature à la longueur d'onde 633 nm pour les différents échantillons définis dans le deuxième chapitre.

Nous remarquons que les résultats de mesures obtenus avec la nouvelle technique sont en bonne adéquation avec ceux trouvés dans la littérature. Nous constatons aussi que les coefficients EO dans LiNbO₃ stoechiométrique sont légèrement plus élevés que ceux obtenus avec la composition congruente.

On constate également qu'en prenant en compte les incertitudes sur la méthode utilisée, $r_{61}^S = r_{22}^S$ dans le cristal de LiNbO₃ comme prévu par les propriétés de symétrie de la classe 3m.

Enfin le tableau 3.3 et la figure 3.30 présentent les résultats des mesures obtenus aux temps courts pour plusieurs longueurs d'onde.

Cristal étudié	r_{ij} (pm/V)	$\lambda = 514$ nm	$\lambda = 633$ nm	$\lambda = 815$ nm	$\lambda = 1064$ nm	$\lambda = 1321$ nm
LN Congruent	r_{61}^S	$4,1 \pm 0,3$	$3,6 \pm 0,2$	$3,5 \pm 0,2$	$3,2 \pm 0,2$	$3,2 \pm 0,2$
	r_{22}^S	$4,1 \pm 0,3$	$3,8 \pm 0,2$	$3,5 \pm 0,2$	$3,2 \pm 0,2$	$3,2 \pm 0,2$
	r_c^S	$21 \pm 1,7$	$19,7 \pm 1,1$	$18,7 \pm 1,1$	$18,1 \pm 1$	18 ± 1
LN Stœchiométrique	r_{61}^S	$4,7 \pm 0,3$	$4,3 \pm 0,2$	$4,2 \pm 0,2$	$3,9 \pm 0,2$	$3,5 \pm 0,3$
	r_{22}^S	$4,7 \pm 0,3$	$4,5 \pm 0,2$	$4,2 \pm 0,2$	$3,9 \pm 0,2$	$3,5 \pm 0,3$
	r_c^S	$18,8 \pm 1,1$	18 ± 1	$17,7 \pm 1$	$17,3 \pm 1$	$17,2 \pm 1$
LiTaO ₃	r_{22}^S	$1,2 \pm 0,2$	$1 \pm 0,1$	$0,85 \pm 0,1$	$0,65 \pm 0,1^4$	$0,6 \pm 0,1$
	r_c^S	$27 \pm 1,5$	$26,5 \pm 1,5$	$24,2 \pm 1,4$	$22,6 \pm 1,3^4$	$22 \pm 1,3$
ADP	r_{41}		$19,8 \pm 1,1$			
β BBO	r_{22}^S	$2,3 \pm 0,2$	$2,1 \pm 0,1$	$2 \pm 0,2^4$	$1,9 \pm 0,2^4$	$1,9 \pm 0,2$
KTP	r_{c1}^S	$29 \pm 1,6$	$28 \pm 1,6$	$27,3 \pm 1,6^4$	$26,5 \pm 1,6^4$	$26 \pm 1,6$

Tableau 3.3 : Tableau récapitulatif des mesures des coefficients EO aux temps courts en fonction de la longueur d'onde.

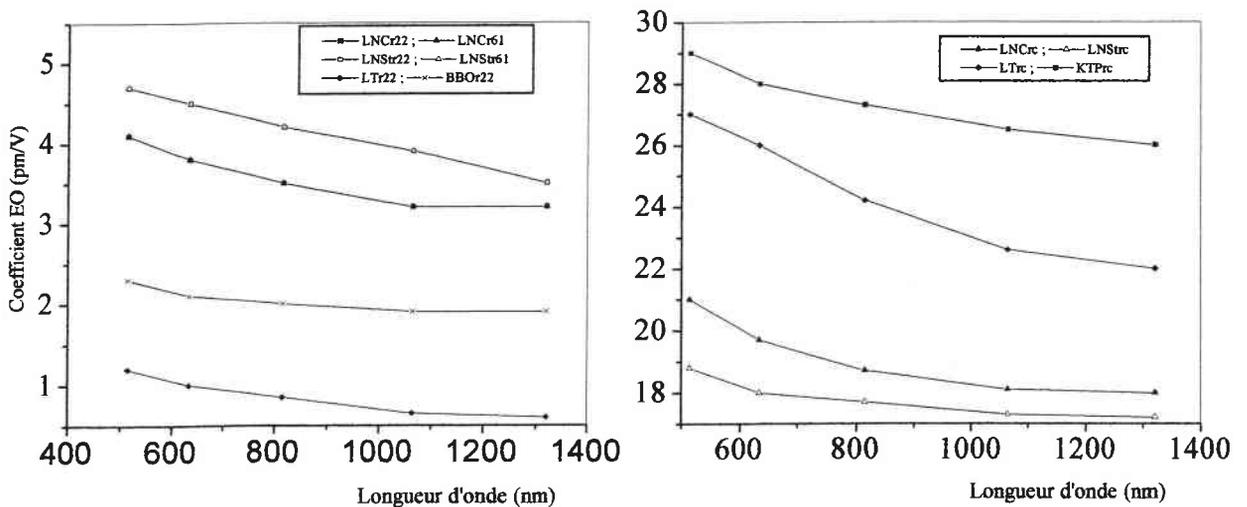


Figure 3.30 : Dispersion en longueur d'onde des différents coefficients EO r^S pour les différents cristaux étudiés.

⁴ Valeurs extrapolées. Les mesures sont prévues avant la soutenance de ce mémoire.

3 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté une nouvelle technique que nous avons développée au laboratoire et qui permet la caractérisation EO temporelle. Elle est basée sur le traitement de la réponse EO temporelle d'un cristal à des échelons de tension. Nous l'avons utilisé pour déterminer les dispersions temporelles et fréquentielles de plusieurs coefficients EO de différents cristaux.

Puisque l'amplitude de la tension commutée est de l'ordre de 1 kV, la nouvelle méthode convient à la mesure des coefficients EO de faibles valeurs. Nous l'avons ainsi appliqué à la mesure de faibles coefficients r_{22} avec des cristaux de BBO et LiTaO₃ de petites dimensions.

En raison de sa grande sensibilité, la technique permet en plus la détermination de faible contribution acoustique. Ainsi, cette dernière a été facilement mesurée dans les cristaux de LiNbO₃ et 2A5NPDP bien qu'elle était inférieure à 1 pm/V.

Enfin les valeurs des coefficients EO mesurées r^T et r^S sont indispensables pour la détermination de plusieurs facteurs de mérites comme la tension de commande, la puissance de commande, et la contribution acoustique r^a à chaque coefficient.

4

TEST DE LASER IMPULSIONNEL DECLENCHE PAR DES CELLULES DE POCKELS A BASE DE CRISTAUX DE LiNbO_3

Sommaire

1	Détermination du cahier des charges d'une cellule de pockels	105
1-1	Croissance et mise en forme	105
1-2	Commande de la cellule de Pockels	107
1-3	Problèmes liés au fonctionnement de la cellule de Pockels - effets thermiques	110
1-4	Résonances acoustiques.....	112
1-5	Conclusion partielle – calcul des facteurs de merite	117
2	Test d'un laser YAG : Nd déclenché par LiNbO_3	120
2-1	Description de la cavité utilisée.....	120
2-2	Résultats expérimentaux obtenus avec le declenchement actif.....	121
2-3	Résultats obtenus en déclenchement passif.....	129

Ce dernier chapitre est consacré au test d'un laser impulsionnel déclenché par un cristal EO de LiNbO_3 en utilisant comme matériau laser le YAG : Nd émettant à la longueur d'onde de $1,064\mu\text{m}$. Dans la première partie nous calculons les différents facteurs de mérite caractérisant une cellule de Pockels (définis dans le premier chapitre). Nous montrons ainsi que le choix des cristaux de LiNbO_3 stoechiométrique en configuration r_{22} pour le déclenchement de ce type de laser est judicieux. Dans une deuxième partie, nous présentons les résultats des mesures que nous avons obtenus.

1 DETERMINATION DU CAHIER DES CHARGES D'UNE CELLULE DE POCKELS

1-1 CROISSANCE ET MISE EN FORME

Les cristaux de LiNbO_3 sont obtenus par plusieurs techniques, notamment la technique de tirage Czochralski [Ballman, 1965]. En effet, cette méthode relativement facile à mettre au point, permet d'obtenir des monocristaux de grandes dimensions. Leur qualité optique, leur pureté ainsi que la concentration respective de Li et de Nb dépendent essentiellement de la qualité et du mélange des produits de départ. Ils existent sur une vaste gamme de solution

solide, de la composition proche de la stoechiométrie à la composition pauvre en lithium. Leur caractérisation utilise le rapport Li/Nb . La composition stoechiométrique correspond au cas où tous les sites de Li et de Nb sont effectivement acquis par les ions. Elle est plus homogène (moins de défauts intrinsèques et d'impuretés), ce qui réduit considérablement les pertes par absorption. Par ailleurs, les cristaux de $LiNbO_3$ possèdent de bonnes propriétés mécaniques et chimiques qui facilitent leurs manipulation et traitement correspondants (coupe, polissage, traitement anti reflet...).

Les cristaux de BBO, sont également fabriqués par différentes méthodes, mais comme les cristaux de $LiNbO_3$, leur croissance par la technique Czochralski est la plus efficace. Cependant, ils sont un peu solubles dans l'eau ce qui complique leur manipulation.

Les cristaux de KTP quant à eux, sont élaborés par la technique dite de flux. Elle présente l'avantage d'opérer à pression atmosphérique et n'exige pas un équipement sophistiqué de haute pression. Cependant, les échantillons obtenus par cette technique ont une conductivité ionique importante.

Après avoir présenté les propriétés de croissance des cristaux, nous étudions quelques propriétés optiques de ces matériaux, données dans le tableau 4.1.

Propriétés	Indice de réfraction	Domaine de transparence (μm)	Seuil d'endommagement optique (GW/cm^2) 10 ns à 1064 nm
LiNbO₃ congruent	$n_0 = 2,23$	0.35 – 4.3	0,5 [Bierlein, 1986]
	$n_e = 2,15$		
LiNbO₃ stoechiométrique	$n_0 = 2,23$	0.30 – 4.3	Plus résistant que le congruent [Fontana, 2001]
	$n_e = 2,15$		
LiTaO₃	$n_0 = 2,13$	0.35 – 4.3	1 [Bierlein, 1986]
	$n_e = 2,04$		
KTP	$n_e = 1,86$	0.35 – 4.3	3 [Palese, 1992]
BBO	$n_0 = 1,65$	0.19 – 3.3	5 [Adhav, 1987]

Tableau 4.1. Indices de réfraction à la longueur d'onde 1,064 μm , domaine de transparence et seuil d'endommagement optique reportés de la littérature.

Les cristaux étudiés sont transparents sur un large domaine de longueur d'onde. On remarque que LiNbO_3 possède des indices de réfractions très élevés comparés à ceux de BBO et KTP, ce qui est un avantage pour un certain nombre de facteurs de mérite. Néanmoins, ce cristal, en composition congruente, possède un faible seuil d'endommagement optique. Ce dernier est plus élevé dans les cristaux de composition stoechiométrique.

Nous avons effectué des mesures du contraste donné par la relation (2.10). Pour ceci nous avons mesuré dans un premier temps le contraste γ_0 à en absence du cristal (transmission à la sortie de deux polariseurs croisés). Ensuite, nous avons mesuré le contraste γ_c en présence du cristal. Ces mesures permettent d'étudier de façon générale l'homogénéité et la qualité de nos cristaux (polissage, découpe...). En effet, l'inhomogénéité du cristal se traduit par des variations d'indice de réfraction, des différents points du cristal, qui affectent la polarisation à la sortie et donc affectent la transmission. Le tableau 4.2 reporte les résultats obtenus pour les différents cristaux.

Cristal	LiNbO_3 congruent	LiNbO_3 stoechiométrique	LiTaO_3	BBO	KTP
γ_c / γ_0	0,93	0,96	0,93	0,93	0,96

Tableau 4.2 : Rapport du contraste γ_c mesuré en présence du cristal et du contraste γ_0 mesuré en absence du cristal.

On observe un contraste meilleur dans les cristaux de LiNbO_3 stoechiométrique et KTP comparés aux cristaux de LiNbO_3 congruent, LiTaO_3 et BBO.

1-2 COMMANDE DE LA CELLULE DE POCKELS

1-2-1 Tension de commande

A l'aide des valeurs des coefficients EO obtenues dans le deuxième et le troisième chapitres correspondant respectivement aux temps longs et aux temps courts, nous avons calculé les tensions demi onde statique et dynamique associées à chaque configuration et pour les différents cristaux. Nous avons déterminé cette caractéristique pour différentes longueurs d'onde variant de 514 à 1321 nm. Ces valeurs sont reportées dans le tableau 4.3.

λ (nm)		514	633	815	1064	1321
LiNbO ₃ congruent en configuration r_{22}	V_{π} dynamique (kV)	10	14	20	30	38
	V_{π} statique (kV)	6	8	12	17	21
LiNbO ₃ congruent en configuration r_c	V_{π} dynamique (kV)	2	3	4	6	7
	V_{π} statique (kV)	2	3	4	6	7
LiNbO ₃ Stoechiométrique en configuration r_{22}	V_{π} dynamique (kV)	9	12	17	24	34
	V_{π} statique (kV)	6	8	11	16	20
LiNbO ₃ Stoechiométrique en configuration r_c	V_{π} dynamique (kV)	2	3	4	6	8
	V_{π} statique (kV)	2	3	4	6	8
LiTaO ₃ en configuration r_{22}	V_{π} dynamique (kV)	30	62	97	169	231
	V_{π} statique (kV)	366	620	831	1223	1733
LiTaO ₃ en configuration r_c	V_{π} dynamique (kV)	2	3	4	6	8
	V_{π} statique (kV)	2	3	4	6	8
KTP en configuration r_{c1}^S	V_{π} dynamique (kV)	3	4	5	6	8
	V_{π} statique (kV)	3	4	5	6	8
BBO en configuration r_{22}	V_{π} dynamique (kV)	48	66	118	124	158
	V_{π} statique (kV)	46	63	112	115	149

Tableau 4.3. Tensions demi onde statique et dynamique des différents cristaux à différentes longueurs d'onde et dans différentes configurations calculées pour ($L=d$).

On constate dans le tableau 4.3 une légère différence en faveur du cristal de LiNbO₃ stoechiométrique comparé à celui congruent. Par ailleurs, LiNbO₃ dans les deux compositions possède une tension demi onde comparable à celles du KTP et LiTaO₃ quand ils sont utilisés en configuration r_c . Cependant cette configuration, comme nous le montrons par la suite, présente un effet thermo-optique très important par rapport à la configuration r_{22} . La tension de commande dans cette dernière configuration est relativement élevée. En effet, elle est de l'ordre de 30 kV dans le LiNbO₃, et encore quatre à six fois plus faible dans BBO et LiTaO₃ respectivement. En jouant sur le rapport L/d , on peut réduire la valeur de cette tension. Elle reste néanmoins un handicap important pour les cristaux de BBO et de LiTaO₃.

L'augmentation du rapport L/d n'est pas toujours la solution puisque elle présente le désavantage d'augmenter la capacité du cristal et donc son temps de réponse, ainsi que l'effet thermique comme nous allons le démontrer par la suite.

1-2-2 Puissance de commande - Temps de réponse

Nous avons montré, à l'aide des simulations présentées dans le chapitre précédent, que le temps de réponse de la tension commutée augmente en fonction de la capacité du cristal et donc de sa permittivité diélectrique. Cette dernière influence aussi comme nous l'avons montré, la puissance de commande. Il est donc important de mesurer ce paramètre. Nous avons ainsi effectué des mesures diélectriques à température ambiante. Nous avons utilisé un analyseur d'impédance HP 4192A de fréquence variante entre 5 Hz et 13 MHz. Cette plage de fréquence est suffisante pour obtenir les valeurs hautes fréquences ϵ^S et celles basses fréquences ϵ^T de la permittivité diélectrique. La tension de mesure avait une amplitude de 1 Volt. Nous présentons sur le tableau 4.4 les valeurs des différentes constantes mesurées.

<i>Cristal EO / Constante mesurée</i>	ϵ_{22}^T	ϵ_{22}^S	<i>Valeurs de ϵ_{22}^S reportées de la littérature</i>	ϵ_3^T	ϵ_3^S	<i>Valeurs de ϵ_3^S reportées de la littérature</i>
<i>LiNbO₃ congruent</i>	98 ± 4	56 ± 3	45 ± 2 [Smith 1971]	35 ± 2	30 ± 2	29 [Warner 1967]
<i>LiNbO₃ Stœchiométrique</i>	95 ± 4	45 ± 2		33 ± 2	30 ± 2	27,1 [Chah 1997]
<i>LiTaO₃</i>	82 ± 4	62 ± 3		48 ± 2	41 ± 2	43 [Warner 1967]
<i>KTP</i>	-	-		18 ± 1	18 ± 1	18 [Pinenov 1996]
<i>BBO</i>	9,7 ± 0,5	9,4 ± 0,5		-	-	

Tableau 4.4: Valeurs mesurées et reportées de la littérature des permittivités diélectriques de part et d'autre des résonances acoustiquesⁱ utiles pour calculer F_2 et F_3 .

Connaissant les dimensions des cristaux et les valeurs de leurs permittivités diélectriques, on peut calculer leurs capacités en utilisant la relation (1.36). Ces capacités sont

ⁱ Ces mesures nous permettent également d'avoir une idée sur l'effet piézo-électrique dans chaque configuration via la relation suivante: $\epsilon_{ij}^T - \epsilon_{ij}^S = \frac{d_{ij}e_{ij}}{\epsilon_0}$

d'autant plus grandes que la permittivité diélectrique et le rapport L/d sont élevés. Ceci est notamment des montages à double cristaux, indispensables quand on utilise la configuration r_c .

Comme dans les mesures EO, nous avons constaté une légère différence dans les valeurs des permittivités diélectriques mesurées pour le cristal de LiNbO_3 stœchiométrique et celui congruent.

En configuration r_{22} , les cristaux de BBO et LiTaO_3 possèdent des permittivités beaucoup plus faibles comparées à celles du cristal LiNbO_3 .

1-3 PROBLEMES LIES AU FONCTIONNEMENT DE LA CELLULE DE POCKELS - EFFETS THERMIQUES

Nous avons montré dans le premier chapitre que les variations de température dues à l'échauffement induit par les phénomènes d'absorptions dépendent de la conductivité thermique du matériau. Pour ceci nous avons calculé à l'aide de la relation (1.43) l'élévation de température dans chaque cristal causée par un faisceau laser de puissance 1 W et de waist 100 μm . Le tableau 4.5 reporte les valeurs de la conductivité thermique et l'élévation de température calculée pour chaque cristal EO.

Propriétés	LiNbO_3	LiTaO_3	KTP	BBO
Conductivité thermique ($\text{mW}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	56 [Lax, 1977]	-	33 [Robert, 1992]	12 [Eimerl, 1987]
ΔT ($^{\circ}\text{C}$)	0,38	-	0,65	1,8

Tableau 4.5: Conductivité thermique reportée et l'élévation de température due à l'échauffement du cristal calculée pour une puissance de 1 W et un waist de 100 μm .

Pour simplifier le calcul, nous avons supposé que tous les cristaux possèdent le même coefficient d'absorption $\alpha_{ab} = 0,01 \text{ cm}^{-1}$.

On remarque que le LiNbO_3 possède une grande conductivité thermique comparé au KTP et BBO. Par conséquent, les variations de température provoquées par le faisceau lumineux sont plus faibles.

Ces variations de température sont faibles mais largement suffisantes pour créer des instabilités dans le fonctionnement de la cellule de Pockels à cause de l'effet TO par exemple. Aillerie et *al* [Aillerie, 1989] ont montré qu'une variation de température de 1,5°C dans LiNbO₃ en configuration r_c induit un déphasage de 2π radians équivalent, à l'appliquer d'une tension de 3 kV. Nous avons ainsi mesuré cet effet dans les cristaux présentés dans ce travail. Les mesures ont été réalisées avec le montage de Sénarmont. Elles ont été effectuées avec un laser He-Ne à 633 nm, en appliquant une tension alternative de fréquence 1 kHz et d'amplitude crête crête de 250 V. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 4.6.

Propriétés	LiNbO ₃		LiTaO ₃		KTP	BBO
Configuration étudiée	r_{22}	r_c	r_{22}	r_c	r_{cl}	r_{22}
Effet thermo optique mesuré ou reporté de la littérature ($10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$)	0	$41 \pm 0,8$	0	49 ± 1 [Denton, 1967]	31 [Palese 1992]	0

Tableau 4.6. Valeurs du coefficient thermo-optique mesuré au laboratoire et celles reportées de la littérature.

On remarque que le LiNbO₃ en configuration r_c est plus sensible à la température que le KTP et LiTaO₃. En revanche, dans la configuration r_{22} , où la propagation de la lumière s'effectue suivant l'axe optique, les deux indices de réfractions mis en jeu ont une dépendance en température identique. Par conséquent l'effet thermo optique est nul.

Même si la puissance dissipée par effet Joule est négligeable, nous avons mesuré la conductivité électrique des cristaux étudiés. En effet, les matériaux possédant une conductivité électrique élevée, subissent généralement des phénomènes de fatigue. Il en résulte l'apparition de couches superficielles qui affectent le champ électrique appliqué au cristal et donc ses propriétés EO et diélectriques en régime alternatif.

La procédure de mesure consiste à relever l'intensité du courant avec un électromètre en fonction de la tension appliquée au cristal. Si la conductivité électrique du cristal est faible, on place le cristal dans un four afin de lui apporter de l'énergie sous forme de chaleur $k_B T$. Quand cette énergie thermique moyenne correspond à l'énergie d'activation d'une impureté présente dans le cristal, celui-ci commence à devenir conducteur. On applique alors une tension et on mesure l'intensité. Par extrapolation on remonte à la résistivité du cristal à

Aillerie et *al* [Aillerie, 1989] ont montré qu'une variation de température de $1,5^{\circ}\text{C}$ dans LiNbO_3 en configuration r_c induit un déphasage de 2π radians équivalent, à l'appliquer d'une tension de 3 kV. Nous avons ainsi mesuré cet effet dans les cristaux présentés dans ce travail. Les mesures ont été réalisées avec le montage de Sénarmont. Elles ont été effectuées avec un laser He-Ne à 633 nm, en appliquant une tension alternative de fréquence 1 kHz et d'amplitude crête crête de 250 V. Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 4.6.

Propriétés	LiNbO_3		LiTaO_3		KTP	BBO
	r_{22}	r_c	r_{22}	r_c	r_{c1}	r_{22}
Effet thermo optique mesuré ou reporté de la littérature ($10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$)	0	$41 \pm 0,8$	0	49 ± 1 [Denton, 1967]	31 [Palese 1992]	0

Tableau 4.6. Valeurs du coefficient thermo-optique mesuré au laboratoire et celles reportées de la littérature.

On remarque que le LiNbO_3 en configuration r_c est plus sensible à la température que le KTP et LiTaO_3 . En revanche, dans la configuration r_{22} , où la propagation de la lumière s'effectue suivant l'axe optique, les deux indices de réfractons mis en jeu ont une dépendance en température identique. Par conséquent l'effet thermo optique est nul.

Toute fois, il peut y avoir des instabilités de la cavité laser à cause de la variation de sa longueur optique due à des modifications d'indice de réfraction du cristal EO utilisé en fonction de la température.

Même si la puissance dissipée par effet Joule est négligeable, nous avons mesuré la conductivité électrique des cristaux étudiés. En effet, les matériaux possédant une conductivité électrique élevée, subissent généralement des phénomènes de fatigue. Il en résulte l'apparition de couches superficielles qui affectent le champ électrique appliqué au cristal et donc ses propriétés EO et diélectriques en régime alternatif.

La procédure de mesure consiste à relever l'intensité du courant avec un électromètre en fonction de la tension appliquée au cristal. Si la conductivité électrique du cristal est faible, on place le cristal dans un four afin de lui apporter de l'énergie sous forme de chaleur $k_B T$. Quand cette énergie thermique moyenne correspond à l'énergie d'activation d'une impureté présente dans le cristal, celui-ci commence à devenir conducteur. On applique alors une

tension et on mesure l'intensité. Par extrapolation on remonte à la résistivité du cristal à température ambiante via la loi d'Arrhenius. Le tableau 4.7 résume les valeurs de la conductivité électrique obtenues.

Propriétés	LiNbO ₃	LiTaO ₃	KTP	BBO
Conductivité électrique mesurée (S cm ⁻¹)	$\sigma_y = 2,2 \cdot 10^{-17} \pm 0,2 \cdot 10^{-17}$	$\sigma_y = 4 \cdot 10^{-18} \pm 0,7 \cdot 10^{-18}$	$\sigma_z = 1,5 \cdot 10^{-7} \pm 0,23 \cdot 10^{-7}$	$\sigma_y = 6,810^{-18} \pm 0,4 \cdot 10^{-18}$
Conductivité électrique reportée de la littérature (S cm ⁻¹)	$< 10^{-16}$ [Nitanda 1995]	$< 10^{-19}$ [Nitanda 1995]	10^{-6} [Mürk 1998] $2,6 \cdot 10^{-9}$ [Pinenov 1996]	

Tableau 4.7: Résultats de la conductivité électrique obtenus au laboratoire comparés à ceux de la littérature.

Nous remarquons dans un premier temps que nos résultats sont en bon accord avec ceux de la littérature. Dans un second temps, on constate que la valeur de la conductivité est beaucoup plus faible dans les cristaux LiNbO₃, LiTaO₃ et BBO comparativement au cristal KTP.

1-4 RESONANCES ACOUSTIQUES

L'objectif de ce paragraphe est de mettre en évidence le rôle des contributions acoustiques d'un cristal EO inséré dans une cavité laser. Pour ceci, on considère le montage suivant simulant une cavité laser en fonctionnement déclenché. Le cristal EO placé entre deux polariseurs croisés orientés à 45° des axes du cristal (figure 4.1).

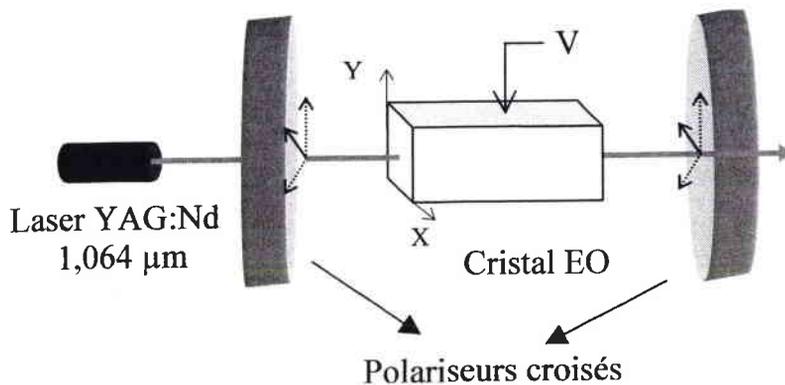


Figure 4.1: Schéma du montage utilisé pour simuler une cavité laser. Le cristal EO est placé entre deux polariseurs croisés orientés à 45° des axes de référence.

La transmittance de ce dispositif est :

$$T_r = \sin^2\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \quad (4.1)$$

Γ est le déphasage induit par le cristal sous l'effet d'un champ électrique.

Sans tension appliquée au cristal, la lumière transmise T_r est *nulle* (la cavité est fermée). En revanche, l'application d'une tension V entraîne une modification de la polarisation de la lumière et la transmission à la sortie devient non nulle (la cavité est ouverte).

Si en plus $V = V_\pi$ la transmission est *maximale*.

Nous avons réalisé ce montage avec tous les cristaux étudiés. Nous présentons les résultats obtenus avec le cristal de LiNbO_3 congruent dans les configurations r_{22} et r_c et ceux obtenus avec le cristal de KTP dans la configuration r_{c1} .

1-4-1 Cas de LiNbO_3 en configuration r_{22}

Nous avons représenté sur la figure 4.2 la transmission du système, décrit (figure 4.1), dans le cas du cristal LiNbO_3 lorsqu'une tension impulsionnelle d'amplitude égale à 800 V et de durée 250 ns est appliquée. Ces résultats sont obtenus pour une longueur d'onde de 1,064 μm .

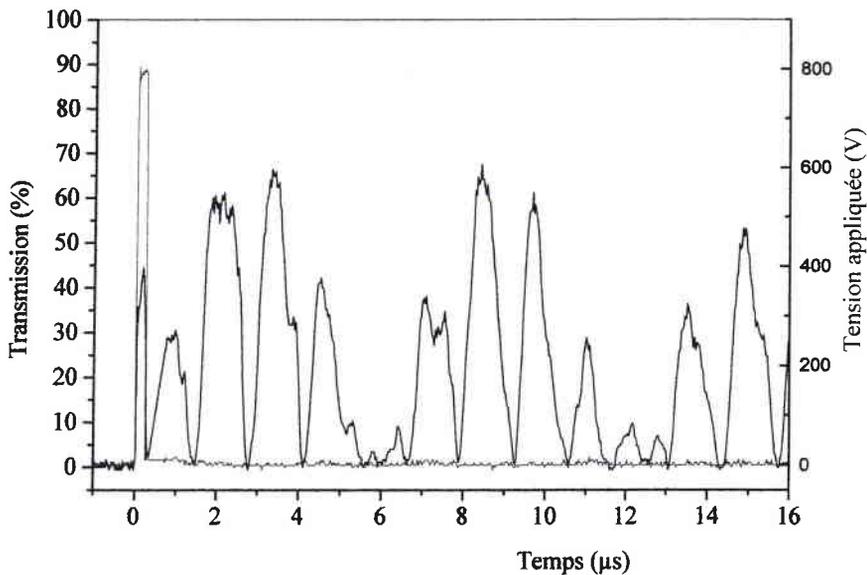


Figure 4.2: Simulation de cavité laser en fonctionnement déclenché. En rouge la tension électrique appliquée au cristal de LiNbO_3 congruent en configuration r_{22} , et en noir, la transmission du système en fonction du temps.

Aux temps courts (< 250 ns), nous remarquons que la réponse du cristal représentée par sa transmission (courbe noire figure 4.2) est proportionnelle à la tension appliquée (courbe rouge figure 4.2).

Pour les temps supérieurs à 250 ns, lorsque la tension électrique retombe à 0, la transmission du cristal oscille entre une valeur nulle et des valeurs pouvant être supérieures à celles dues à la tension électrique. Ces oscillations sont engendrées par les résonances acoustiques présentes dans cette configuration r_{22} . Les périodes de ces résonances sont égales à 1,5 μ s et 1,05 μ s correspondant aux fréquences 660 kHz et 940 kHz respectivement obtenues dans le deuxième et le troisième chapitre. Nous remarquons également que ces résonances apparaissent après une centaine de ns, comme nous l'avons signalé dans le chapitre précédent.

Ces résultats mettent en exergue les problèmes liés aux résonances acoustiques lors du déclenchement d'impulsion laser : au lieu d'observer une seule impulsion générée par la commutation, on observe un train d'impulsions. Toutefois, comme le montre la figure 4.3, les rebonds tendent à disparaître lorsque la durée de l'impulsion électrique diminue. Pour une durée de l'impulsion électrique de 16 ns, on n'observe quasiment pas de rebonds.

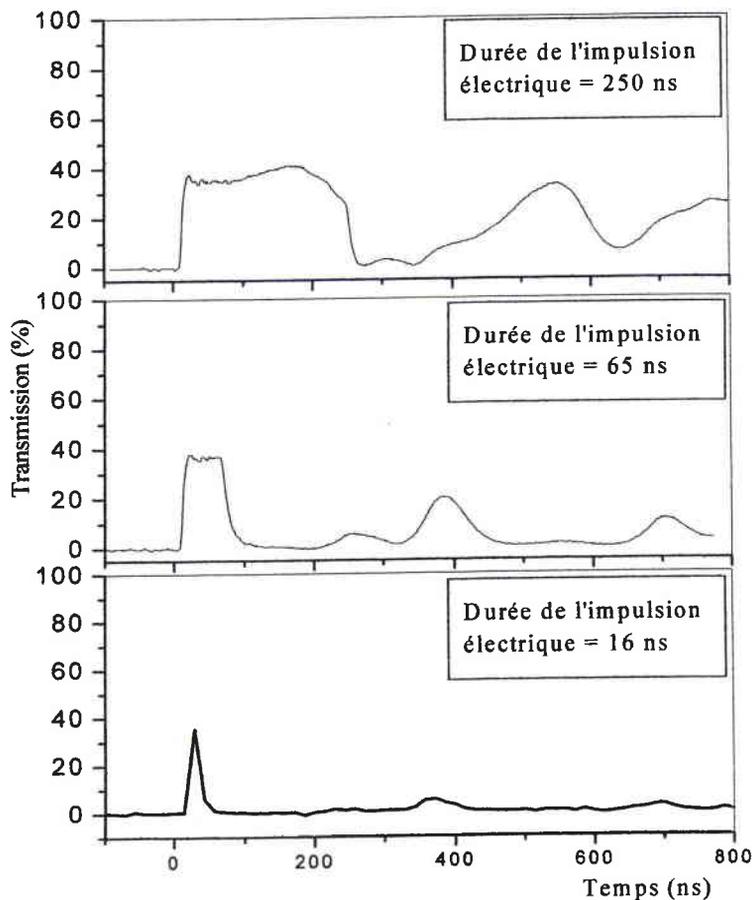


Figure 4.3: Réponse du LiNbO₃ (échantillon LNCr) à une tension impulsionnelle d'amplitude 800 V. Dépendance des résonances acoustiques en fonction de la durée de l'impulsion électrique.

On en conclut donc que LiNbO_3 dans la configuration r_{22} peut être utilisé comme interrupteur dans une cavité laser pour produire des impulsions lasers de courtes durées ($< 100 \text{ ns}$) [Cordova, 1987].

Ce phénomène a été observé dans les cristaux de LiNbO_3 en configuration r_{22} par Fountain [Fountain, 1971]. Pour s'affranchir de ce problème, Amundsen et *al* [Amundsen, 1987] ont constaté que les résonances acoustiques dépendent linéairement en fonction du temps après la commutation de la cavité. Par conséquent, une solution pour les compenser est d'appliquer une tension impulsionnelle dont l'amplitude varie de la même façon (linéaire) au moment de déclenchement de la cavité (dent de scie). Une autre solution est de générer des impulsions de durée inférieure à celle correspondant au démarrage des résonances acoustiques [Cordova, 1987]. Enfin on peut utiliser des configurations ne présentant pas d'effet piézo-électrique comme la configuration r_c étudiée dans le paragraphe suivant. Cependant, il ne faut pas oublier qu'elle nécessite des montages à double cristaux.

1-4-2 Cas de LiNbO_3 en configuration r_c

Nous avons effectué les mêmes mesures que précédemment mais cette fois-ci en utilisant la configuration r_c

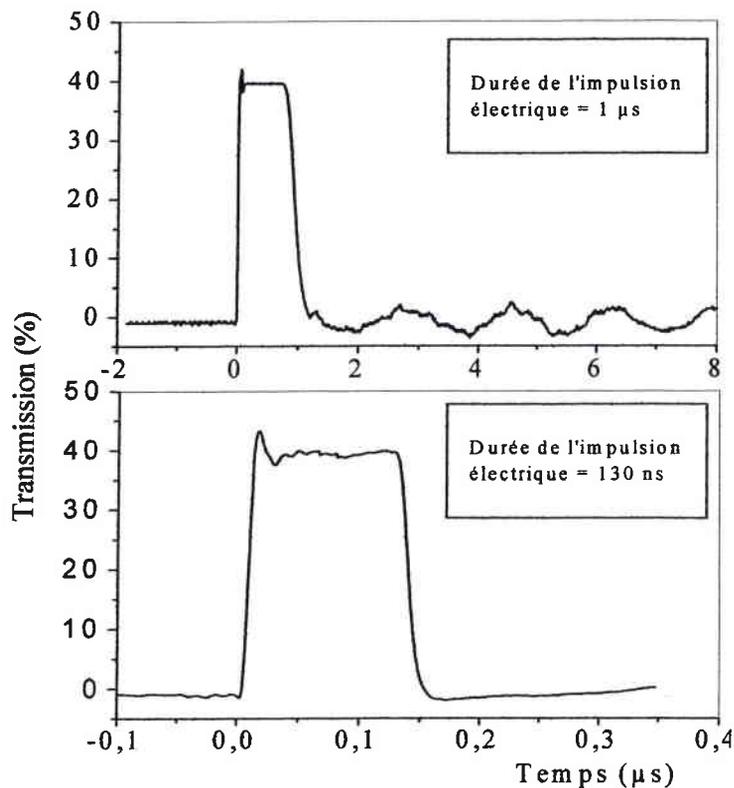


Figure 4.4: Réponse du LiNbO_3 en configuration r_c à des tensions impulsionnelles d'amplitude de 300 V et de différentes durées

On observe des résonances acoustiques de période $1,8 \mu\text{s}$ qui correspond à la fréquence de 560 kHz . Ces résonances ont des amplitudes faibles, ce qui permet d'utiliser cette configuration pour obtenir des impulsions avec les durées désirées.

1-4-3 Cas de KTP

Nous avons effectué les mêmes mesures sur une cellule contenant deux échantillons de KTP en montage de compensation de biréfringence naturelle.

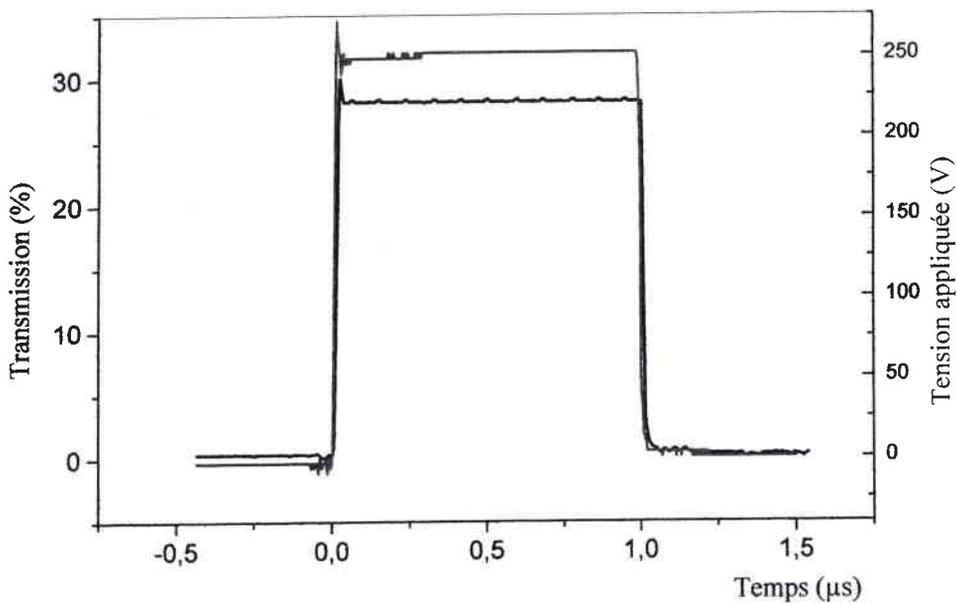


Figure 4.5: Réponse impulsionnelle d'un cristal de KTP en configuration r_{cl} à une impulsion de tension de durée $1 \mu\text{s}$. En rouge la tension appliquée. En noir la transmission du système.

On remarque que la transmission du cristal est proportionnelle à l'impulsion électrique appliquée. On constate également l'absence des résonances acoustiques. Le cristal de KTP en configuration r_c peut déclencher une cavité laser à différentes durées impulsionnelles. Toutefois, il présente un effet thermo-optique non négligeable et possède une conductivité électrique élevée.

Le tableau 4.8 résume les contributions acoustiques déduites des mesures EO et celles calculées à l'aide des coefficients piézo-électriques.

Cristal étudié	r_{ij} (pm/V)	r_{ij}^T (pm/V)	r_{ij}^S (pm/V)	r_{ij}^a déduite des mesures (pm/V)	r_{ij}^a calculée (pm/V)	Contribution acoustique relative r^a/r^S (%)
<i>LN Congruent</i>	r_{61}	$5,5 \pm 0,2$	$3,2 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,4$	2,6	72 ± 8
	r_{22}	$5,9 \pm 0,2$	$3,2 \pm 0,2$	$2,7 \pm 0,4$	2,6	85 ± 9
	r_c	$18,2 \pm 1$	$18,1 \pm 1$	$0,1 \pm 2$	0,4	$0,5 \pm 0,1$
<i>LN Stœchiométrique</i>	r_{61}	$5,5 \pm 0,2$	$3,9 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,4$		41 ± 5
	r_{22}	$6,2 \pm 0,3$	$3,9 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,5$		59 ± 6
	r_c	$17,4 \pm 1$	$17,3 \pm 1$	$0,1 \pm 2$		$0,5 \pm 0,1$
<i>LiTaO₃</i>	r_{22}	$0,09 \pm 0,01$	$0,65 \pm 0,15$	$0,56 \pm 0,15$		86 ± 9
	r_c	$21,5 \pm 1,2$	$22,6 \pm 1,3$	$1,1 \pm 1,5$		5 ± 1
<i>KTP</i>	r_{c1}^T	$26,6 \pm 1,5$	$26,5 \pm 1,5$	$0,1 \pm 2,8$		10 ± 1
<i>βBBO</i>	r_{22}	$2 \pm 0,1$	$1,9 \pm 0,1$	$0,1 \pm 0,2$		5 ± 1

Tableau 4.8 : Valeurs de la contribution acoustique au coefficient EO déduite des mesures expérimentales réalisées à la longueur d'onde $1,064 \mu\text{m}$, et des valeurs des coefficients piézo-électriques et photo-élastiques.

On remarque qu'en configuration r_c , la contribution acoustique est faible. En configuration r_{22} , la contribution acoustique est très élevée dans les cristaux de LiNbO_3 et LiTaO_3 contrairement au cristal de BBO dans la même configuration.

On constate également que le cristal de LiNbO_3 stœchiométrique possède une contribution acoustique plus faible que celle du même cristal en composition congruente.

1-5 CONCLUSION PARTIELLE – CALCUL DES FACTEURS DE MERITE

A l'aide des résultats donnés précédemment, nous avons calculé les facteurs de mérite d'une cellule de Pockels. Ces facteurs de mérite sont donnés à la longueur d'onde $1,064 \mu\text{m}$ et à température ambiante. Ces valeurs sont représentées dans le tableau 4.9. Celui-ci est séparé en deux parties. La première concerne les configurations où l'effet TO est présent, alors que la deuxième partie est dévolue aux configurations pour lesquelles la lumière se propage suivant l'axe optique.

$\frac{\partial n}{\partial T} \neq 0$						
Propriétés	$F_1 = n^3 r^T$	$F_2 = \frac{n^7 (r^S)^2 L^2}{\epsilon^S d^2}$	$F_3 = \frac{1}{L \epsilon^S}$	$F_5 = \frac{K}{L \frac{\partial n}{\partial T}}$ (mWcm ⁻²)	$F_6 = (r^a)^{-1}$	$M = \frac{n^{10} (r^S)^2 r^T K}{(\epsilon^S)^2 r^a L d}$
LiNbO ₃ congruent en configuration r_c	181	2365	0.034	$1,36 \cdot 10^6$	10	$8.10^6 \pm 0,2 \cdot 10^6$
LiNbO ₃ stoechiométrique en configuration r_c	173	2161	0.034	$1,36 \cdot 10^6$	10	$7.10^6 \pm 0,2 \cdot 10^6$
LiTaO ₃ ⁱⁱ en configuration r_c	170	1802	0.024	$1,14 \cdot 10^6$	0.9	$0,4 \cdot 10^6 \pm 0,1 \cdot 10^6$
KTP en configuration r_c	171	2975	0.055	$1,06 \cdot 10^6$	10	$9.10^6 \pm 0,3 \cdot 10^6$
$\frac{\partial n}{\partial T} = 0$						
Propriétés	$F_1 = n^3 r^T$	$F_2 = \frac{n^7 (r^S)^2 L^2}{\epsilon^S d^2}$	$F_3 = \frac{1}{L \epsilon^S}$	$F_5 = \frac{K}{L \frac{\partial n}{\partial T}}$	$F_6 = (r^a)^{-1}$	$M = \frac{n^{10} (r^S)^2 r^T K}{(\epsilon^S)^2 r^a L d}$
LiNbO ₃ congruent en configuration r_{22}	66	56	0.02		0.37	1532 ± 400
LiNbO ₃ stoechiométrique en configuration r_{22}	69	92	0.022		0.43	3363 ± 875
LiTaO ₃ en configuration r_{22}	1	1.34	0.016		1.78	$2^{ii} \pm 0,5$
BBO en configuration r_{22}	9	12	0.1		10	1296 ± 337

Tableau 4.9 : Facteurs de mérite des cristaux LiNbO₃ dans les deux compositions congruent et stoechiométrique, LiTaO₃, KTP et BBO. Le facteurⁱⁱⁱ M est calculé sans tenir compte ni de la longueur ni de l'épaisseur du cristal $L=d$ et en supposant que $\alpha_{ab} = 0$.

On constate qu'en configuration r_c , les cristaux de LiNbO₃ et de KTP possèdent les facteurs de mérite F_1 , F_2 , F_3 , et F_6 les plus élevés comparés au cristal de LiTaO₃. Ceci apparaît également dans le facteur M . Le cristal de KTP possède une valeur du facteur M très proche de celui de LiNbO₃. Cependant, KTP est plus sensible aux effets thermiques (facteur F_5 plus faible) et possède une conductivité électrique très élevée qui conduit à des sérieux problèmes liés au phénomène d'électrolyse. Malgré son apparition dans le domaine des lasers

ⁱⁱ Dans le calcul de M, nous avons supposé que LiTaO₃ possède la même conductivité thermique que LiNbO₃

ⁱⁱⁱ : Nous n'avons pas tenu compte du seuil d'endommagement photoréfractif. En effet, dans la littérature on parle en général du seuil d'endommagement optique et non pas de celui photoréfractif. Or ce dernier est suffisant pour déstabiliser une cavité déclenchée par effet EO.

déclenchés par cellule de Pockels, KTP est plutôt utilisé dans des dispositifs d'optique non linéaire tels que les doubleurs de fréquences.

Malheureusement cette configuration r_c présente un grand handicap lié à sa sensibilité aux effets thermiques. En effet, nous avons montré qu'une faible puissance de 1 W dans la cavité peut induire des variations de températures suffisantes pour dégrader complètement le fonctionnement de la cavité laser. Ceci est malheureusement le cas même en utilisant le montage à double cristaux. Il est à noter que ce montage a l'inconvénient d'augmenter la longueur du cristal qui elle réduit les facteurs F_4 et F_5 .

Par conséquent, il faut utiliser une configuration qui ne présente pas de biréfringence naturelle et donc d'effet thermo-optique. En configuration r_{22} , les cristaux de LiNbO_3 ont les facteurs F_1 et F_2 les plus élevés comparés au cristal de BBO. Ce dernier, malgré sa faible contribution acoustique et sa faible permittivité diélectrique, voit son facteur M rester deux fois plus faible que celui du cristal de LiNbO_3 stoechiométrique.

Le cristal de LiTaO_3 en configuration r_{22} , quant à lui, possède les facteurs de mérite (dont le facteur M) les plus faibles et son utilisation dans le domaine des lasers impulsionsnels semble impossible.

Les facteurs M des cristaux de LiNbO_3 en configuration r_{22} favorisent la composition stoechiométrique à celle congruente. Cette composition a en plus l'avantage d'être plus homogène et donc plus résistante aux flux lumineux. Par ailleurs, la croissance du cristal LiNbO_3 en composition stoechiométrique devient de plus en plus disponible et à coût moyen. Il est donc possible de disposer de cristaux de tailles centimétriques.

En conclusion, le cristal de LiNbO_3 stoechiométrique en configuration r_{22} est un matériau de choix pour son insertion dans les cellules de Pockels. Ceci sera l'objet de la partie suivante.

2 TEST D'UN LASER YAG : Nd DECLENCHE PAR LiNbO₃

Dans cette partie nous présentons les tests que nous avons effectués sur un laser YAG :Nd déclenché par deux cellules de Pockels basées sur des cristaux de LiNbO₃ congruent et stoechiométrique. Pour des raisons de simplicité de mise en œuvre, nous avons choisi de réaliser le déclenchement de la cavité en utilisant un cristal EO et un polariseur (cf chapitre 1). Nous avons comparé les résultats de ces caractérisations à ceux obtenus à l'aide d'un absorbant saturable (déclenchement passif).

2-1 DESCRIPTION DE LA CAVITE UTILISEE

Le banc laser que nous avons utilisé est représenté sur la figure 4.6.

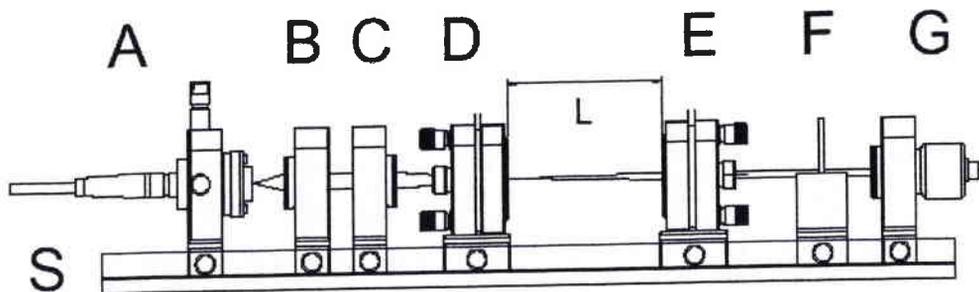


Figure 4.6: *Eléments constituant la cavité laser YAG : Nd étudiée. A : Diode laser de pompe réglée en température et courant et émettant à 808,4 nm. B : Anamorphoseur. C : Module de focalisation. D : Barreau de YAG :Nd de face arrière est traitée de façon à être réfléchissante à 1064 nm. E : Miroir de réflectivité 99,97 %. F : Filtre pour éliminer le faisceau de pompe. G : Système de détection.*

Il est constitué d'une diode laser de pompe asservie en longueur d'onde et puissance qui fournit une puissance maximale de 400 mW à 808,4 nm.

La lumière émise par la diode est collimatée par une optique appelée anamorphoseur à prismes. Celui-ci est suivi d'un module de focalisation comprenant une lentille biconcave de 55 mm de focale permettant la focalisation de la pompe dans un cristal de YAG : Nd de dimension 5x5x5 mm³ (pompage par l'arrière). La face d'entrée du cristal est traitée à être parfaitement réfléchissante à 1,064 μm et constitue ainsi le premier miroir de la cavité, qui est fermé sur un deuxième miroir dont la réflexion vaut 99,97%. A la sortie de la cavité est placé un filtre transparent à la longueur d'onde de 1,064 μm mais absorbant la longueur d'onde de

la pompe. Ce filtre est suivi par un système de détection optique qui est une tête calorimétrique dans le cas de mesure de puissance moyenne, soit un système de détection rapide (photodiode Si + amplificateur de courant décrit dans le chapitre 3) lors des mesures impulsionnelles.

2-2 RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS AVEC LE DECLENCHEMENT ACTIF

Le réglage du banc consiste à aligner et optimiser la position des éléments de la cavité en particulier à placer le milieu actif à la position focale de la lentille afin d'obtenir un maximum de puissance émise à la sortie de la cavité ainsi qu'une bonne qualité de faisceau (mode TEM₀₀). Il s'agit d'insérer le cristal de LiNbO₃ traité antireflet à 1,064 μm en configuration r_{22} , et le polariseur (également traité antireflet) orienté à 45° des axes du cristal (figure 4.7) et ajuster leur réglage.

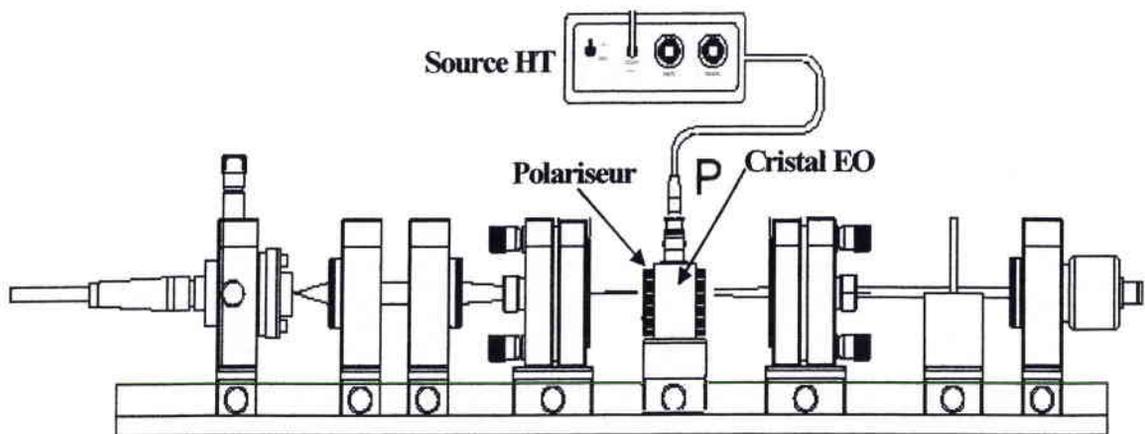


Figure 4.7: Montage expérimental d'un laser YAG : Nd déclenché par une cellule de Pockels.

Le dispositif expérimental installé au laboratoire est présenté sur la figure 4.8.

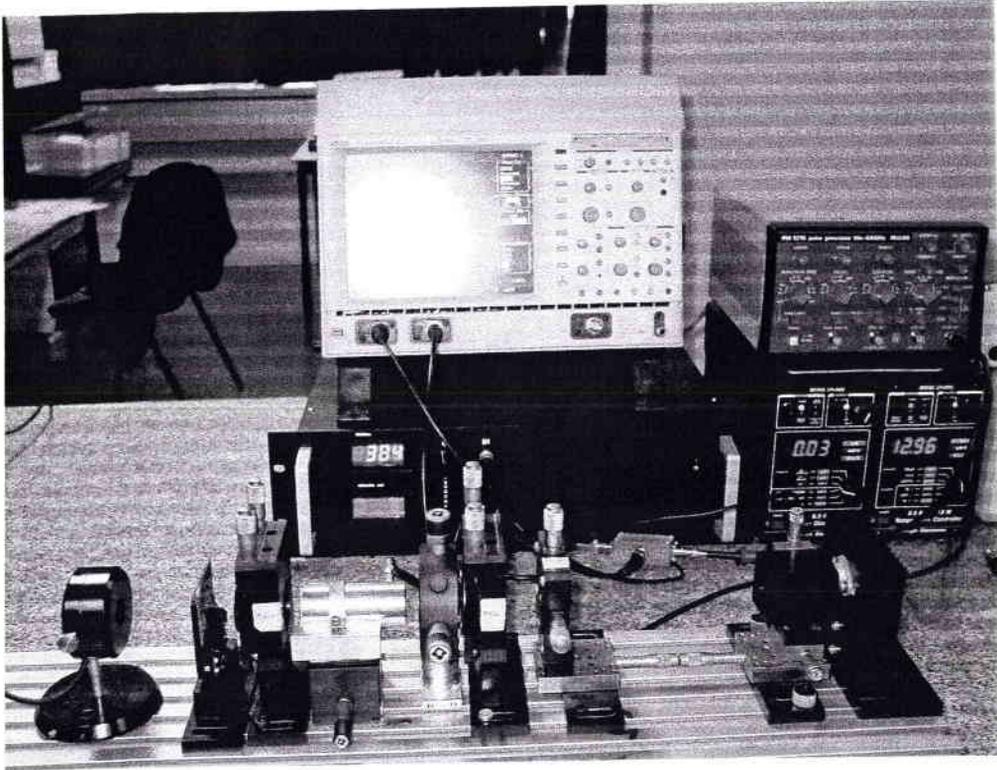


Figure 4. 8: Dispositif expérimental du laser YAG : Nd déclenché par une cellule de Pockels constituée par un cristal de LiNbO_3 .

Le cristal de LiNbO_3 est alimenté de la façon suivante :

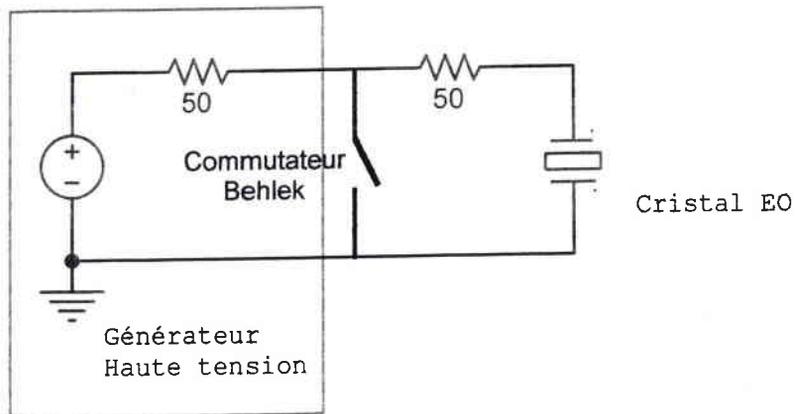


Figure 4. 9 : Schéma équivalent du circuit électrique d'alimentation.

Cette configuration permet de bloquer la cavité en appliquant une tension égale à $V_{\pi/2}$, tension qui est commutée à zéro volt par le commutateur Behlke lors de l'émission de l'impulsion laser (cf chapitre 1).

2-2-1 Résultats obtenus avec le cristal de LiNbO_3 congruent

Le cristal de LiNbO_3 congruent utilisé, de dimensions $(2 \times 2 \times 20) \text{ mm}^3$ et de faces traitées anti-reflet était préparé en configuration r_{22} . La cavité laser finale avait une longueur de 13,5 cm.

Lorsqu'il n'y a pas de tension appliquée au cristal, la cavité est ouverte. Nous avons donc dans un premier temps, afin de déterminer les pertes d'insertion, mesuré l'intensité émise avant et après l'insertion du dispositif de commutation (cristal + polariseur). Avant insertion et pour une puissance de pompage de 400 mW, l'intensité était de $I_t^{(1)} = 3 \text{ mW}$. Après insertion du dispositif, celle-ci était de $I_t^{(2)} = 0,9 \text{ mW}$, conduisant à une perte d'insertion de 70 %. L'origine de ces pertes provient en grande partie du polariseur (50 %, l'émission laser étant non polarisée) mais aussi du traitement antireflet imparfait et de la qualité intrinsèque du cristal (sa transmission à $1,064 \mu\text{m}$ est de 95 %).

Dans un second temps, afin d'évaluer l'effet de la cellule de Pockels sur le fonctionnement de la cavité, nous avons relevé l'intensité $I_t^{(2)}(V_{\text{dc}})$ à la sortie de la cavité en fonction de la tension dc appliquée sur le cristal (figure 4.10).

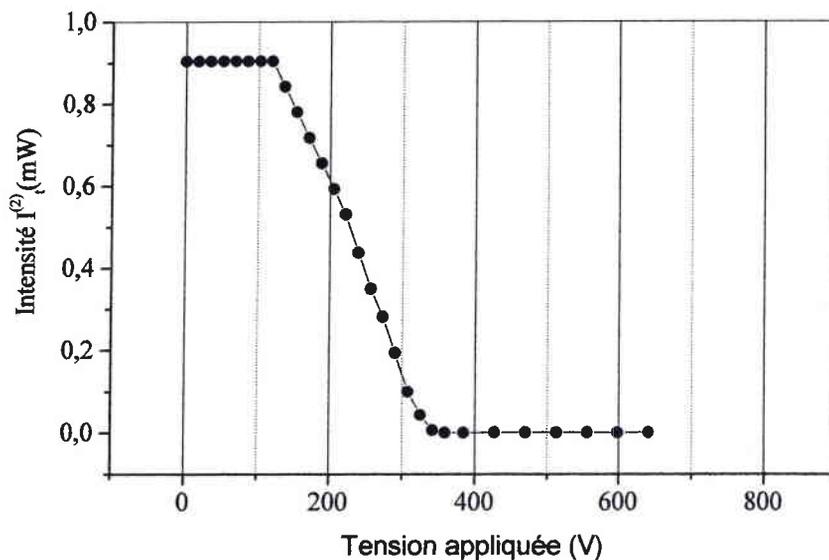


Figure 4. 10: Dépendance de l'intensité à la sortie de la cavité en fonction de la tension appliquée à la cellule de Pockels constituée par un cristal de LiNbO_3 congruent, obtenue dans le cas d'un pompage de 400 mW.

On constate que jusqu'à une tension de 150 V, il n'y a pas ou peu d'intensité transmise (en tout cas non mesurable). Cette intensité diminue ensuite de façon linéaire et s'annule pour une tension de 340 V. Pour des tensions supérieures, un phénomène de saturation est observé.

Nous avons ensuite réalisé le montage électrique (figure 4.9) permettant la commutation de la tension appliquée au cristal à zéro. Pour réussir à avoir l'émission d'une impulsion laser, il fallait que l'amplitude de la tension commutée soit au minimum égale à 550 V (comme le montre la figure 4.11). Cette tension est supérieure à celle nécessaire pour bloquer la cavité en statique. Ceci est attendu puisqu'en régime rapide c'est la tension V_x dynamique qui intervient. L'augmentation relative de tension (340 V à 550 V) correspond d'ailleurs à la différence relative des tensions demi ondes.

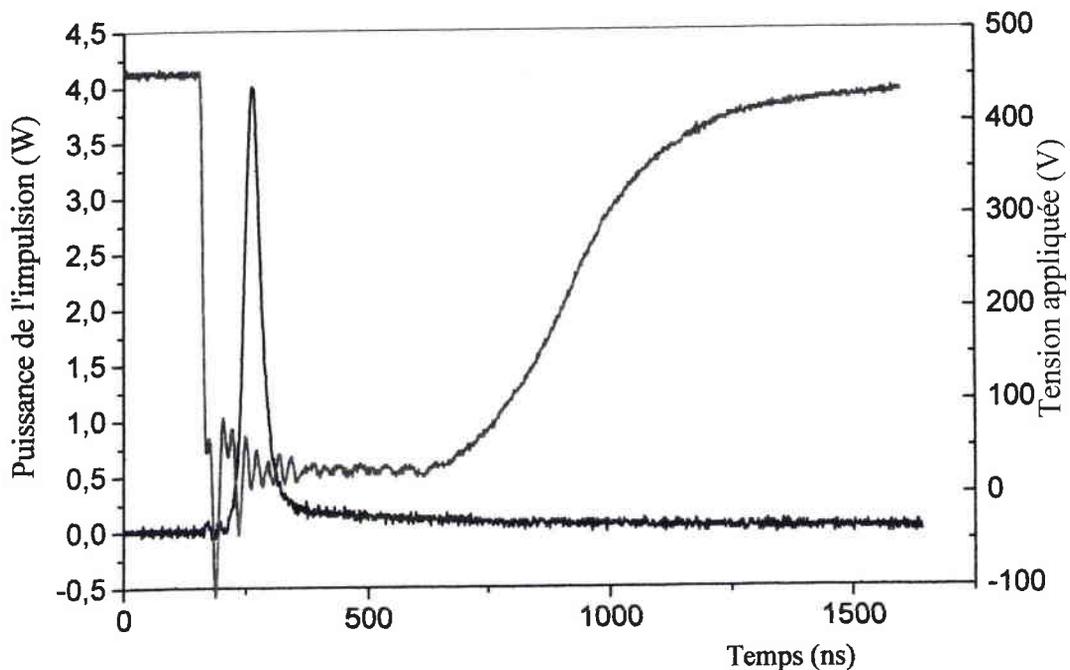


Figure 4.11: Impulsion laser générée. La courbe noire représente la puissance crête émise et la courbe rouge est la tension appliquée. Le taux de pompage est de 400 mW, le taux de répétition est de 1 kHz, le temps de descente est de 10 ns et le temps de retard dû aux câbles est de 15 ns.

Comme le montre la figure 4.11, nous avons obtenu des impulsions de puissance crête égale à 4 W, de durée égale à 38 ns avec une fréquence de 1 kHz.

La durée de vie des photons dans la cavité, donnée par la relation (1.6), est de **1,3 ns** et le temps nécessaire pour effectuer un aller retour est de **0,9 ns**. Les photons effectuent donc au maximum un aller-retour-aller avant de sortir ou disparaître par émission spontanée. Le facteur x exprimant le rapport entre la puissance de pompage maximale (400 mW) et la puissance de pompage seuil (275 mW) est égal ici à **1,45**. En utilisant la relation (1.17), nous

avons calculé la durée attendue de l'impulsion qui vaut **24 ns**. La différence entre cette valeur et celle mesurée est due au temps de la commutation de la cavité. En effet, la relation (1.17) est obtenue en supposant une commutation des pertes instantanées, ce qui n'est pas le cas ici, puisque la tension est commutée en à peu près **10 ns**.

Au contraire de ce que semblait indiquer l'étude simulant le comportement de la cavité laser (figure 4.2), la figure 4.11 ne met en évidence aucun rebond (réouverture intempestive de la cavité) dû aux résonances acoustiques. Ceci s'explique par le fait que le taux de pompage est faible et que les pertes d'insertion sont élevées et non compensées lors des rebonds.

Afin de valider cette hypothèse, nous avons essayé d'obtenir le déclenchement de la cavité par effet piézo-électrique uniquement. Pour cela, nous avons ôté le polariseur de la cavité, ce qui devrait avoir pour effet d'empêcher le déclenchement par voie EO. Les résultats obtenus sont présentés par la figure 4.12.

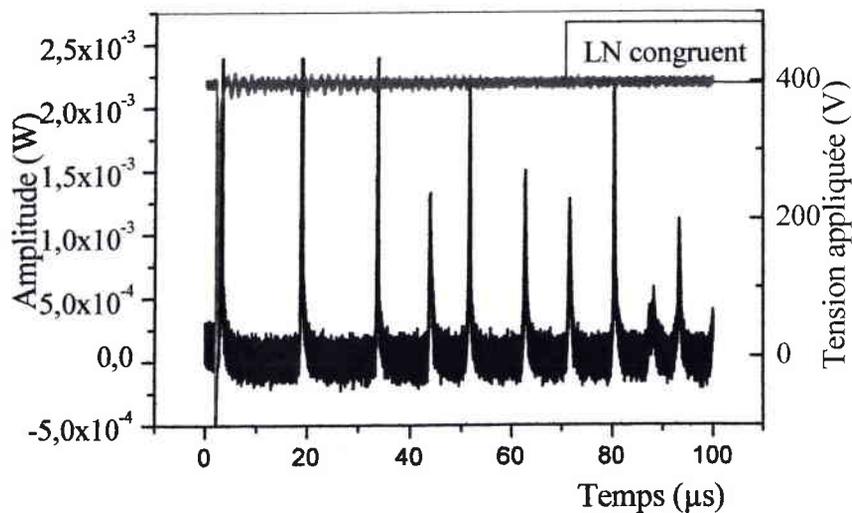


Figure 4.12 : Rebonds provoqués par les résonances acoustiques. En rouge l'impulsion électrique de durée 150 ns. En noir les résonances acoustiques. Le taux de pompage est de 400 mW, la puissance moyenne est de 45 µW.

On peut constater qu'à la sortie de la cavité, la commutation de la tension entraîne un train d'impulsions lumineuses dont les puissances crêtes varient entre 0,5 et 2,5 mW (plus de 1000 fois moins intense que dans le cas de commutation EO malgré des pertes d'insertion environ 3 fois plus faibles) et dont les durées sont comprises entre 100 et 250 ns (de 5 à 10 fois plus longues que dans le cas de la commutation EO). L'intervalle de temps entre deux de ces impulsions est variable lui aussi et est compris entre 8 à 15 µs. Ceci est à nouveau en rapport avec le fort niveau de pertes d'insertion et le faible taux de pompage. Dans ces

conditions, le temps minimum pour que le gain redevienne, après commutation, supérieur aux pertes doit être d'environ une dizaine de μs .

On peut donc attribuer ces trains d'impulsions aux résonances acoustiques. Les faibles puissances crêtes de ces impulsions, malgré un niveau de pertes bien plus faible, expliquant pourquoi celles-ci ne sont pas visibles dans le cas de la commutation EO.

Finalement, nous avons étudié l'influence du taux de répétition $f_{\text{rép}}$ des impulsions sur la puissance crête P_c de celle-ci. Cette dépendance est donnée par la relation suivante :

$$P_c = \frac{P_m}{\Delta\tau_p} \frac{1}{f_{\text{rép}}} \quad (4.2)$$

où P_m est la puissance moyenne et $\Delta\tau_p$ est la durée de l'impulsion.

La figure 4.13 présente les résultats expérimentaux obtenus ainsi que la courbe décrivant la dépendance théorique.

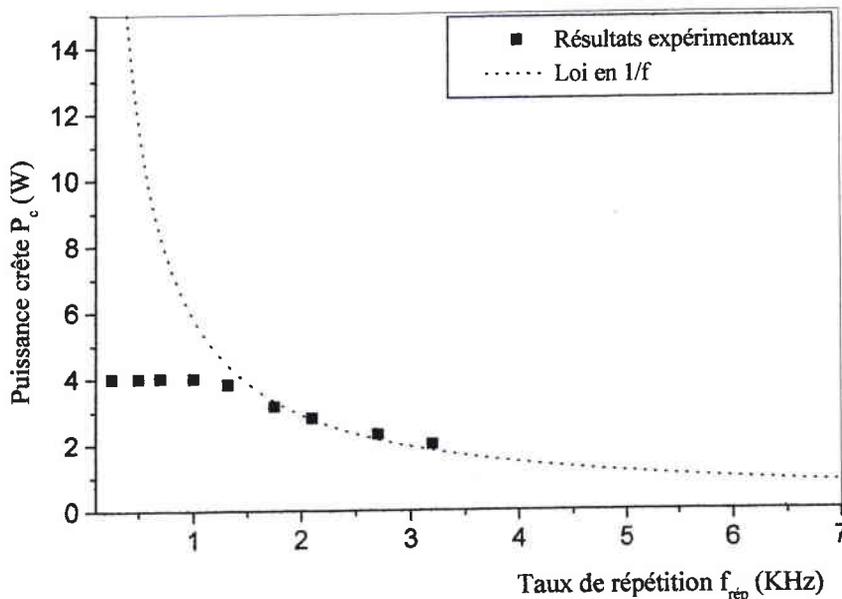


Figure 4. 13: Dépendance de la puissance crête mesurée et calculée en fonction du taux de répétition pour un taux de pompage de 400 mW, une durée d'impulsion de 38 ns et une puissance moyenne de 152 μW .

On peut constater que pour les fréquences inférieures à 1 kHz, la puissance crête ne suit pas l'augmentation attendue. Ceci est dû à la fois à l'importance des pertes d'insertion et aux pertes causées par l'émission spontanée puisque le temps de désexcitation est de 230 μs pour le laser YAG : Nd.

2-2-2 Résultats obtenus avec le cristal de LiNbO_3 stoechiométrique

Nous avons effectué le même travail de caractérisation et dans les mêmes conditions expérimentales en utilisant un cristal de LiNbO_3 stoechiométrique de dimensions identiques et qui a subi les mêmes traitements antireflets et le même dépôt d'électrodes en or. Tout écart, dans les performances, mesuré peut donc être à priori attribué au cristal lui-même.

Reprenons point par point les caractéristiques menées avec la cellule en LiNbO_3 congruent et comparons les aux résultats obtenus avec le LiNbO_3 stoechiométrique.

Première caractéristique importante : les pertes d'insertion passe de 70 % dans le cas du cristal LiNbO_3 congruent à 58 % dans le cas du cristal stoechiométrique ($I_t^2 = 1,25 \text{ mW}$). Sur la figure 4.15, sont reportées les intensités à la sortie de la cavité en fonction de la tension dc appliquée dans le cas des deux cristaux.

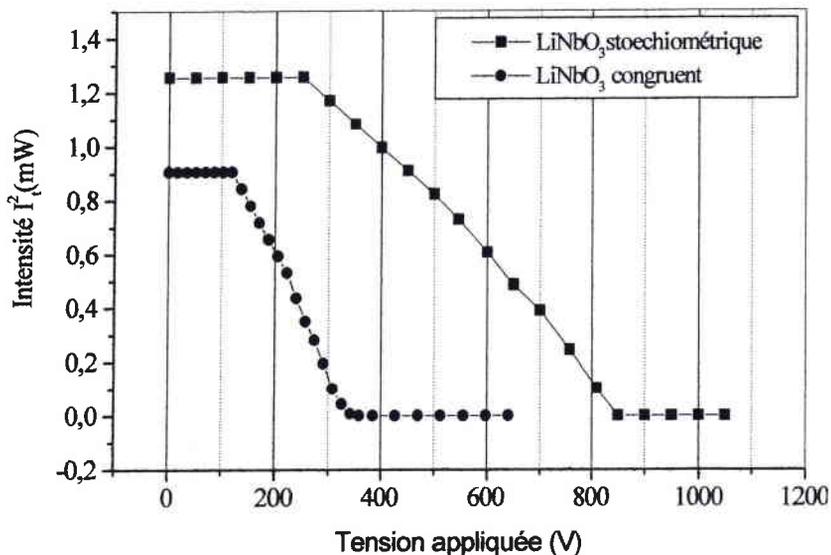


Figure 4.14: Dépendance de l'intensité à la sortie de la cavité, mesurée, en fonction du champ électrique appliqué au cristal. En carré dans le cas de LiNbO_3 stoechiométrique. En cercle dans le cas de LiNbO_3 congruent.

On constate que dans le cas d'un cristal de LiNbO_3 stoechiométrique la tension nécessaire pour bloquer la cavité est de 850 V au lieu de 340 V dans le cas du cristal de LiNbO_3 congruent. Cette différence est due au fait que dans le cas du LiNbO_3 congruent les pertes initiales sont plus importantes.

L'étude du déclenchement avec le cristal stoechiométrique dont les résultats sont présentés dans la figure 4.15, montre que la puissance crête est, comme attendu puisque les pertes intracavité sont plus faibles, plus importante (comparée à celle du congruent) et égal à 5,4 W.

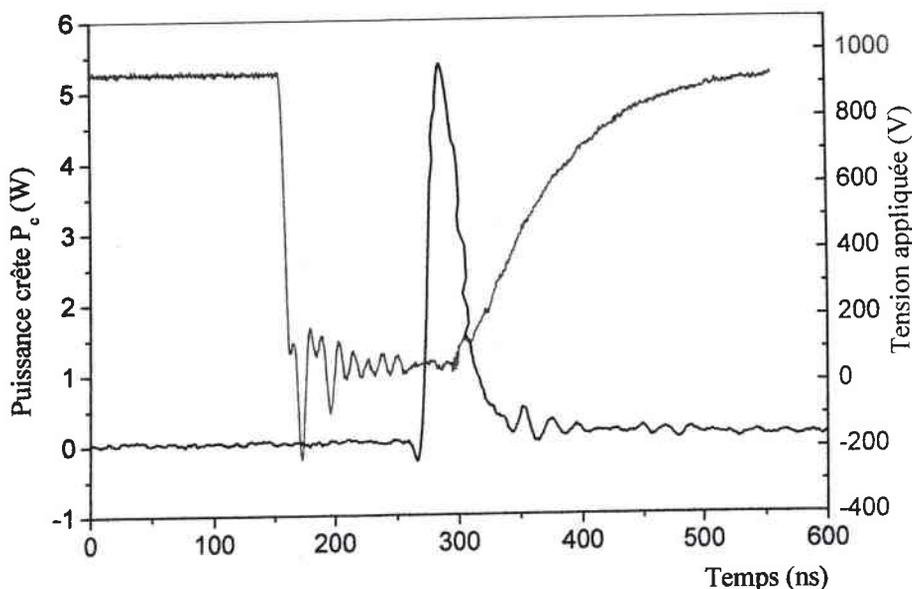


Figure 4.15: Impulsion laser générée. La courbe noire représente la puissance crête émise et la courbe rouge est la tension appliquée. Le taux de pompage est de 400 mW, le taux de répétition est de 1 kHz, le temps de descente est de 7 ns et le temps de retard du aux câbles est de 15 ns.

La durée de l'impulsion déclenchée est de l'ordre de 30 ns et est légèrement plus courte que celle obtenue précédemment. Ceci provient probablement du fait que la permittivité diélectrique du cristal est plus faible que celle du cristal congruent, le temps de commutation de la tension électrique se trouve ainsi réduit de 10 ns à 7 ns.

Finalement, nous avons également mis en évidence le rôle des résonances piézo-électriques dans le cas du cristal LiNbO_3 stoechiométrique (figure 4.16).

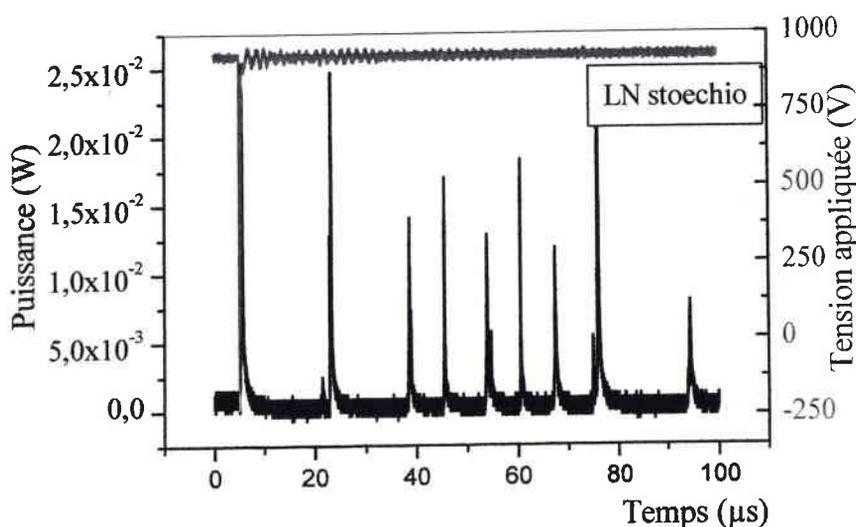


Figure 4.16: Rebonds provoqués par les résonances acoustiques. En rouge l'impulsion électrique de durée 150 ns. En noir les résonances acoustiques. Le taux de pompage est de 400 mW, la puissance moyenne est de 500 μW.

Les trains d'impulsions obtenus, présentés dans la figure 4.16, voient leurs puissances crêtes multipliées par un facteur 10 comparées au cas de LiNbO_3 congruent. Le fait que les pertes soient moindres ne suffit pas à expliquer un tel écart. Néanmoins comme l'amplitude de tension à commuter (1200 V dans le cas LiNbO_3 stoechiométrique, correspond à la valeur théorique cf tableau 4.3) est plus élevée, elle engendre certainement des déformations plus importantes et donc des puissances crêtes plus grandes. On constate aussi que le temps entre deux impulsions est plus court dans le cas de déclenchement avec le cristal stoechiométrique qu'avec le cristal congruent, bien que les fréquences de résonances acoustiques soient les mêmes.

2-3 RESULTATS OBTENUS EN DECLENCHEMENT PASSIF

Afin de comparer les résultats précédemment obtenus, nous avons réalisé avec la même cavité un laser à déclenchement passif basé sur l'absorbant saturable LiF^{2+} placé entre le milieu actif et le miroir de couplage. Dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment, nous avons comme le montre la figure 4.17 obtenu des impulsions de durées 68 ns et de puissance crête 1,4 W avec une fréquence de répétition variant entre 750 Hz et 1 kHz.

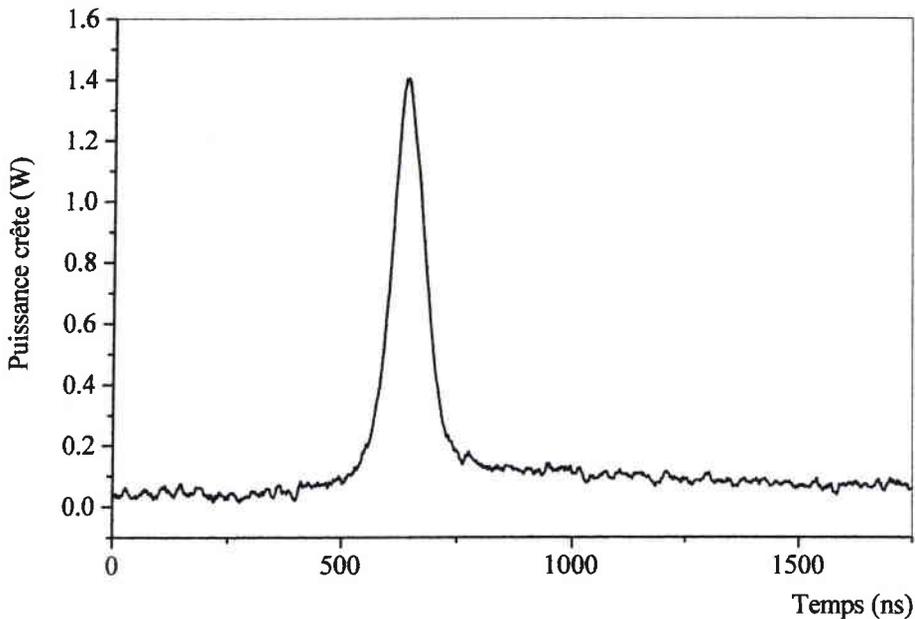


Figure 4.17 : Impulsion laser émise à l'aide de l'absorbant saturable. Cavité de longueur 13,5 cm, taux de pompage de 400 mW et la puissance moyenne est de l'ordre de 8 μm .

Nous obtenons des impulsions de durées plus longues que celles obtenues généralement par ce type de déclenchement mais utilisant des milieux absorbants saturables plus performants comme le YAG : Cr⁴⁺ (cf chapitre 1).

Nous rappelons que l'inconvénient majeur de cette technique est l'instabilité temporelle des impulsions générées. Pour remédier à ce problème nous avons mis en œuvre la solution proposée dans le premier chapitre et qui consiste à moduler la puissance de la diode laser de pompe avec un signal carré. Nous avons ainsi réussi à contrôler le nombre d'impulsions émises par période. Avec une fréquence de modulation de 7,5 kHz nous avons pu obtenir une seule impulsion par période comme le montre la figure 4.18.

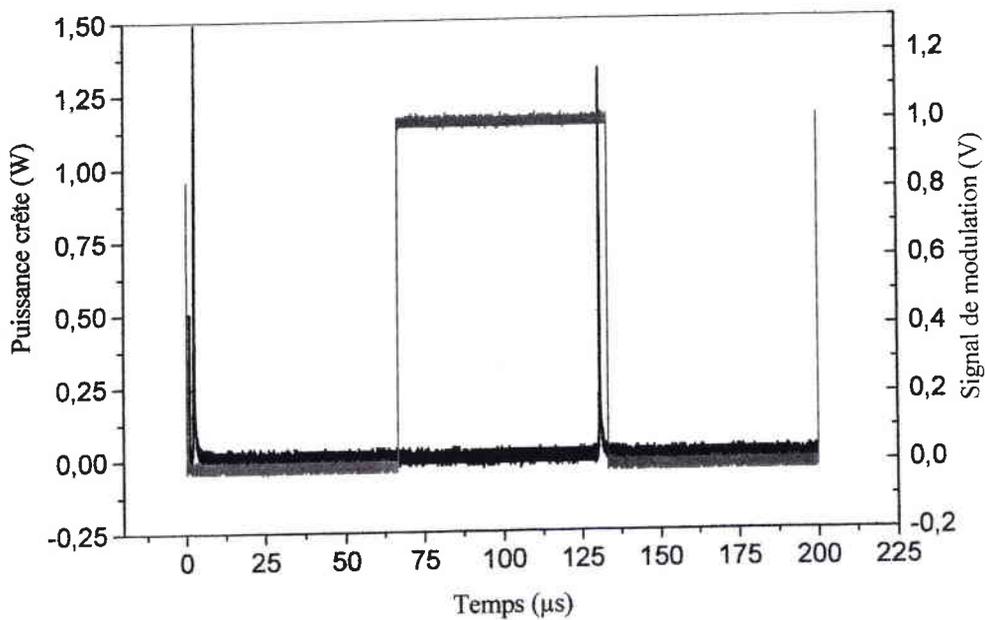


Figure 4. 18 : Les impulsions lasers générées en mode de déclenchement passif avec un taux de pompage de 400 mW. En rouge le signal électrique de modulation, d'amplitude 1 V et de taux de répétition 7,5 kHz. En noir, la puissance des impulsions lasers émises.

Le tableau 4.10 résume, pour des longueurs de cavité différentes, les résultats obtenus pour les deux modes de déclenchements, et pour les cristaux congruent et stoechiométrique dans le cas du déclenchement actif. Il met en évidence les avantages du LiNbO₃ stoechiométrique.

Longueur de cavité		13,5	15	17
Déclenchement passif	Puissance crête (W)	1,4	1,15	0,98
	Durée impulsionnelle (ns)	68	74	80
	Puissance moyenne (μ W)	95	85	78,4
	Energie par impulsion (μ J)	0,09	0,085	0,078
Déclenchement actif (LiNbO ₃ congruent)	Puissance crête (W)	4	3,8	3,4
	Durée impulsionnelle (ns)	38	40	42
	Puissance moyenne (μ W)	152	152	152
	Energie par impulsion (μ J)	0,152	0,152	0,152
Déclenchement actif (LiNbO ₃ stoechiométrique)	Puissance crête (W)	5,4	5,15	4,85
	Durée impulsionnelle (ns)	30	33	35
	Puissance moyenne (μ W)	162	169	169
	Energie par impulsion (μ J)	0,170	0,170	0,170

Tableau 4.10: Résultats comparatifs des impulsions lasers émises en déclenchement actif utilisant soit une cellule de Pockels à base de LiNbO₃ stœchiométrique soit à base de LiNbO₃ congruent, et celles émises en déclenchement passif à l'aide de l'absorbant saturable. Puissance de pompage est de 400 mW.

On constate une meilleure performance du déclenchement actif comparé au passif. On remarque également que grâce à ses propriétés intrinsèques, qui offrent une bonne homogénéité et un seuil de dommage optique plus élevé, le LiNbO₃ stoechiométrique est plus performant dans ce type de déclenchement que le cristal congruent.

CONCLUSIONS & PERSPECTIVES

Au cours de ces travaux de thèse, nous avons montré que les matériaux candidats au déclenchement de laser, avant de pouvoir s'insérer dans une cellule de Pockels, doivent remplir un cahier des charges rigoureux. Nous avons ainsi défini un certain nombre de facteurs de mérite décrivant les performances d'un matériau et ses potentialités pour cette application de déclenchement. Il en résulte qu'il est indispensable de caractériser de façon fine les coefficients EO : leurs valeurs aux temps courts et aux temps longs mais aussi leur comportement en fonction du temps doit être déterminés. Il est nécessaire également de mesurer l'effet thermo-optique, les permittivités diélectriques et les conductivités thermique et électrique. Ce sont en effet, ces propriétés qui interviennent dans tous les facteurs de mérite et qui nous permettent de valider ou non le cahier des charges. Nous avons montré que les coefficients EO doivent être les plus élevés possibles tout en possédant une faible contribution acoustique et une faible sensibilité à la température. Les indices de réfraction doivent être élevés et peu sensibles à la température. Nous avons montré que les permittivités diélectriques et les conductivités électriques contrairement à la conductivité thermique doivent avoir des valeurs les plus faibles possibles. Enfin, les propriétés mécaniques sont elles aussi très importantes. Il est en effet nécessaire que le matériau possède une croissance aisée et peu onéreuse, qu'il soit facile à élaborer et qu'il présente le moins de pertes d'insertion possible. Les cellules de Pockels étant appelées à travailler avec de fortes puissances lumineuses, le matériau doit également supporter celles-ci et donc posséder un seuil d'endommagement optique très élevé.

Nous avons ensuite entrepris en ce sens les caractérisations de cristaux de LiNbO_3 en composition congruente et stoechiométrique, et des cristaux de KTP, LiTaO_3 et BBO. Nous avons commencé, vu leurs importances dans le calcul des facteurs de mérite, par la caractérisation EO. Dans un premier temps nous avons mesuré les coefficients EO aux basses fréquences avec les méthodes, statique et dynamique, existant déjà au labo. Ces deux techniques de mesures, nous ont servi notamment de référence pour la validation de la nouvelle technique de caractérisation aux temps courts.

Nous avons en effet développé une technique de caractérisation EO basée sur la réponse EO temporelle du cristal à un échelon de tension. Nous avons montré que cette technique est puissante et qu'elle nécessite un traitement du signal rigoureux pour obtenir des résultats

précis. Nous avons ainsi pu mesurer les coefficients EO aux temps courts et aux temps longs à différentes longueurs d'onde variant de 0,514 μm à 1,321 μm . Nos résultats sont en bonne adéquation avec les résultats obtenus à l'aide des deux techniques précédentes et à ceux donnés par la littérature. Cette méthode de mesure nous a permis de déterminer les contributions acoustiques aux propriétés EO. Nous en déduisons que les cristaux de KTP et LiNbO_3 possèdent un coefficient EO r_c élevé avec une contribution acoustique faible. Cette configuration comme nous l'avons montré est très sensible aux variations de température. En configuration r_{22} , LiNbO_3 possède un coefficient EO plus grand que celui des cristaux de BBO et de LiTaO_3 . Cette configuration insensible à l'effet thermo optique, présente une forte contribution acoustique. Cette contribution ne se manifeste qu'au bout d'une centaine ns dans les cristaux de LiNbO_3 (de dimensions $3 \times 3 \times 40 \text{ mm}^3$) par exemple et est minime pour des durées d'impulsion électrique de quelques dizaines de ns.

Nous avons montré que les caractéristiques EO du LiNbO_3 stœchiométrique sont globalement meilleures que celles du LiNbO_3 congruent. Enfin, une simple transformation de Fourier rapide FFT de la dérivée de la réponse temporelle d'un cristal à un échelon de tension permet d'obtenir la dispersion fréquentielle des coefficients EO sur une plage de fréquence allant jusqu'à 150 MHz. La dépendance en fréquence obtenue est en bon accord avec celle obtenue directe avec la méthode dynamique basse fréquence.

Nous avons ensuite mesuré les permittivités diélectriques et les conductivités électriques des différents cristaux qui nous intéressaient. Nous avons constaté que le cristal de KTP, contrairement aux autres, possède une conductivité électrique non négligeable.

L'ensemble des résultats obtenus nous a permis de calculer les facteurs de mérite associés aux différentes contributions pour les différents cristaux. Ces facteurs de mérite ont montré qu'en configuration r_c les cristaux de LiNbO_3 et de KTP possèdent des facteurs les plus élevés, ceci se retrouve dans le facteur M que nous proposons comme facteur de mérite unique puisqu'il prend en compte tous les autres. Cependant, ces cristaux souffrent, dans cette configuration, de l'effet thermo-optique, ce qui complique leur insertion et peut limiter leurs performances dans les cellules de Pockels. En revanche, en configuration r_{22} , LiNbO_3 est insensible aux variations de températures. Il possède un facteur M non négligeable, ce qui en fait un bon candidat pour déclencher des lasers.

Nous avons mis en évidence les avantages à utiliser les cristaux de LiNbO_3 stœchiométrique à la place des congruents : les valeurs des coefficients EO sont un peu plus élevés, alors que celles des permittivités diélectriques le sont moins. Ces avantages facilitent la mise en œuvre des cellules de Pockels puisqu'ils permettent d'en faciliter la commande. Ces particularités,

ajoutées au fait que les cristaux stoechiométriques sont à priori les plus résistants au flux lumineux, font du LiNbO_3 stoechiométrique un très bon candidat pour la réalisation de cellule de Pockels.

Afin de valider cette hypothèse, nous avons testé ces deux cristaux (stoechiométrique et congruent) en tant que déclencheur de cavité laser contenant un milieu actif à base de YAG :Nd. Des impulsions de 30 ns de durée et de puissance crête de 5,4 W ont été obtenues à une fréquence de répétition de 1 kHz. Ces résultats sont limités par le niveau élevé de pertes dans la cavité liées aux pertes d'insertion du cristal et du polariseur mais sont néanmoins meilleurs que ceux obtenus avec un cristal de LiNbO_3 congruent dans les mêmes conditions.

Les énergies par impulsion que nous avons obtenues sont de l'ordre de μW . Pour valider pleinement les avantages du LiNbO_3 stoechiométrique, il faut pouvoir effectuer des tests à plus haute énergie (quelques dizaines de mJ). Ceci pourrait être envisagé dans le cadre d'une collaboration avec J.P. Boquillon.

Puisque la faisabilité a été démontrée, il serait souhaitable d'intégrer un cristal de LiNbO_3 et un polariseur dans une cellule complètement réglable, de façon à pouvoir le proposer dans un cadre didactique. Monsieur Ney, gérant de la société DIDA CONCEPT, est en tout cas intéressé par ce produit et souhaite le proposer, avec l'alimentation correspondante, à son catalogue. Nous travaillons actuellement à la réalisation d'une telle cellule en collaboration avec Monsieur Fernandes technicien au laboratoire.

Enfin, nous souhaiterions également nous intéresser à la caractérisation du déclenchement de cavité laser à l'aide d'une lame quart d'onde et d'un polariseur. Bien que un peu plus complexe, cette technique s'affranchit du problème de la tension continue appliquée en permanence.

BIBLIOGRAPHIE

AB

- [Abarkan, 2002] soumise à *Appl. Opt.* (Septembre 2002)
- [Abdi, 1998] : F. Abdi, M. Aillerie, P. Bourson, M. D. Fontana & K. Polgar, *J. Appl. Phys.*, **84**, 4, 2251-2254, (1998).
- [Adhav, 1987]: R.S. Adhav, S.R. Adhav, J.M. Pelaprat, *Laser Focus*, **23**, 88, (1987)
- [Aillerie, 2000] : M. Aillerie, N. Théofanous & M. D. Fontana, *Appl. Phys. B*, **70**, 317-334, (2000).
- [Aillerie, 1991] : M. Aillerie, Thèse de l'Université de Metz (1991).
- [Aillerie, 1989] : M. Aillerie, M. D. Fontana, F. Abdi, C. Carabatos-Nedelec, N. Theofanous & G. Alexakis, *J. Appl. Phys.*, **65**, 6, 2406, (1989).
- [Aillerie, 1988] : M. Aillerie, M. D. Fontana, F. Abdi, C. Carabatos-Nedelec & N. Theofanous, *SPIE*, Hambourg, 1018, 94 (1988).
- [Agnesi, 1998] : A. Agnesi, S. Dell'Acqua, C. Pennacchio, G. Reali & P. G. Gobbi, *Appl. Opt.*, **37**, 18, 3984-3986, (1998).
- [Amundsen, 1987] : P. Amundsen & G. Wang, *IEEE J. of Q. Elect.*, **QE-23**,12, 2252-2257, (Décembre 1987).
- [Avakyants, 1976] : L.P. Avakyants, D.F. Kiselev & N.N. Shchitos, *Sov. Phy. Solid State*, **8**, 6, (1976).
- [Bado, 1987] : P. Bado, M. Bouvier, & J. Scott Goe, *Opt. Lett.*, **12**, 5, (1987).
- [Badziak, 1997] : J. Badziak & S. Jablonski, *Appl. Opt.*, **6**, (1997).
- [Ballman, 1965] : A.A. Ballman, *J. AM. Ceram. Soc.*, **48**, 112, (1965).
- [Bierlein, 1986] : J.D. Bierlein & C.B. Arweiler, *Appl. Phys. Letters*, **49**, 917, (1986).
- [Buzelis, 1998] : R. Buzelis, A. Dement'ev, E. Kosenko & E. Murauskas, *Lithuanian Physics Journal*, **38**, 1, 63-66, (1998).
- [Boulon, 1992] : G. Boulon, *opto* 92, 467-477, (1992).

CD

- [Chah, 1997] : K. Chah., Thèse de l'Université de Metz (1997).
- [Chen, 2000] : J. Chen, H. Yau, H. Liu, T. Chen, C. Cheng & F. Liu, *Opt. and Laser Tech.*, **32**, 215-219, (2000).

- [Cho, 2001] : S.H. Cho, F.X. Kärtner, U. Morgner, E.P. Ippen, & J.G. Fujimoto, *Opt. Lett.*, **26**, 8, (2001).
- [Chernikov, 1997] : S.V. Chernikov, Y. Zhu, J.R. Taylor & V.P. Gasparov, *Opt. Lett.*, **22**, 5, 298, (1997).
- [Coquin, 1971] : G.A. Coquin, cité dans D.A.Pinnow : *Handbook of Laser*, avec Rubber Co. Cleveland (1971).
- [Cordova, 1987]: A.Cordova. Plaza, M.J.F.Digonnet, & H.J.Shaw, Fellow, IEEE, *IEEE J. of Q. Elect.*, **QE-23**, 2, 262-266, (1987).
- [Dawes, 1995] : J.M. Dawes, P. Dekker & Y. Cai, *Opt. Comm.*, **115**, 617-625, (1995).
- [Degnan, 1989] : J. Degnan, *IEEE J. of Q. Elect.*, **25**, 214, (1989).
- [Didomenico, 1964] : M. Didomenico, *J. Appl. Phys.*, **35**, 2870 – 2876, (1964).

EF

- [Ebbers, 1988] : C.A. Ebbers, *Appl. Phys. Letters*, **52**, 23, 1948–1949, (1988).
- [Eimerl, 1987]: D. Eimerl, L. Davis, S. Velsko, E.K. Graham & A. Zalkin, *J. Appl. Phys.*, **62**, 1968, (1987).
- [Ernest 1966]: J. Ernest, M. Michon, and J. Debrie, *Phys. Lett.* **22**, 147, (1966)
- [Ewart, 1979] : P. Ewart, *Opt. Comm.* ,**28**, 379–382, (1979).
- [Fluck, 2000] : R. Fluck, M.R. Hermann & L.A. Hackel, *Appl. Phys. B*, **70**, 491-498, (2000).
- [Fontana, 2001] : M. Fontana, K. Chah, M. Aillerie, R. Mouras & P. Bourson, *Opt. Materials*, **16**, 111–117, (2001).
- [Foulard, 1997] : C. Foulard, J.M. Flaus, M. Jaccomino, *Automatique pour les classes préparatoires*, 95, (1997).
- [Fountain, 1971] : W. D. Fountain, *Appl Opt.*, **10**, 4, 972–973, (1971).
- [Friel, 1972]: G. J. Friel, R. S. Conroy, B. D. Sinclair, J. M. Ley, *Appl. Phys. B* **67**, 267 – 270 (1998)

GH

- [Grynberg, 1997] : G. Grynberg, A. Aspect & C. Fabre, *Introduction aux lasers et à l'optique quantique*, (1997).

- [Guilbert, 1998] : L. Guilbert, J.P. Salvestrini & M.D. Fontana, *Phy. Rev. B.*, **58**, 5, 2523-2528, (1998).
- [Guilbert, 1999]: L. Guilbert, J.P. Salvestrini, H. Hassan and M.D. Fontana, *IEEE J. of Q. Elect.*, **35**, 3, 273–280, (1999).
- [Handbook, 1991] : "Handbook of nonlinear optical crystals" Springer series in optical sciences, (1991).
- [Hardman, 1999] : P.J. Hardman, W.A. Clarkson, G.J. Friel, M. Pollnau & D.C. Hanna, *IEEE J. of Q. Elect.*, **QE-28**, 1057, (1992).
- [Haus, 1974] : H. Haus, *IEEE J. of Q. Elect.*, **QE-12**, 169, (1974).
- [Houtman, 1982] : H. Houtman, J. Meyer & B. Hilko, *Rev. Sci. Instrum.*, **53**, 9, 1369, (1982).

IJ

- [Iwasaki, 1967] : H. Iwasaki, H. Toyoda, N. Niizeki & H. Kubota, *Jap. J. App. Phys.*, **6**, 12, 14117, (1967).
- [Jazbinsek, 2002] : M. Jazbinsek & M. Zgonik, *App. Phys. B.*, **74**, 407-414 (2002).
- [Joly, 2001] : N. Joly & S. Bielawski, *Opt. Lett.*, **26**, 692, (2001).
- [Jones, 1994] : R.P. Jones, A.M. Floener & J.S. Runkel, 26 th Annual Boulder Damage Symposium, (1994).

KL

- [Kaminskii, 1980] : A. Kaminskii, S.E. Sarkiso, A. Pavlyuk, V. Lyubchenko, *Izv. Akad. Nauk. (SSSR)*, **10**, 501, (1980).
- [Kerr, 1875]: J. Kerr, *Phil Mag*, **50**, 337, 446 (1875).
- [Kerschmann, 1997]: H.M. Kerschmann, F. Heine, V.G. Ostroumov & G. Huber, *Opt. Lett.*, **22**, 7, 466-468, (1997).
- [Kiselev, 1973] : D.F. Kiselev, *Soviet Physics Solid State*, **15**, 1, (1973).
- [Koechner, 1999] : Koechner, « Solid – State Laser Engineering », Edition (1999).
- [Kozlovsky, 1988] : Kozlovsky, W.J. Nabors, C.D., Byer, R.L., *IEEE J. of Q. Elect.*, **24**, 913, (1988).
- [Kuizenga, 1970] : D.J. Kuizenga & A.E. Siegman, *IEEE J. of Q. Elect.*, **Q-6**, 11, 694, (1970).

- [Lafond, 1998] : E. Lafond, A. Hirth, *Opt. Comm.*, 115, 329-334, (1998).
- [Lan, 2000] : Y.P. Lan, Y.F. Chen, S.C. Wang, *Appl. Phys. B*, (2000).
- [Lai, 2001] : N.D. Lai, M. Brunel, F. Bretenaker & A. Le Floch, *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 8, 1073, (2001).
- [Lax, 1977] : M. Lax, *J. Appl. Phys.*, **48**, 9, 3919-3924, (1977).
- [Lenzo, 1966] : P.V. Lenzo, E.G. Spencer, K. Nassau, *J. Opt. Soc. Am.*, **56**, 5, 633, (1966).
- [Lenzo PV, 1966] : P.V. Lenzo, E.H. Turner, E.G. Spencer & A.A. Ballman, *Appl. Phys. Lett.*, **8**, 4, 81, (1966).
- [Liu, 2001] : J.Liu, C. Wang, C.Q. Wang, X. Meng, H. Zhang, L. Zhu, J. Wang, Z. Shao & M. Jiang, *Appl. Phys. B*, **72**, 171-174, (2001).

MN

- [Maillard, 1989] : A. Maillard, Thèse de l'université de Dijon, (1989).
- [Mathieu, 1965] : J.P. Mathieu, « Optique », « Optique électromagnétique », SEDES Ed., Paris, 1, (1965).
- [Méndez, 1999] : A. Méndez, A. Garcia-Cabanes, E. Diéguez & J.M. Cabrera, *Elect. Lett.*, **35**, 6, 498-499, (1999).
- [Miller, 1971] : R. C. Miller, W. A. Nordland & P. M. Bridenbaugh, *J. Appl. Phys.* **42**, 4145, (1971).
- [Musset, 1997] : O. Musset & J. P. Boquillon, *Appl. Phys. B.*, **65**, 13-18, (1997).
- [Mürk, 1998] : V. Mürk, V. Denks, A. Dudelzok, P.P. Proulx & V. Vassiltsenko., *Nuclear. Instr and Meth in Phys Resea B.*, **141**, 472-476, (1998).
- [Nesa, 1992] : F. Nesa, J.P. Rousseau & P. Maine, *Quantel, Opto* 92, 442-445, (1992).
- [Ney, 2000] : P. Ney, A. Maillard, M.D. Fontana & K. Polgar, *J. Opt. Soc. Am. B.*, **17**, 7, 1158-1165, (2000).
- [Nitanda, 1995] : F. Nitanda, Y. Furukawa, S. Makio, M. Sato & K. Ito, *Jap. J. App. Phys.*, **34**, (1995).
- [Nye, 1961] : J.F. Nye., "Physical Proprieties of Crystals", *Oxford Univ. Press. London. New-York*, (1957).

OPQR

- [Palese, 1992] : S. Palese, L. Schilling, X.D. Wang & R.J. D. Miller, *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 19, 2257, (1992).
- [Pinenov, 1996] : A. Pinenov , C.H. Ruscher & V.A Maslov, *Solid. State Comm.*, **97**, 11, 913–917, (1996).
- [Prokhorov, 1983] A.M. Prokhorov, *laser spectroscopy VI*, H.P. Weber & W. Luthy, Ed. Heidelberg, W. Germany, Springer – Verlag, 427-429, (1983).
- [Pockels, 1906]: F. Pockels, « *Lehrbuch der Krystalloptik* » Tübner, Leipzig, (1906).
- [Roberts, 1992]: D.A. Roberts, *IEEE J. of Q. Elect.*, **28**, 10, 2057–2074, (1992).
- [Royer, 1996] : D. Royer & E. Dieulesaint, Ondes élastiques dans les solides. Tome 1 : propagation libre et guidée, 185–186, (1996).

ST

- [Salvestrini, 1995] : J.P. Salvestrini, Thèse de l'Université de Metz (1995).
- [Schibli, 2001] : T.R. Schibli, U. Morgner & F.X. Kartner, *Opt. Lett.*, **26**, 148, (2001).
- [Siegman, 1986] : A.E. Siegman, *Lasers*, Oxford University Press, Oxford, Chap 27 and 28, (1986).
- [Smith, 1971] : R.T. Smith & F.S. Welsh, *J. Appl. Phys.*, **42**, 2219, (1971).
- [Spreiter ; 1997] : R. Spreiter, Ch. Bosshard, F. Pan, & P. Günter, *Opt. Lett.*, **22**, 8, 564 – 566; 1997
- [Svelto, 1998] : Orazio Svelto, « Principles of Lasers » Fourth Edition, (1998).
- [Terry, 1995] J.A.C. Terry & M.J.P. Payne, *OSA proceedings on Advanced Solid-State Lasers*, **24**, 465-467, (1995).
- [Turner, 1966] : E. H. Turner, *Appl. Phys. Letters*, **8**, 11, 303, (1966).

UVW

-
- [Wagner, 1963] : W.G. Wagner & B.A. Lengyl, *J. Appl. Phys*, **34**, 2040, (1963).
 - [Waksberg 1968]: A. L. Waksberg, *IEEE J. of Q. Elect.*, Septembre (1968).
 - [Warner, 1967] : A.W. Warner, M. Onoe & G.A. Coquin, *J. Of Acou. Soc of America*, **42**, 6, 1221–1230, (1967).
 - [Wemple, 1972] : S.H.Wemple & M. Didomenico Jr, *Electrooptical and non linear optical*, (1972).

XYZ

- [Yanov, 1983] : K.L. Vodop Yanov, L.A. Kulevskii, P.P. Passhinin & A.M. Prokhorov, *Sov. J. of Quant. Electr*, **13**, 3, 1049–1051, (1983).
- [Yariv, 1984] : Amnon Yariv & Pochi Yeh, “*Optical Waves in Crystals*”, Edition John Wiley & Sons, (1984).

**LISTE DES SYMBOLES
DES FIGURES
DES TABLEAUX**

Liste des symboles

A	le coefficient caractéristique du matériau et de la configuration géométrique
AO	acousto-optique
$B_{ij,k}$	le tenseur d'imperméabilité
β	l'angle d'analyseur
c	la célérité de la lumière dans le vide
C	capacité du cristal
C_c	la capacité des câbles
\bar{C}_α	la constante élastique effective
σ	la section efficace de l'émission stimulée
σ_e	la conductivité électrique
ζ	le rapport cyclique
$d_{k,mn}$	les coefficients piézo-électriques
d_{kj}	les coefficients piézo-électriques
$\delta(t)$	la fonction de Dirac
$e(t)$	la tension délivrée par le générateur
E	le champ électrique
E_p	l'énergie impulsionnelle
E_k	le champ électrique suivant la direction k
EO	électro-optique
ε	la permittivité diélectrique
ε_0	la permittivité diélectrique du vide
ε^T	la permittivité diélectrique aux temps longs
ε^S	la permittivité diélectrique aux temps courts
η_p	le coefficient de pompage
η_E	le facteur d'inversion de population
f	la fréquence
f_r	la fréquence de résonance
$f_{\text{rép}}$	la fréquence de répétition
FFT	la transformée de Fourier rapide
Δf	la bande passante
φ	la phase
Φ	le nombre de photons dans la cavité
Φ_0	le nombre de photons initial dans la cavité
g	le gain petit signal d'un amplificateur optique
G	le coefficient d'amplification
γ	les pertes dans la cavité
γ_r	la constante d'Euler
γ_c	le contraste à la sortie du cristal
γ_0	le contraste mesuré en absence du cristal
Γ	le déphasage induit
h	la constante de Planck
H(t)	la fonction Heaviside
i	l'intensité de courant
i_{pp}	l'intensité crête crête de signal transmis
I	l'intensité lumineuse
I_0	l'intensité lumineuse initiale

I_{\max}	l'intensité lumineuse maximale
I_{\min}	l'intensité lumineuse minimale
$I^{(1)\text{ou}(2)}$	l'intensité transmise de la cavité laser
$\Delta i(t)$	l'intensité crête crête en fonction du temps
$\Delta i(t)_{\text{nor}}$	l'intensité crête crête normalisée
$\Delta i(t)_{\text{cor}}$	l'intensité crête crête corrigée
k_B	la constante de Boltzmann
K	la conductivité thermique
l	la longueur du cristal électro-optique
l_a	la longueur du milieu actif
L	la longueur du cristal électro-optique
L_{op}	la longueur de la cavité
λ	la longueur d'onde
λ_a	la longueur d'onde acoustique
α_{ab}	l'absorption
α	le coefficient d'amortissement
m	le nombre de mode
$m(f)$	le facteur de modulation
M	la figure de mérite d'une cellule de Pockels
n_i	l'indice de réfraction dans la direction i
n_{eff}	l'indice de réfraction effectif
n_0	l'indice ordinaire
n_e	l'indice extraordinaire
N	l'inversion de population
N_i	la densité de population du niveau i
N_c	l'inversion de population critique
N_p	l'inversion de population correspondant au maximum de photons
N_f	l'inversion de population finale
N_{\max}	l'inversion de population maximale
N_{\min}	l'inversion de population minimale
δn	la variation d'indice de réfraction
$\partial n / \partial T_p$	le coefficient thermo-optique
Δn	la variation d'indice
ν_{mp}	la fréquence entre les niveaux m et p
P	la puissance laser
$p_{ij,mn}$	les coefficients photo-élastiques
P_{IJ}	les coefficients photo-élastiques
P_s	la puissance seuil
P_d	la puissance dissipée
P_c	la puissance crête
P_m	la puissance moyenne
P_{cmoy}	la puissance de commande moyenne
r_{ijk}	le coefficient électro-optique
r_{eff}	le coefficient électro-optique effectif
r^T	le coefficient électro-optique aux temps longs
r^S	le coefficient électro-optique aux temps courts
r^a	la contribution acoustique
r^I	la contribution ionique
r^e	la contribution électronique
$r(t)$	la réponse temporelle du coefficient électro-optique

$r(f)$	la réponse fréquentielle du coefficient électro-optique
R_p	le taux de pompage
R_f	la réflexion
R_m	la résistance mécanique
R	la résistance du cristal
R_c	la résistance des câbles
R_{eq}	la résistance équivalente
R_s	la résistance interne du générateur
S	la facteur de qualité d'un faisceau lumineux
S_{ij}	le tenseur de déformation
$S(t)$	la réponse temporelle d'un système du premier ordre
t_r	le temps de réponse
t_p	le taux de répétition du pompage
T	la période ou la pseudo-période
T_p	la température
T_r	la transmission ou la transmittance
TO	thermo-optique
τ_i	la durée de vie des photons dans le niveau i
τ	la durée de vie des photons dans le niveau supérieur de la transition laser
τ_c	la durée de vie des photons dans la cavité
τ_{sp}	le taux de l'émission spontanée ou de désexcitation radiative
τ_{nr}	le taux de désexcitation non radiative
τ_s	le temps nécessaire pour atteindre l'inversion de population critique
τ_p	le taux de répétition
τ_d	le temps nécessaire pour l'émission laser
τ_{rd}	le temps de réponse du système de détection
τ_{retard}	le temps de retard
$\Delta\tau_p$	la durée de l'impulsion laser
$\Delta\tau$	la durée de l'impulsion électrique
Δt	la période d'échantillonnage
$U(t)$	la tension à la sortie du cristal
V_a	le volume du milieu actif
V	le volume du mode considéré
V	la tension appliquée
V_a	le volume du milieu actif
V_{ac}	la tension alternative
V_{dc}	la tension continue
V_π	la tension demi-onde
$V_{\pi/2}$	la tension quart d'onde
V_α	la vitesse suivant la direction α
V_{pp}	la tension crête crête
$\Delta V(t)$	la tension vue par le cristal
ω	la pulsation
ω_0	la pulsation fondamentale
w	le waist
x	le rapport entre le pompage appliqué et le pompage seuil

Liste des figures

• Figure 1.1: Le laser à cavité linéaire.....	5
Figure 1. 2. Le schéma du laser à quatre niveaux.....	6
Figure 1.3: L'évolution temporelle de l'inversion de population et du nombre de photons.	9
Figure 1.4: Les différentes étapes conduisant à la génération d'une impulsion laser en pompage continu ou quasi continu.	10
Figure 1. 5 : La variation de température dans les différents points de la zone éclairée.....	13
Figure 1.6: Le spectre d'émission du laser YAG : Nd	15
Figure 1.7: Le schéma illustrant le principe d'un pompage par diode laser par l'arrière.....	16
Figure 1.8: Les schéma illustrant le principe d'un pompage par diode laser transversal.	17
Figure 1.9: L'évolution temporelle du gain, des pertes et de l'impulsion laser	18
Figure 1.10:La variation de l'intensité d'un laser multimodes.....	21
Figure 1.11: L'intensité d'un laser à modes synchronisés en fonction du temps.....	22
Figure 1.12: Le schéma de cavité laser à déclenchement par effet acousto-optique	23
Figure 1.13: Le principe de fonctionnement du laser impulsionnel basé sur le polariseur.	25
Figure 1.14: Le principe de fonctionnement du laser impulsionnel basé sur deux polariseurs.	27
Figure 1.15: Le schéma de principe du laser en extraction de la cavité.	28
Figure 1.16: Le principe de fonctionnement du laser impulsionnel basé sur un polariseur et une lame quart d'onde	30
Figure 1.17: Le schéma représentatif d'un déflecteur électro-optique	32
Figure 1.18: La cavité laser déclenchée par déflexion électro-optique.	32
Figure 1.19 :Le schéma d'un signal électrique de forme impulsionnelle de tension	36
Figure 1. 20 Le circuit équivalent d'un cristal électro-optique.	36
Figure 1. 21 : Le cristal électro-optique éclairé par un faisceau lumineux	39
Figure 1.22 : La diffusion du faisceau lumineux induit par effet thermo optique.....	41
Figure 1.23: La description du montage à double cristaux	42
• Figure 2. 1: Les différents types d'onde acoustiques.	48
Figure 2.2: Les différentes contributions au coefficient électro-optique linéaire.....	50
Figure 2.3: Le montage optique de Sénarmont	52
Figure 2.4: La courbe représentative de la fonction de transfert du montage de Sénarmont ...	53
Figure 2.5: L'effet des coefficients électro-optiques r_{22} et r_{61} sur l'ellipsoïde des indices.	58
Figure 2.6: La méthode statique.	59
Figure 2.7: La méthode de mesure dynamique.....	61
Figure 2.8: La dépendance en fréquence des coefficients électro-optiques r_{22}^T , r_{61}^T et r_c^T	63
Figure 2. 9 : La dispersion en fonction de longueur.....	67
• Figure 3. 1: La réponse EO temporelle dans le cas d'une seule résonance.....	70
Figure 3. 2: La réponse fréquentielle d'un système du second ordre	71
Figure 3.3 : Les différentes étapes pour obtenir la réponse fréquentielle.....	73
Figure 3.4: Les différentes étapes pour obtenir la réponse fréquentielle.....	74
Figure 3. 5: La réponse temporelle du coefficient électro-optique, sa dérivée et sa FFT.	75
Figure 3.6: La fonction de transfert du montage de Sénarmont.	76
Figure 3.7 :Le montage expérimental utilisé pour la mesure des coefficients r	77
Figure 3.8: Le système d'alimentation utilisé pour les mesures temporelles.....	78
Figure 3.9: L'effet de la capacité du cristal sur le temps réponse..	80
Figure 3.10: Le montage électrique schématisant le cristal	81
Figure 3.11: Les résultats des simulations réalisées avec un circuit RC.....	82

Figure 3.12: Le temps de retard entre la réponse optique et le signal électrique	83
Figure 3.13: L'effet des câbles sur le temps de retard.....	84
Figure 3.14: La fréquence de répétition en fonction de la durée de l'impulsion.....	85
Figure 3.15 : Le schéma équivalent de la détection utilisée.....	86
Figure 3.16: La réponse temporelle du détecteur optique à un échelon de tension.....	87
Figure 3.17: La réponse fréquentielle de la tension appliquée et du détecteur optique..	88
Figure 3.18: Les signaux électrique et optique enregistré avec et sans bruts.....	89
Figure 3.19: Les signaux électrique et optique après suppression du temps de retard.....	89
Figure 3.20 : La correction du signal optique.....	90
Figure 3.21: Le coefficient électro-optique r_c en fonction du temps.....	90
Figure 3.22: L'enregistrement d'une réponse électro-optique d'un cristal de BBO avec un rapport signal/bruit faible.	91
Figure 3.23 : La réponse optique calculée par la demi différence.....	92
Figure 3.24 : L'organigramme des différentes opérations nécessaires pour la caractérisation des coefficients électro-optiques aux temps courts	93
Figure 3.25. La tension appliquée et la réponse optique un cristal de ADP	95
Figure 3.26 : La dépendance temporelle des coefficients électro-optiques r_{41} dans le ADP, r_c dans le LiNbO_3 et le KTP sur un intervalle de temps de 20 μs	96
Figure 3.27 : La dépendance temporelle du coefficient r_{22} aux temps longs etcourts.....	98
Figure 3.28 : La réponse électro-optique temporelle sur plusieurs intervalles.....	100
Figure 3.29: La dispersion en fréquence du coefficient r_{22} dans le LiNbO_3 obtenue à l'aide de la FFT de la dérivée de la réponse temporelle.....	101
Figure 3.30 : La dispersion en fonction de longueur d'onde.....	103
• Figure 4.1: Le schéma du montage utilisé pour simuler une cavité laser.....	112
Figure 4.2: La simulation de cavité laser en fonctionnement déclenché.....	113
Figure 4.3: La réponse du LiNbO_3 à une tension impulsionnelle d'amplitude	114
Figure 4.4: La réponse du LiNbO_3 en configuration r_c à des tensions impulsionnelles.....	115
Figure 4.5: La réponse impulsionnelle d'un cristal de KTP en configuration r_{c1}	116
Figure 4.6: Les éléments constituant la cavité laser YAG : Nd étudiée.....	120
Figure 4.7: Le montage expérimental d'un laser YAG :Nd déclenché par une cellule de Pockels.....	121
Figure 4.8: Le dispositif expérimental du laser YAG :Nd déclenché par une cellule de Pockels constituée par un cristal de LiNbO_3	122
Figure 4.9 : Le schéma équivalent du circuit électrique d'alimentation.	122
Figure 4.10: La dépendance de l'intensité à la sortie de la cavité en fonction du champ électrique appliqué au cristal de LiNbO_3 congruent.....	123
Figure 4.11: L'impulsion laser générée.....	124
Figure 4.12 : Les rebonds provoqués par les résonances acoustiques.....	125
Figure 4.13: La dépendance de la puissance crête mesurée et calculée en fonction du taux de répétition.....	126
Figure 4.14: La dépendance de l'intensité à la sortie de la cavité en fonction du champ électrique appliqué au cristal de LiNbO_3 stœchiométrique	127
Figure 4.15: L'impulsion laser générée.....	128
Figure 4.16: Les rebonds provoqués par les résonances acoustiques.....	128
Figure 4.17 : L'impulsion laser émise à l'aide de l'absorbant saturable	129
Figure 4.18 : Les impulsions lasers générées en mode de déclenchement passif	130

- Figure A.1.1: Le schéma d'illustration des trois phénomènes d'absorption, d'émission spontanée et d'émission stimulée. A1
- Figure A.1. 2: Les pertes successives au cours d'un trajet dans la cavité A4
- Figure A.2.1: Les différentes contributions au coefficient électro-optique linéaire A8
- Figure A.2.2: Une vue d'ensemble du montage expérimental des mesures électro-optique utilisé au laboratoire A9
- Figure A.2.3: Le montage optique de Sénarmont et la courbe représentative de la fonction de transfert..... A10

Liste des tableaux

• Tableau 1.1: La section efficace de l'émission stimulée et le temps de désexcitation du niveau laser pour différents milieux actifs.	8
Tableau 1. 2: Les différents paramètres caractérisant un milieu laser.....	14
Tableau 1.3: Les résultats obtenus par plusieurs chercheurs avec un laser YAG : Nd déclenché par l'absorbant YAG : Cr ⁴⁺	20
Tableau 1.4: Des résultats reportés sur les lasers à modes synchronisés	22
Tableau 1. 5: Les résultats reportés de la littérature concernant les lasers déclenchés par effet acousto-optique.....	24
Tableau 1.6: Les résultats obtenus dans le cas de la technique de déclenchement à un polariseur	27
Tableau 1.7: Les résultats obtenus par la méthode d'extraction.....	29
Tableau 1. 8: Les résultats obtenus avec le déclenchement utilisant un polariseur et une lame quart d'onde et pour différents lasers	31
Tableau 1.9 : Le résumé de l'ensemble des facteurs de mérite d'une cellule de Pockels.	43
• Tableau 2.1 : Les différentes configurations électro-optiques utilisées dans ce mémoire.	56
Tableau 2.2: Les échantillons utilisés dans notre étude.....	57
Tableau 2.3. La comparaison entre les fréquences de résonances mesurées et calculées	64
Tableau 2.4: Les valeurs des coefficients électro-optiques mesurées par la méthode statique et la méthode dynamique pour plusieurs échantillons à 633 nm.....	65
Tableau 2.5 : La dispersion en longueur d'onde des coefficients électro-optiques mesurés avec la méthode dynamique à 1 kHz pour les différents cristaux.....	66
• Tableau 3.1 : Les résultats des coefficients électro-optiques, aux temps longs, obtenus avec la réponse électro-optique temporelle, comparés avec ceux obtenus à l'aide des méthodes statique et dynamique à la longueur d'onde 633 nm.	97
Tableau 3.2 : Les résultats des mesures obtenus avec la méthode temporelle aux temps courts comparés à ceux donnés par la littérature à la longueur d'onde 633 nm.....	102
Tableau 3.3 : Le tableau récapitulatif des mesures des coefficients électro-optiques aux temps courts en fonction de la longueur d'onde.	103
• Tableau 4.1. Les indices de réfractions, les domaines de transparence et le seuil d'endommagement optique reportés de la littérature.....	106
Tableau 4.2 : Le rapport du contraste mesuré en présence du cristal et le contraste mesuré en absence du cristal pour les différents cristaux	107
Tableau 4.3. Les tensions demi onde statique et dynamique des différents cristaux à différentes longueurs d'onde et dans différentes configurations.	108
Tableau 4.4: Les valeurs mesurées et reportées des permittivités diélectriques de part et d'autre des résonances acoustiques	109
Tableau 4.5: La conductivité thermique reportée et l'élévation de température due à l'échauffement du cristal calculée	110
Tableau 4.6. Les valeurs du coefficient thermo-optique mesuré au laboratoire et celles reportées de la littérature.	111
Tableau 4.7: Les résultats de la conductivité électrique obtenus au laboratoire comparés à ceux reportés de la littérature.....	112

Tableau 4.8 : Les valeurs de la contribution acoustique au coefficient électro-optique déduite des mesures expérimentales réalisées et des valeurs des coefficients piézo-électriques et photo-élastiques.....	117
Tableau 4.9 : Les différentes caractéristiques d'une cellule de Pockels	118
Tableau 4.10: Les résultats comparatifs des impulsions lasers émises en déclenchement actif utilisant soit une cellule de Pockels à base de LiNbO_3 stœchiométrique soit à base de LiNbO_3 congruent, et celles émises en déclenchement passif à l'aide de l'absorbant saturable.....	131
• Tableau A.3. 1 : Les vitesses acoustiques calculées et celles reportées de la littérature.	A21

ANNEXES

A₁

RAPPEL SUR LE LASER

Dans cet annexe, nous détaillons l'origine des équations utilisées dans le premier chapitre. Ainsi le calcul de base de certains paramètres comme la durée de vie des photons dans la cavité, les pertes des miroirs...est donné.

1 TRANSITIONS ENTRE ETATS D'ENERGIE

Selon la théorie quantique, un atome ou une molécule, ne peut exister qu'avec des états discrets d'énergie (on considère le cas de deux niveaux 1 et 2 , de densité de population N_1 et N_2 et d'énergie E_1 et E_2). Le champ électromagnétique (EM) quant à lui, est composé de photons dont l'énergie E est liée à la fréquence ν du rayonnement par la relation $E = h\nu$. Au cours de son interaction avec ces deux niveaux d'énergie, trois mécanismes peuvent se produire (figure A.1.1).

Si la transition se fait du niveau 1 vers le niveau 2 , le processus s'appelle absorption du photon (figure A.1.1.a). Si maintenant le système se trouve sur le niveau 2 , deux cas se présentent :

L'atome passe spontanément vers le niveau 1 , c'est l'émission spontanée (figure A.1.1.b) ou l'atome interagit avec un photon et redescend vers le niveau 1 en émettant un deuxième photon, réplique exacte du premier, c'est l'émission stimulée (figure A.1.1.c).

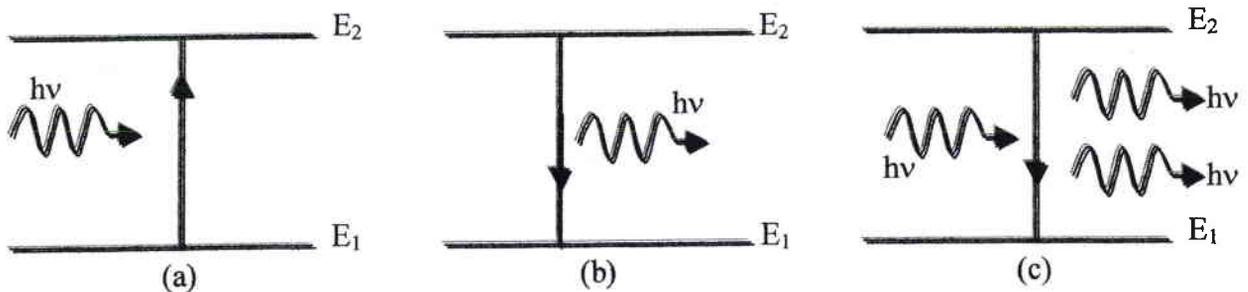


Figure A.1. 1: Schéma d'illustration des trois phénomènes : (a) absorption (b) émission spontanée (c) émission stimulée.

A un instant t , le taux de :

Transition spontanée est donné par l'équation suivante :

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{sp} = -\frac{N_2}{\tau_{sp}} \quad (\text{A.1.1})$$

Le temps caractéristique τ_{sp} correspond à la durée de vie radiative du niveau N_2 .

En réalité, en plus du mécanisme de désexcitation radiative accompagné d'émission du rayonnement, un atome peut se désexciter de différentes façons suivant les caractéristiques du milieu. L'effet global peut être de faciliter le transfert des atomes vers le niveau supérieur de la transition laser, ou, au contraire, de diminuer la durée de vie de ce niveau. Ces mécanismes peuvent également aider à vider le niveau inférieur de la transition.

De façon générale, on décrit l'ensemble de ces différents mécanismes sous la forme d'un temps de vie non radiatif τ_{nr} , qui influe sur le temps de vie d'un niveau sous la forme :

$$\frac{dN_2}{dt} = -N_2 \left(\frac{1}{\tau_{sp}} + \frac{1}{\tau_{nr}} \right) \quad (\text{A.1.2})$$

- Transition induite: de la même manière que précédemment, on peut définir la variation de la population due à l'émission stimulée par l'équation :

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{in} = -W_{21}N_2 = -\sigma_{21}FN_2 \quad (\text{A.1.3})$$

W_{21} est le coefficient d'Einstein correspondant à la transition du niveau 2 vers le niveau 1, F est le flux de l'onde *EM* incidente et σ_{21} la section efficace de la transition du niveau 1 vers le niveau 2.

Absorption : La transition se fait dans le sens inverse tout en dépendant aussi de l'onde *EM* incidente. Son équation caractéristique est :

$$\left(\frac{dN_1}{dt} \right)_{abs} = -W_{12}N_1 = -\sigma_{12}FN_1 \quad (\text{A.1.4})$$

W_{12} est le coefficient d'Einstein correspondant à la transition du niveau 1 vers le niveau 2, F est le flux de l'onde *EM* incidente et σ_{12} la section efficace de la transition du niveau 2 vers le niveau 1.

2 EQUATION D'EVOLUTION _ DETERMINATION DES DIFFERENTS PARAMETRES

Les pertes à l'intérieur de la cavité proviennent de diverses origines, telles les pertes par diffusion résultant d'imperfections de l'ensemble milieu actif et résonateur (diffraction ,

absorption par les inhomogénéité du milieu actif...) qu'on note T_i et les pertes par réflexion au niveau des miroirs constituant la cavité. En effet, soit I_0 l'intensité initiale après un passage dans la cavité de longueur L , cette intensité devient :

$$I = R_1 R_2 (1 - T_i)^2 I_0 \quad (\text{A.1.5})$$

R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion des deux miroirs dans le cas d'une cavité linéaire, T_i représente le reste des pertes par passage à l'intérieur de la cavité.

Après m aller-retour réalisés pendant une durée :

$$\tau_m = 2mL/c \quad (\text{A.1.1})$$

où m est un entier et c la vitesse de la lumière, l'intensité est donc :

$$I(\tau_m) = [R_1 R_2 (1 - T_i)^2]^m I_0 \quad (\text{A.1.2})$$

Puisque le nombre de photons est proportionnel à l'intensité I , en désignant par Φ_0 le nombre de photons initial, le nombre de photons après m aller-retour est donc :

$$\Phi_m(\tau_m) = [R_1 R_2 (1 - T_i)^2]^m \Phi_0 \quad (\text{A.1.3})$$

Posons :

$$\Phi_m(\tau_m) = \Phi_0 \exp\left(-\frac{\tau_m}{\tau_c}\right) \quad (\text{A.1.4})$$

où τ_c est une constante représentant la durée de vie des photons dans la cavité, donnée par :

$$\tau_c = -\frac{2L}{c \ln[R_1 R_2 (1 - T_i)^2]} \quad (\text{A.1.5})$$

On définit les différentes pertes dans la cavité par :

$$\gamma = \ln[R_1 R_2 (1 - T_i)^2] = -\left(\frac{2L}{c\tau_c}\right) \quad (\text{A.1.6})$$

Dans le cas d'une cavité résonante de miroirs de réflectivités $R_1=R_2=R=0,98$ et $T_i \approx 0$, l'équation (A.1.11) devient :

$$\tau_c = \frac{\tau_T}{(-\ln R)} = 49,5\tau_T \quad (\text{A.1.7})$$

où τ_T est le temps de transit d'un photon qui effectue un aller-retour dans la cavité.

On constate que la durée de vie d'un photon dans la cavité est très grande par rapport au temps nécessaire pour effectuer un aller-retour.

Afin de déterminer la caractéristique B de l'émission stimulée, on considère le montage présenté sur la figure A.1.2.

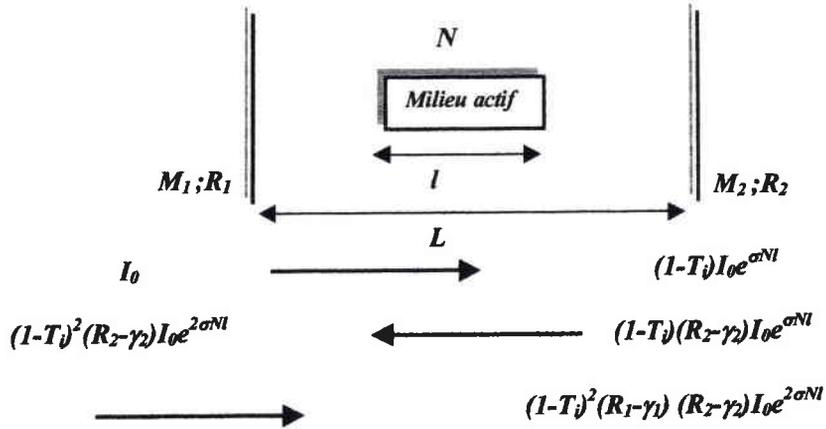


Figure A.1. 2: Pertes successives au cours du trajet dans la cavité

Le gain en intensité après un aller-retour peut s'écrire par :

$$\delta I = \left(e^{2(\sigma N l - \gamma)} - 1 \right) I \quad (\text{A.1.8})$$

où γ représente les pertes totales donnée par l'équation (A.1.11).

Si on suppose que le gain effectif par passage est faible, on approxime (A.1.13) par

$$\delta I = 2(\sigma N l - \gamma) I \quad (\text{A.1.9})$$

et comme le temps d'un aller-retour dans la cavité est $2L/c$, on obtient

$$\frac{\delta I}{dt} = \left(\frac{\sigma c l}{L} N - \frac{\gamma c}{L} \right) I \quad (\text{A.1.10})$$

Puisque le nombre de photon est proportionnel à l'intensité I on déduit l'équation de cinétique suivante :

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\sigma c l}{L} N \Phi - \frac{\gamma c}{L} \Phi \quad (\text{A.1.11})$$

On définit le volume actif du milieu amplificateur V_a et le volume effectif du mode dans la cavité V par :

$$V_a = \frac{\pi w_0^2 l}{4} \quad (\text{A.1.12})$$

$$V = \frac{\pi w_0^2 L}{4} \quad (\text{A.1.13})$$

w_0 est le diamètre effectif du mode considéré.

La relation (A.1.16) devient :

$$\frac{d\Phi}{dt} = V_a B N \Phi - \frac{\Phi}{\tau_c} \quad (\text{A.1.14})$$

avec

$$B = \frac{\sigma c}{V} \quad (\text{A.1.15})$$

B est une constante caractéristique de l'émission stimulée.

A₂

**GENERALITE SUR L'EFFET ELECTRO-
OPTIQUE ET LES METHODES DE
MESURES BASSES FREQUENCES**

Dans cet annexe, nous décrivons l'effet électro-optique (EO) et le principe des méthodes de mesures EO aux temps longs.

1 EFFET ET COEFFICIENTS ELECTRO-OPTIQUES

1-1 GENERALITES

Les propriétés électro-optiques des cristaux peuvent être définies à partir de l'ellipsoïde des indices ou indicatrice :

$$B_{ij}^0 x_i x_j = 1 \quad (\text{A.2. 1})$$

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

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

$$\Delta B_{ij} = B_{ij} - B_{ij}^0 = r_{ij,k} E_k + R_{ij,kl} E_k E_l \quad (\text{A.2. 2})$$

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

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

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

$r_{ij,k}$: coefficient EO linéaire.

$R_{ij,k}$: coefficient EO quadratique.

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

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

Dans les milieux centrosymétriques, seul l'effet quadratique existe. Par contre, dans les milieux non centrosymétriques, il est souvent négligeable devant l'effet EO linéaire.

1-2 DIFFERENTES CONTRIBUTIONS AU COEFFICIENT ELECTRO-OPTIQUE

1. Etat libre : le cristal est libre de se déformer. C'est le cas lorsqu'il n'est pas soumis à des contraintes mécaniques ou lorsque un champ électrique *basses fréquences* lui est appliqué. Il en résulte un effet EO indirect traduit par la variation de la biréfringence causée par l'effet élasto-optique. Ce dernier même est dû à la déformation du réseau cristallin par effet piézo-optique inverse. On notera le coefficient correspondant r^T .

Dans ce cas, les fréquences des champs appliqués sont en dessous des résonances acoustiques de l'échantillon ($f < f_r$) qui peuvent varier de 500 kHz à 10 MHz (dépendant des dimensions, des propriétés élastiques et des modes de vibration de l'échantillon). Ainsi, toutes les contributions à l'effet EO sont présentes à savoir électronique r^e , ionique r^I et acoustique r^a :

$$r^T = r^a + r^I + r^e \quad (\text{A.2. 4})$$

2. Etat contraint: Le cristal ne peut pas se déformer. Ce cas se présente lorsque le cristal est mécaniquement bridé ou lorsque la déformation du réseau cristallin ne peut suivre le champ appliqué. C'est le cas d'un champ électrique à *hautes fréquences*. Il en résulte un effet EO direct dû seulement à l'application de ce champ. On notera le coefficient correspondant r^S .

Ce cas correspond à des fréquences supérieures à celles de résonances des modes acoustiques de l'échantillon ($f > f_r$) seules subsistent les contributions ionique et électronique.

$$r^S = r^I + r^e \quad (\text{A.2. 5})$$

La différence $r^T - r^S$ correspond à la contribution acoustique r^a . Afin d'évaluer r^a , nous allons étudier l'action des effets EO et photo-élastiques ainsi que les déformations engendrés dans le cristal sous l'influence du champ électrique et des contraintes mécaniques.

L'effet photo élastique est défini comme étant la variation des B_{ij} d'une substance sous l'action de déformations mécaniques. Il est présent dans les milieux de symétrie quelconque. Pour les cristaux, cet effet s'écrit sous la forme :

$$\Delta B_{ij} = p_{ij,mn} S_{mn} \quad (\text{A.2. 6})$$

où $p_{ij,mn}$ est le coefficient du tenseur photo élastique et S_{mn} le coefficient du tenseur déformations. Ce dernier s'écrit en fonction du champ électrique et des contraintes mécaniques sous la forme :

$$S_{mn} = d_{mn,k} E_k + s_{mn,kl} T_{kl} \quad (\text{A.2. 7})$$

avec m, n, k et l des indices variant de 1 à 3, $d_{mn,k}$ le coefficient du tenseur piézoélectrique et $s_{mn,kl}$ le coefficient du tenseur des déformations élastiques.

En considérant l'effet EO et photo élastique simultanément, l'équation (A.2.2) devient, en considérant que l'effet linéaire :

$$\Delta B_{ij} = B_{ij} - B_{ij}^0 = r_{ijk}^S E_k + p_{ij,mn} S_{mn} \quad (\text{A.2. 8})$$

Quand le cristal est libre de se déformer, ce qui correspond à $T = 0$, la déformation est, dans ce cas, induite uniquement par l'effet piézo-électrique.

$$S_{mn} = d_{mn,k} E_k \quad (\text{A.2. 9})$$

En injectant la relation (A.2.9) dans (A.2.8) on obtient :

$$\Delta B_{ij} = \left(r_{ij,k}^S + p_{ij,mn} d_{k,mn} \right) E_k \quad (\text{A.2. 10})$$

De cette relation, on en déduit la contribution linéaire en champ électrique E à la valeur de r :

$$r_{ij,k}^T = r_{ij,k}^S + p_{ij,mn} d_{k,mn} \quad (\text{A.2. 11})$$

Par un raisonnement similaire, le coefficient r^S peut être écrit sous la forme :

$$r_{ij,k}^S = r_{ij,k}^I + r_{ij,k}^e \quad (\text{A.2. 12})$$

Le premier terme de l'équation (A.2.12) correspond à la contribution ionique r^I et le second terme correspond à la contribution électronique r^e .

Les différentes contributions sont illustrées dans la figure A.2.1 (supposées de même signe) en fonction de la fréquence.

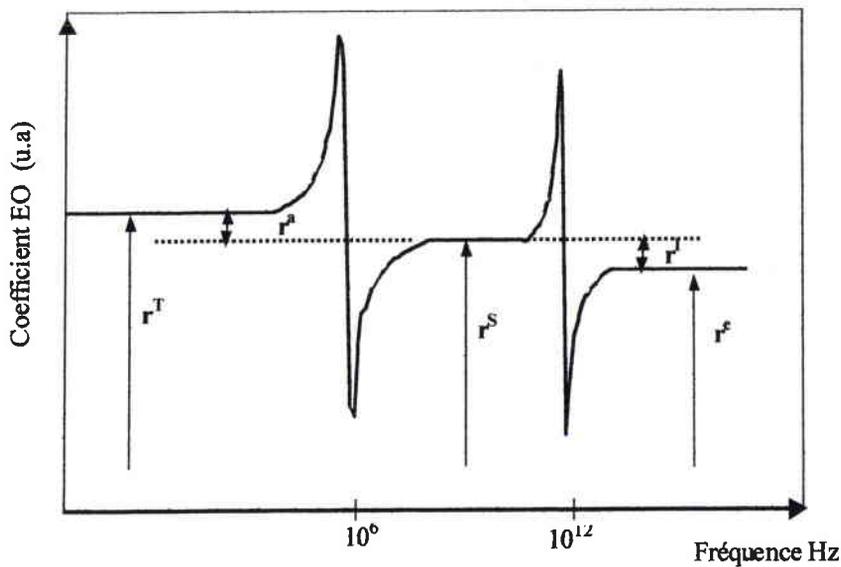


Figure A.2.1: Différentes contributions au coefficient électro-optique linéaire. (Les contributions sont supposées de même signe).

2 METHODES DE MESURES EO BASSES FREQUENCES

2-1 MONTAGE EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental complet comprenant la partie optique (le montage de Sénarmont) et la partie électronique, utilisé au laboratoire est représenté sur la photo suivante.

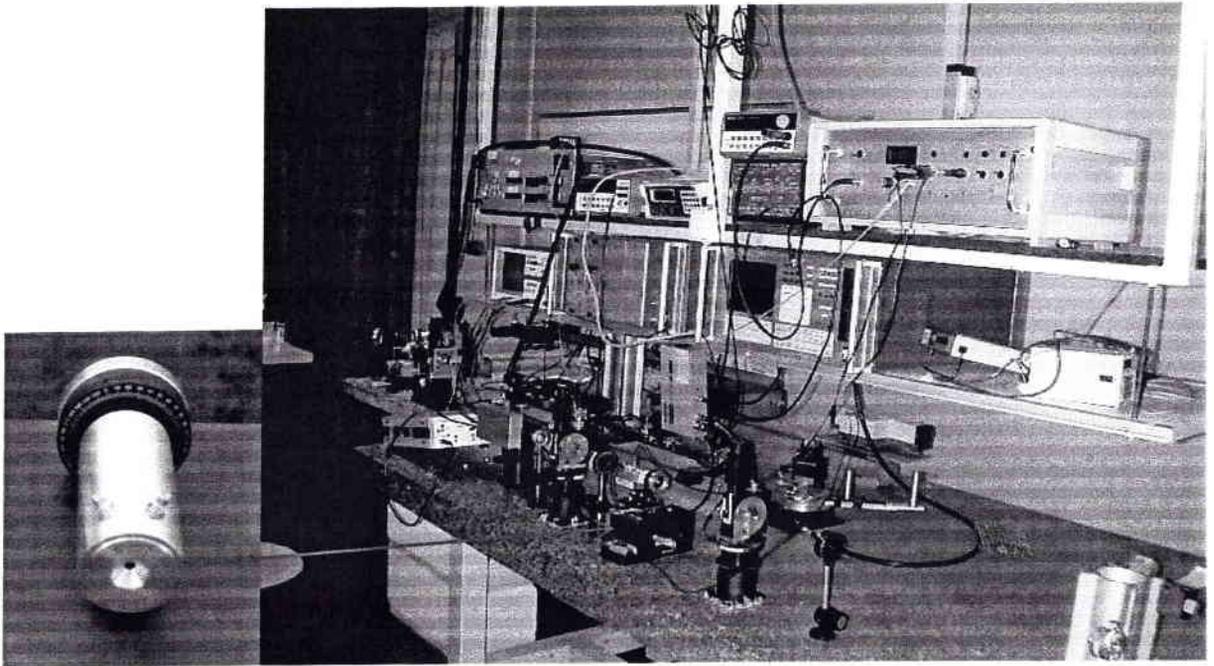


Figure A.2. 2: Vue d'ensemble du montage expérimental des mesures EO utilisé au laboratoire: on distingue le banc optique, la partie alimentation et la partie détection.

Des sources lasers émettant entre 514 et 1321 nm sont disponibles. Les polariseurs en amont et aval du cristal sont pilotés par moteur pas à pas assurant un incrément de $1/100^\circ$. La lame quart d'onde d'ordre 0 est montée sur un support à rotation manuelle.

Le cristal EO quant à lui est inséré dans une cellule (encart) permettant l'application du champ électrique au cristal. Elle est placée sur, un porte-échantillon réalisé au laboratoire, permettant d'optimiser l'alignement du cristal.

Les schémas du montage de Sénarmont et de sa fonction de transfert sont présentés sur la figure suivante.

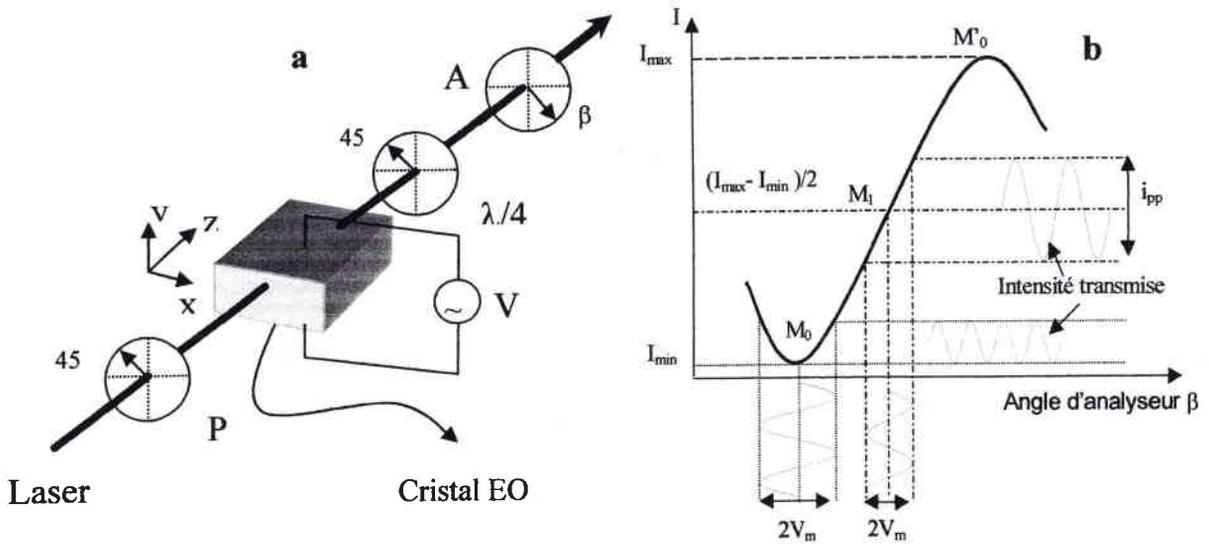


Figure A.2. 3: a) Montage optique de Sénarmont. b) Courbe représentative de la fonction de transfert

Le montage représenté (figure A.2.3.a), est consisté par:

- un polariseur linéaire P_α orienté à un angle 45° des axes de référence (axes du cristal).
- un cristal EO J_0 induisant un retard de phase Γ .
- une lame retard quart d'onde Q_0 orientée à un angle 45°
- un analyseur P_β orienté à un angle β .

L'équation matricielle de Jones caractéristique d'un tel montage s'écrit:

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = P_\beta Q_{\Pi/4} J_0 P_{\Pi/4} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (\text{A.2. 13})$$

où (E_x, E_y) et (E'_x, E'_y) sont respectivement les intensités lumineuses incidentes et transmises

Après développement on obtient la transmittance du montage de Sénarmont :

$$T_r = \frac{\sqrt{E_x'^2 + E_y'^2}}{\sqrt{E_x^2 + E_y^2}} = \frac{1}{2}(1 - \sin(\Gamma - 2\beta)) \quad (\text{A.2. 14})$$

De plus Guilbert [Guilbert, 1998] a montré qu'en pratique cette équation s'écrit par :

$$T_r = \frac{1}{2}(1 - \gamma_c \sin(\Gamma - 2\beta)) \quad (\text{A.2. 15})$$

où $\gamma_c = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ est le contraste.

Sous l'action simultanée d'une tension continue V_{dc} et d'une tension alternative $V_{ac} = V_m \sin(\omega_m t)$, le déphasage induit s'écrit :

$$\Gamma = \Gamma(0) + \Gamma_{dc} + \Gamma_m \sin(\omega_m t) = \Gamma' + \Gamma_m \sin(\omega_m t) \quad (\text{A.2.16})$$

En combinant les équations (A.2.14) et (A.2.16) et après le développement et la transformation des fonctions sinus et cosinus en série de Bessel, on obtient lorsque Γ_m est faible [Aillerie, 1991] :

$$\begin{aligned} T = & \frac{1}{2}(1 - \sin(\Gamma' - 2\beta)) - \frac{1}{2}\Gamma_m \cos(\Gamma' - 2\beta) \sin \omega_m t \\ & - \frac{1}{2} \frac{\Gamma_m^2}{4} \sin(\Gamma' - 2\beta) \cos(2\omega_m t) \end{aligned} \quad (\text{A.2.17})$$

L'équation (A.2.16) montre que la fonction de transfert comprend trois composantes :

- Une composante continue :

$$T_{dc} = \frac{1}{2}(1 - \sin(\Gamma' - 2\beta)) \quad (\text{A.2.18})$$

- Une composante alternative de pulsation ω

$$T_{\omega} = -\frac{1}{2}\Gamma_m \cos(\Gamma' - 2\beta) \sin \omega_m t \quad (\text{A.2.19})$$

- Une composante alternative de pulsation 2ω

$$T_{2\omega} = -\frac{1}{2} \frac{\Gamma_m^2}{4} \sin(\Gamma' - 2\beta) \cos(2\omega_m t) \quad (\text{A.2.20})$$

Par ajustement de l'angle d'analyseur β , on peut choisir le point de fonctionnement correspondant à des valeurs particulières de la transmission donc de l'intensité transmise.

La figure A.2.3.b, décrivant l'équation (A.2.16) montre la courbe représentative de la fonction de transfert T en fonction du déphasage. Deux points de fonctionnement présentent de l'importance pour le choix de la méthode de mesure des coefficients EO. Il s'agit du point de minimum de transmission correspondant au point M_0 et du point M_1 qui correspond à 50 % de l'intensité transmise.

2-2 METHODES DE MESURES EO A BASSE FREQUENCE

2-2-1 Méthode statique : suivi du point de minimum de transmission

La méthode de mesure en statique correspond à la méthode de mesure EO du suivi du point de doublement de fréquence [Aillerie 1988]

En ajustant l'angle d'analyseur à la valeur $\beta = \beta_{2\omega} = \frac{\Gamma'}{2} - \frac{\pi}{4} + k\pi$ avec k entier, on obtient le point de fonctionnement M_0 . Seule la composante à la pulsation $2\omega_m$ subsiste à la sortie du montage, et l'équation (A.2.20) devient

$$T_{2\omega} = -\frac{1}{2} \frac{\Gamma_m^2}{4} \cos(2\omega_m t) \quad (\text{A.2. 21})$$

L'application d'une tension continue V_{dc} à l'échantillon induit un déplacement du point de fonctionnement M_0 . La rotation de l'analyseur d'un angle $\Delta\beta_{2\omega}$ permet de revenir au point de fonctionnement initial. La variation de l'analyseur $\Delta\beta_{2\omega}$ correspondant à la tension V_{dc} appliquée permet de calculer le coefficient EO r_{eff} selon :

$$r_{eff} = 2A \frac{\beta_{2\omega}(V_{dc}) - \beta_{2\omega}(0)}{V_{dc}} = 2A \frac{\Delta\beta_{2\omega}(V_{dc})}{V_{dc}} \quad (\text{A.2. 22})$$

A est caractéristique du matériau et s'écrit :

$$A = \frac{\lambda d}{n\pi L} \quad (\text{A.2. 23})$$

où L et d sont les dimensions du cristal respectivement le long du faisceau laser et du champ électrique appliqué au cristal.

Notons en plus que dans un matériaux thermo-optique (TO), pour une tension V_{dc} constante, une variation ΔT_p de la température de l'échantillon entraîne également un déplacement du point de fonctionnement M_0 que l'on peut de la même manière compenser par rotation de l'analyseur. Cette compensation s'exprime par :

$$\Delta\beta_{2\omega}(\Delta T_p) = \beta_{2\omega}(T_{p2}) - \beta_{2\omega}(T_{p1}) = \frac{\Gamma(\Delta T_p)}{2} = \frac{\pi L}{\lambda} \frac{d\Delta n}{dT_p} \Delta T_p \quad (\text{A.2. 24})$$

Lorsque V_{dc} est nulle, le coefficient TO est donné par :

$$\frac{d\Delta n}{dT} = \frac{\lambda}{\pi L} \frac{\Delta\beta(\Delta T)}{\Delta T} \quad (\text{A.2. 25})$$

2-2-2 Méthode de mesure des coefficients EO en dynamique

Pour faire des mesures en dynamique et étudier le comportement des coefficients EO en fonction de la fréquence de la tension appliquée, on choisit le point de fonctionnement M_1 sur la courbe de la fonction de transfert (zone linéaire). Ceci correspond à un ajustement de l'angle de l'analyseur à une valeur $\beta = \frac{\Gamma'}{2} + k \frac{\pi}{2}$ où k est un entier naturel non nul. L'équation devient :

$$T = T_{\omega} = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \Gamma_m \sin(\omega_m t) \quad (\text{A.2. 26})$$

Le facteur de modulation au point M_1 s'écrit :

$$m(\omega) = \frac{i_{pp}(\omega)}{I_{\max} - I_{\min}} = \sin^2\left(\frac{\Gamma_m}{2}\right) \quad (\text{A.2. 27})$$

Le coefficient EO s'exprime par :

$$r(\omega) = 2A \frac{m(\omega)}{V_{pp}(\omega)} = 2A \frac{1}{I_{\max} - I_{\min}} \frac{i_{pp}(\omega)}{V_{pp}(\omega)} \quad (\text{A.2.1})$$

On voit donc que la mesure de l'amplitude de modulation i_{pp} en fonction de la pulsation ω permet d'obtenir la dépendance du coefficient EO en fonction de la fréquence de modulation

A₃

**EFFET ELECTRO-OPTIQUE DANS LA
CLASSE DE SYMETRIE 3m**

Cet annexe sera consacré à l'effet EO dans le groupe de symétrie 3m. Nous prenons comme exemple le LiNbO_3 .

1 EFFET EO DANS LE GROUPE 3m

A température ambiante, dans le groupe ponctuel 3m auquel appartenant les cristaux LiNbO_3 , LiTaO_3 , et BBO, les propriétés EO linéaires peuvent être décrites par le tenseur EO de rang 3 [Nye, 1957]

$$r = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ r_{61} = -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.3.1})$$

Les deux indices de réfraction indépendants sont n_o l'indice de réfraction ordinaire et n_e l'indice de réfraction extraordinaire.

Ainsi l'équation de l'ellipsoïde des indices, en présence d'un champ électrique $\vec{E}(E_1, E_2, E_3)$ peut s'écrire :

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_2 + r_{13}E_3\right)X_1^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_2 + r_{13}E_3\right)X_2^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{13}E_3\right)X_3^2 + \\ & 2r_{51}E_2X_2X_3 + 2r_{51}E_1X_1X_3 + 2r_{61}E_1X_1X_2 = 1 \end{aligned} \quad (\text{A.3.2})$$

Les directions du champ électrique appliqué et de propagation de l'onde lumineuse définissent le ou les coefficients EO à mesurer. Nous allons étudier trois configurations particulières.

1-1 PROPAGATION SUIVANT X_3 (AXE OPTIQUE) ET CHAMP APPLIQUE SUIVANT X_1 (E_1)

Cette configuration correspond à la configuration transverse et l'équation de l'ellipse s'écrit:

$$\frac{1}{n_o^2}X_1^2 + \frac{1}{n_o^2}X_2^2 - 2r_{61}E_1X_1X_2 = 1 \quad (\text{A.3.3})$$

Nous sommes en présence d'un terme croisé. Pour rendre cette équation diagonale, il faut une rotation de l'ellipsoïde d'un angle $\frac{\pi}{4}$. La contribution EO à la biréfringence du cristal s'écrit:

$$\Delta n_{12}(E) = -n_0^2 r_{61} E_1 \quad (\text{A.3.4})$$

Le retard de phase induit par le champ est:

$$\Gamma_{12}(E) = -\frac{2\pi l}{\lambda} n_0^2 r_{61} E_1 \quad (\text{A.3.5})$$

On remarque que dans cette configuration, le déphasage induit par le champ électrique fait intervenir un coefficient EO effectif égale à $2 r_{61}$.

1-2 PROPAGATION SUIVANT X_3 (AXE OPTIQUE) ET CHAMP APPLIQUE SUIVANT X_2 (E_2)

L'effet EO dans cette configuration est le même que dans la configuration précédente.

Le retard de phase induit par le champ est:

$$\Gamma_{12}(E) = -\frac{2\pi l}{\lambda} n_0^2 r_{22} E_2 \quad (\text{A.4.6})$$

Le coefficient mis en jeu est r_{22} .

1-3 PROPAGATION SUIVANT X_1 ET CHAMP APPLIQUE SUIVANT X_3 (E_3)

Dans cette configuration, l'ellipsoïde des indices s'écrit :

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + r_{13} E_3\right) X_2^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_3\right) X_3^2 \quad (\text{A.3.7})$$

$$\text{En posant} \begin{cases} \frac{1}{n_2^2} = \frac{1}{n_0^2} + r_{13} E_3 = \frac{1}{n_0^2} (1 + n_0^2 r_{13} E_3) \\ \frac{1}{n_3^2} = \frac{1}{n_e^2} + r_{33} E_3 = \frac{1}{n_e^2} (1 + n_e^2 r_{33} E_3) \end{cases} \quad (\text{A.3.8})$$

où n_2 et n_3 sont les indices de réfractions selon les directions des axes principaux x_2 et x_3 respectivement.

En première approximation, du fait de l'ordre de grandeur des coefficients EO (10^{-12} mV^{-1}), ces équations peuvent s'écrire sous la forme :

$$\begin{cases} n_2 = n_0 \left(1 - \frac{1}{2} n_0^2 r_{13} E_3\right) \\ n_3 = n_e \left(1 - \frac{1}{2} n_e^2 r_{33} E_3\right) \end{cases} \quad (\text{A.3.9})$$

La biréfringence induite est alors :

$$\Delta n_{23} = (n_3 - n_2) = (n_e - n_0) - \frac{1}{2} n_e^3 r_c E_3 = \Delta n_{23}(0) + \Delta n_{23}(E) \quad (\text{A.3.10})$$

où $\Delta n_{23}(0)$ est la biréfringence naturelle, $\Delta n_{23}(E)$ la biréfringence induite par le champ et r_c , le coefficient EO effectif défini par :

$$r_c = r_{33} - \left(\frac{n_0}{n_e}\right)^3 r_{13} \quad (\text{A.3.11})$$

Dans cette configuration le déphasage Γ_{23} induit dans le cristal s'exprime en fonction de la biréfringence par :

$$\Gamma_{23} = \frac{2\pi}{\lambda} L \Delta n_{23} \quad (\text{A.3.12})$$

Des relations (A.3.10) et (A.3.11), on en déduit la contribution EO au déphasage induit par le cristal :

$$\Gamma_{23}(E) = -\frac{\pi}{\lambda} L n_e^3 r_c E_3 \quad (\text{A.3.13})$$

2 DIFFERENTES CONTRIBUTIONS AUX COEFFICIENTS EO

Dans ce paragraphe, nous calculons les différentes contributions aux coefficients r_{22} , r_{61} et r_c à savoir les contributions acoustique, ionique et électronique.

2-1 CONTRIBUTIONS ELASTO-OPTIQUES (ACOUSTIQUES)

Les coefficient E/O du cristal libre r^T et sous contrainte r^s sont reliés par :

$$r_{ij,k}^T = r_{ij,k}^s + \sum_{n,m} p_{ij,nm} d_{k,nm} \quad (\text{A.3.14})$$

On rappelle que $p_{ij,nm}$ et $d_{k,nm}$ sont respectivement les élément des tenseurs photo-élastique et piézo-électrique.

Ces tenseurs, pour la symétrie $3m$, ont les formes [Yariv, 1984] suivantes :

$$\tilde{p} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & \cdot & \cdot \\ p_{12} & p_{11} & p_{13} & -p_{14} & \cdot & \cdot \\ p_{13} & p_{13} & p_{33} & \cdot & \cdot & \cdot \\ p_{41} & -p_{41} & \cdot & p_{44} & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & p_{44} & p_{41} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & p_{14} & p_{66} = \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12}) \end{pmatrix} \quad (\text{A.3.15})$$

$$\tilde{d} = \begin{pmatrix} \cdot & -d_{22} & d_{31} \\ \cdot & d_{22} & d_{31} \\ \cdot & \cdot & d_{33} \\ \cdot & d_{15} & \cdot \\ d_{15} & \cdot & \cdot \\ -2d_{22} & \cdot & \cdot \end{pmatrix}, \quad \text{et } \tilde{r} = \begin{pmatrix} \cdot & -r_{22} & r_{13} \\ \cdot & r_{22} & r_{13} \\ \cdot & \cdot & r_{33} \\ \cdot & r_{51} & \cdot \\ r_{51} & \cdot & \cdot \\ -r_{22} & \cdot & \cdot \end{pmatrix} \quad (\text{A.3.16})$$

2-1-1 Contribution acoustique à r_{61}

En utilisant la relation (A.2.11), dans le cas où le champ électrique est suivant l'axe x_1 , on obtient :

$$r_{61}^T = r_{61}^s + \sum_{m,n} p_{6,mn} d_{1,mn} \quad (\text{A.3.17})$$

d'où

$$r_{61}^a = p_{14}d_{15} + (p_{12} - p_{11})d_{22} \quad (\text{A.3.18})$$

2-1-2 Contribution acoustique à r_{22} :

D'après la symétrie tensorielle elle s'écrit alors :

$$\begin{aligned} r_{22}^a &= (p_{11} - p_{12})d_{22} - p_{14}d_{15} \\ &= r_{61}^a \end{aligned} \quad (\text{A.3.19})$$

2-1-3 Contribution acoustique à r_c :

Elle est donnée par la combinaison des différentes contributions élasto-optiques aux coefficients r_{13} et r_{33} :

$$\begin{cases} r_{13}^a = (p_{11} + p_{12})d_{13} + p_{13}d_{33} \\ r_{13}^a = 2p_{31}d_{13} + p_{33}d_{33} \end{cases} \quad (\text{A.3.20})$$

2-2 CONTRIBUTION ELECTRONIQUE AUX COEFFICIENTS r_{22} , r_{61} et r_c

Pour évaluer la contribution électronique à r_{22} , on considère la relation simplifiée qui relie les coefficients de génération de second harmonique $d_{k,ij}^{2\omega}$ aux coefficients EO hautes fréquences $r_{ij,k}^e$ [Wemple, 1972]:

$$r_{ij,k}^e = -\frac{4}{n_i^2 n_j^2} d_{k,ij}^{2\omega} \quad (\text{A.3.21})$$

Les contributions électroniques aux différents coefficients E/O sont donnée par

$$r_{22}^e = -\frac{4}{n_o^4} d_{22}^{2\omega} \quad (\text{A.3.22})$$

$$r_{61}^e = -\frac{4}{n_o^4} d_{61}^{2\omega} \quad (\text{A.3.23})$$

$$r_c^e = \left(-\frac{4}{n_o^4} d_{33}^{2\omega} \right) - \left(\frac{n_o}{n_e} \right)^3 \left(-\frac{4}{n_o^4} d_{31}^{2\omega} \right) \quad (\text{A.3.24})$$

2-3 CAS DU LiNbO_3

A l'aide des valeurs données ci-dessous, nous avons calculé les contributions acoustiques du cristal de LiNbO_3 dans les différentes configurations

$d_{22} = 21 \text{ pm/V}$ et $d_{15} = 68 \text{ pm/V}$ données par [Kiselev, 1973],

$p_{11} = -0.026$, $p_{12} = 0.09$ et $p_{14} = -0.075$ données par [Avakyants, 1976] et al ou

$p_{11} = -0.02$, $p_{12} = 0.08$ et $p_{14} = -0.08$ données par [Coquin, 1971]

$p_{13} = 0,013$, $p_{33} = 0,07$, $p_{31} = 0,071$ [Jazbinsek, 2002]

$d_{33} = 6 \text{ pm/V}$, $d_{13} = -1 \text{ pm/V}$

On trouve alors que la contributions piézooptiques à r_{22} est 2.6 pm/V ou 3.34 pm/V selon les valeurs des constantes utilisées (de même pour celle à et r_{61}), et la contribution piézo optique à $r_c = 0,4 \text{ pm/V}$.

Nous remarquons que les contributions acoustiques à r_{61} et à r_{22} (électromécanique) représentent 40 à 50 % de la valeur de ces coefficients. En revanche, elle représente moins de 2 % de la valeur du coefficient r_c .

Afin de déterminer la contribution électronique, nous avons utilisé les valeurs des coefficients $d_{k,ij}^{2\omega}$ trouvées dans la littérature :

$$d_{22}^{2\omega} = 2,1 \text{ pm/V}, d_{61}^{2\omega} = 2,1 \text{ pm/V}, [\text{Kozlovsky}, 1988].$$

$$d_{33}^{2\omega} = 40,68 \text{ pm/V}, d_{31}^{2\omega} = 5,82, [\text{Miller}, 1971].$$

L'évaluation de cette contribution donne $r_{22}^e = 0,36 \text{ pm/V}$, $r_{61}^e = 0,36 \text{ pm/V}$ et $r_c^e = 5 \text{ pm/V}$.

Cette contribution reste négligeable devant la contribution électromécanique dans le cas de r_{22} et r_{61} mais très importante dans le cas de r_c .

Des contributions acoustique et électronique calculée, nous déduisons donc la contribution ionique du réseau:

$$r_{61}^I = 3,24 \text{ pm/V}; r_{22}^I = 3,44 \text{ pm/V}; r_c^I = 14,7 \text{ pm/V}$$

Ces valeurs, comparées à celles des contributions acoustique et électroniques du réseau, montrent que la contribution au coefficient EO r_{22} et r_{61} est principalement d'origines ionique et électromécanique, au contraire à la contribution EO r_c où elle est principalement d'origines ioniques et électroniques.

3 CALCUL DE DETERMINATION DES FREQUENCES DE RESONANCES ACOUSTIQUES :

Nous avons déterminé, les différents modes pouvant se propager dans un cristal de LiNbO_3 , en utilisant l'équation (A.2.9) :

- Les termes diagonaux représentent les modes de déformations directs, ce sont les modes longitudinaux :

$$\begin{cases} S_1 = d_{11}E_1 + d_{21}E_2 + d_{31}E_3 \\ S_2 = d_{12}E_1 + d_{22}E_2 + d_{32}E_3 \\ S_3 = d_{13}E_1 + d_{23}E_2 + d_{33}E_3 \end{cases} \quad (\text{A.3.26})$$

- Les termes croisés représentent les modes de cisaillements, ce sont les modes transversaux :

$$\begin{cases} S_4 = d_{14}E_1 + d_{24}E_2 + d_{34}E_3 \\ S_5 = d_{15}E_1 + d_{25}E_2 + d_{35}E_3 \\ S_6 = d_{16}E_1 + d_{26}E_2 + d_{36}E_3 \end{cases} \quad (\text{A.3.27})$$

Nous avons ainsi calculé ces éléments selon les directions des champs appliqués :

- **Champ appliqué suivant l'axe X**

Selon la symétrie du groupe 3m:

$$\begin{cases} S_1 = S_2 = S_3 = S_4 = 0 \\ S_5 = d_{15}E_1 \\ S_6 = d_{16}E_1 = -2d_{22}E_1 \end{cases} \quad (\text{A.3.28})$$

Ceci montre que dans ce cas nous avons que des modes de cisaillements dans les plans (XY) et (XZ). Les ondes ayant la possibilité de se propager sont [Royer, 1996] :

Deux ondes transversales suivant la direction X de vitesses : V_{1x} et V_{2x}

Une onde transversale suivant Y de vitesse V_{1y}

Une onde quasi-transversale suivant Y de vitesse V_{2y}

Une onde transversale suivant Z de vitesse V_{1z}

Une onde quasi-transversale suivant Z de vitesse V_{2z}

- **Champ appliqué suivant l'axe Y**

De même, selon la symétrie du groupe 3m:

$$\begin{cases} S_1 = d_{21}E_2 = -d_{22}E_2 \\ S_2 = d_{22}E_2 \\ S_4 = d_{24}E_2 = d_{15}E_2 \\ S_3 = S_5 = S_6 = 0 \end{cases} \quad (\text{A.3.29})$$

La première et la deuxième équation traduisent respectivement des vibrations suivant X et Y. Ces vibrations, engendrées par le coefficient d_{22} , se produisent dans deux sens opposés. La troisième équation, quant à elle, traduit un mouvement de cisaillement dans le plan (XZ).

Les ondes ayant la possibilité de se propager sont :

Une onde longitudinale suivant X de vitesse V_{3x}

Une onde quasi longitudinale suivant Y de vitesse V_{3y}

Deux ondes transversales suivant la direction Y de vitesses : V_{1y} et V_{2y} .

- **Champ appliqué suivant l'axe Z**

De même, selon la symétrie du groupe 3m:

$$\begin{cases} S_1 = d_{31}E_3 \\ S_2 = d_{32}E_3 = d_{31}E_3 \\ S_3 = d_{33}E_3 \\ S_4 = S_5 = S_6 = 0 \end{cases} \quad (\text{A.3.31})$$

Que des modes directs existent : on a des vibrations suivant les trois directions X , Y , et Z

Les ondes ayant la possibilité de se propager sont :

Une onde longitudinale suivant X de vitesse V_{3x}

Une onde longitudinale suivant Y de vitesse V_{3y}

Une onde quasi longitudinale suivant Z de vitesse V_{3z}

A l'aide de cette étude, nous pouvons donc prévoir la et/ou les fréquences de résonances acoustiques pouvant se manifester dans un cristal de symétrie 3m. Ces prévisions ne sont pas trop précises car il est difficile de déterminer la distance parcourue par une onde quasi-transversale ou quasi-longitudinale.

Dans le tableau suivant, nous reportons les vitesses calculées comparées à celles reportées de la littérature par Jazbinsek et *al* [Jazbinsek, 2002] dans le cas de LiNbO_3 .

<i>Vitesse mis en jeu</i>	<i>Calculée (m/s)</i>	<i>reportée de la littérature (m/s)</i>
V_{1x}	4100	4059
V_{2x}	3451	
V_{3x}	6570	6544
V_{1y}	3994	3961
V_{2y}	3558	
V_{3y}	6580	6880
V_{1z}	3572	3590
V_{2z}	3573	3590
V_{3z}	7300	7320

Tableau A.3. 1 : Vitesses acoustiques calculées et celles reportées de la littérature.

RESUME

La modification de la polarisation d'une onde lumineuse par application d'un champ électrique sur le matériau qu'elle traverse (effet électro-optique (EO)), présente un intérêt certain pour la réalisation de laser impulsif (déclenchement par cellule de Pockels).

Aussi, les matériaux utilisés dans les cellules de Pockels doivent être caractérisés d'une manière très précise afin d'optimiser le dispositif. Parmi ces matériaux, le LiNbO_3 stoechiométrique semble répondre aux exigences d'un tel dispositif.

Dans ce mémoire, nous avons établi, dans un premier temps, le cahier des charges d'une cellule de Pockels. Nous avons ainsi défini un ensemble de facteurs de mérite qui dépendent de plusieurs paramètres physiques : propriétés électro-optique, diélectrique, conductivité thermique et électrique...

Dans un second temps, nous avons mis au point une technique de caractérisation EO basée sur la réponse temporelle du matériau à des échelons de tensions permettant l'obtention des différentes contributions (acoustique et ionique). Nous avons ensuite déterminé les différents facteurs de mérite pour plusieurs cristaux susceptibles d'intégrer une cellule de Pockels: LiNbO_3 dans les deux compositions congruente et stoechiométrique, LiTaO_3 , KTP et BBO. L'ensemble de cette étude a mis en évidence l'avantage d'utiliser un cristal de LiNbO_3 stoechiométrique dans une cellule de Pockels.

Afin de valider cette étude, nous avons testé un laser YAG : Nd, à la longueur d'onde 1064 nm pompé à l'aide de diodes laser, déclenché par un cristal de LiNbO_3 stoechiométrique. Les résultats obtenus, comparés à ceux obtenus en utilisant de LiNbO_3 congruent, confirment le choix de la composition stoechiométrique.

MOTS CLES

Optoélectronique, Effet électro-optique, Réponses temporelle et fréquentielle, Déclenchement EO, Cellule de Pockels, Effet piézo-électrique, Résonances acoustiques, Effet thermique, LiNbO_3 congruent et stoechiométrique, LiTaO_3 KTP, BBO...

ABSTRACT

The fact that the polarization of a light-beam impinging on electro-optic (EO) material could be changed by the application of an electric field onto this material is of great interest for the achievement of high power laser pulse (EO Q-switching)

Thus the materials used in the Pockels cells must be characterised with high accuracy in order to optimise the device. Among these materials, stoichiometric LiNbO_3 could satisfy the requirements of this kind of device.

In this manuscript, we first define all this requirements that have to be satisfied by a crystal which would be used in a Pockels cell. We thus defined a set of figures of merit which characterise the cell and which depend on several physical or functional parameters: electro-optic and dielectric properties, electrical and thermal conductivity...

In a second step, we present a new technique for the EO characterization of crystals, based on the time response of material to a step voltage allowing to obtain the different contributions (acoustic and ionic) to the EO response.

Using this new technique and other equipments we have determined the various figures of merit for several crystal that are or could be used in a Pockels cell: congruent and stoichiometric LiNbO_3 , LiTaO_3 , KTP and BBO. The obtained results showed the large interest of stoichiometric LiNbO_3 compared to the other crystals for its use in Pockels cell.

In order to validate this study, we have tested a laser diode pumped YAG: Nd cavity, in Q switch operation using stoichiometric LiNbO_3 crystals. The results, compared with those obtained with congruent LiNbO_3 crystal, confirm the choice of the stoichiometric composition for Q switching application.

KENWORDS

Optoelectronic, Electro-optic effect, Time and frequency responses, EO Q-switch, Pockels cell, Piezo-electric effect, Acoustic resonances, Thermal effect, Congruent and Stoichiometric LiNbO_3 crystals, LiTaO_3 , KTP, BBO...