Caractérisation du matériau Nd : Lu : CaF2 pour l'amplification laser à 1053 nm

Diane Stoffel

▶ **To cite this version:**

Diane Stoffel. Caractérisation du matériau Nd : Lu : CaF2 pour l'amplification laser à 1053 nm. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Bordeaux, 2019. Français. NNT : 2019BORD0039 . tel-02137530

HAL Id: tel-02137530

https://theses.hal.science/tel-02137530

Submitted on 23 May 2019

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

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

THÈSE PRÉSENTÉE

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE :

« Sciences physiques et de l'ingénieur »

SPÉCIALITÉ : Laser, matière et nanosciences

Par **Diane STOFFEL**

Caractérisation du matériau Nd :Lu :CaF_2 pour l'amplification laser à 1053 nm

Sous la direction de Sébastien MONTANT et Philippe BALCOU

Soutenue le 20 Mars 2019

Membres du Jury :

VALLET Marc	Professeur	FOTON	Président
SEGONDS Patricia	Professeur	Institut NÉEL	Rapporteur
BRAUD Alain	Maître de conférences	Université de Caen	Rapporteur
MONTANT Sébastien	Ingénieur chercheur	CEA CESTA	Encadrant
BALCOU Philippe	Directeur de recherches	CELIA	Encadrant
DELAGNES Jean-Christophe	Maître de conférences	CELIA	

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au Centre CESTA du Commissariat à l'Énergie atomique (CEA), Direction des Applications Militaires (DAM). Je tiens à remercier en premier lieu Messieurs B. Capbern (chef du Département Lasers de Puissance), F. Gault (chef du Service de Technologie des Lasers de Puissance) et J-N Barnier (chef du Laboratoire des Technologies Laser) pour m'avoir accueillie dans leur département, service et laboratoire durant ces trois années.

J'adresse également mes remerciements sincères à tous les membres du jury, dont les rapporteurs Madame P. Segonds et Monsieur A. Braud, qui m'ont fait l'honneur de s'intéresser à mes travaux de thèse. Merci à Messieurs M. Vallet et J-C Delagnes pour leur lecture en profondeur du manuscrit ainsi que l'intérêt porté à mes travaux.

Je tiens à remercier particulièrement mes deux directeurs de thèse Sébastien Montant du CEA CESTA et Philippe Balcou du laboratoire CELIA pour la qualité de leur suivi, leur disponibilité et leur soutien tout au long de mes recherches. Un grand merci à toi Philippe pour ton écoute et tes encouragements qui m'ont permis de surmonter les nombreuses difficultés.

Je remercie toutes les personnes du Centre CESTA avec lesquelles j'ai collaboré, en particulier C. Rouyer pour ses échanges techniques précieux, J. Luce pour ses explications pédagogiques, S. Verdelet et M. Duc pour leur aide technique en mécanique, O. Hartmann pour la partie expérimentale, L. Lacampagne, C. Bouquet et E. Bordenave pour leur aide en simulation numérique. Merci D. Penninckx pour son suivi et son professionnalisme. Merci enfin à l'ensemble des personnes du Laboratoire Technologie Laser pour vos échanges et votre bonne humeur. Merci à F. Scol pour son partage d'expérience de doctorant, merci à M. Bodere pour son aide et sa patience en tant que collègue de bureau et enfin un grand merci aux « post-docs », L. Fouché, E. Boursier et M. Chanal, pour avoir toujours « veillé au grain », pour vos précieux conseils, votre écoute, votre aide et votre soutien.

Je remercie l'ensemble des personnes du laboratoire du CELIA pour leur générosité et le temps accordé. Un grand merci à J-C Delagnes pour ses échanges très formateurs et ses cours du soir improvisés, merci à C. Féral pour la prise en main du logiciel de simulation et merci à D. Descamps pour son partage de connaissance sur les matériaux cristallins.

Avant de débuter ma thèse au CEA CESTA, j'ai passé six mois dans le laboratoire du CIMAP à Caen, laboratoire qui m'a très chaleureusement accueillie. Merci tout d'abord à P. Camy de m'avoir accueillie dans son laboratoire. Merci infiniment à J-L Doualan pour les heures passées en laboratoire, sa pédagogie et sa grande disponibilité. Merci à A. Braud pour avoir répondu à mes nombreuses questions et m'avoir permise de commencer ma thèse avec le bagage nécessaire. Merci à S. Normani pour le temps précieux qu'il m'a consacré durant sa thèse et pour m'avoir fait découvrir le monde de la spectroscopie. Merci à G. Brasse et A. Benayad pour leurs échanges instructifs et enfin, un très grand merci à V. Ménard pour

m’avoir immergé dans le monde fabuleux des cristaux, pour nos nombreuses discussions passionnantes et pour son soutien permanant durant cette thèse.

Au cours de ces trois années de thèse, j’ai pu rencontrer des personnes formidables que je tiens vivement à remercier. S. Chardavoine, O. Hartmann, C. Barret, Y. Modin, C. Bouquet, R. Ferbos, E. Beziat, M. Chanaux, R. Turmeau, T. Bart, J. Dubois, Y. Livet, B. Desmond,… et j’en oublie je m’en excuse. Vous avez été ma bulle d’air pendant ces trois ans, merci pour tous ces fous rires, ces moments inoubliables en Italie, à Clisson, sur le sable, autour d’un verre, au bureau. J’espère de tout cœur rencontrer par la suite des collègues aussi vivants et sincères que vous.

Je remercie profondément ma famille, ma mère pour m’avoir toujours donné la possibilité de me réaliser et de concrétiser mes objectifs les plus fous, mon frère pour sa bienveillance, ses conseils avisés, son soutien constant, son petit grain de folie et les innombrables soirées guitare et Tomb Raider. Merci à ma belle-sœur pour sa douceur, son écoute et pour le plus beau cadeau qu’il m’ait était donné d’avoir, un petit neveu qui est pour sur le plus beau du monde.

Enfin je remercie mon compagnon qui a su transformer le simple quotidien en un véritable conte de fée. Merci pour tout Vincent.

Table des matières

TABLE DES MATIERES 1

INTRODUCTION 5

I. PHENOMENES MULTIPHYSIQUES DANS LES MATERIAUX LASER DOPES NEODYME 13

1 Matériaux utilisés et spectroscopie de l'ion Néodyme 14
1.1 L'ion Néodyme libre 14
1.2 Effets spectroscopiques de la matrice hôte sur l'ion Nd. 17
1.3 Intérêt du codopage avec le Lutécium dans le Nd :CaF_2 18
1.4 Phénomènes parasites d'up-conversion dans les matériaux dopés Nd 22
1.5 Spectre d'absorption et d'émission de l'ion Nd^{3+} 23
1.6 Saturation d'absorption 27
1.7 Pousse cristalline des échantillons de Nd :Lu :CaF_2 28

2 Optique linéaire anisotrope 30
2.1 Définition des champs d'étude 30
2.2 Propagation d'une onde plane dans un milieu linéaire anisotrope et équation aux indices 33
2.3 Directions propres de polarisation 33
2.4 Représentations graphiques de l'équation aux indices. 34

3 Effets thermiques dans un matériau laser dopé Néodyme 41
3.1 Phénomènes responsables de la charge thermique dans les matériaux laser dopés Néodyme 41
3.2 Calcul du ratio thermique dans le cas du LG760 et du Nd :Lu :CaF_2 44
3.3 Equation de la chaleur et formalisme analytique du pompage transverse inhomogène mono-coup 47
3.4 Relaxation des modes thermiques 49

4 Mécanique des solides continus pour l'étude des contraintes induites par pompage 55
4.1 Formalisme général 55
4.2 Equation de Hooke 57
4.3 Conditions initiales et conditions aux limites 59
4.4 Calcul de la contrainte limite de fracture des matériaux Nd :Lu :CaF_2 et LG760 60

5 Biréfringence induite par contraintes thermomécaniques 62
5.1 Repère cartésien et plan d'observation de la biréfringence induite 62
5.2 Formalisme général de la biréfringence induite 62
5.3 Distinction entre les axes propres de biréfringence et de contrainte 67
5.4 Critère du ratio d'anisotropie ξ 68

6 Conclusion 70

II. MESURES POLARIMETRIQUES POUR UNE RESOLUTION SPATIALE ET TEMPORELLE DE LA BIREFRINGENCE INDUITE. 71

1 Historique de la mesure et définition de la polarimétrie 72

2 Principe de la mesure 74

3 Montage expérimental 77
3.1 Dispositif de pompage par diode laser 77
3.2 Dispositif polarimétrique pour la mesure de biréfringence 80

4 Hypothèses de mesure : absence de double réfraction 82

5 Choix des temps de mesure post-impulsion 84

6 Méthode algébrique de reconstruction de la biréfringence induite 85
6.1 Formalisme de la méthode 85
6.2 Application à la reconstruction de la biréfringence induite 86

7 Mesure de la biréfringence intrinsèque et totale des échantillons 89
7.1 Mesure de la biréfringence intrinsèque et totale : Cas du LG760. 89
7.2 Mesure de la biréfringence intrinsèque et totale : Cas du Nd:Lu:CaF_2 95

8 Reconstruction de la biréfringence induite. 101
8.1 Reconstruction de la biréfringence induite dans le LG760 101
8.2 Reconstruction de la biréfringence induite dans Nd :Lu :CaF_2 103
8.3 Comportement de l'angle propre de biréfringence dans le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 106

9 Comparaison de la biréfringence induite entre le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 à énergie égale déposée 111
9.1 Coefficient d'absorption équivalent entre le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 111
9.2 Résultats de mesures pour la comparaison de la biréfringence induite entre le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 à énergie égale déposée 113

10 Conclusion 116

III. SIMULATION DE LA BIREFRINGENCE INDUITE DANS LE LG760 ET LE ND :LU :CAF_2 117

1 Paramètres de simulation 118
1.1 Paramètres matériaux 118
1.2 Paramètres de simulation du pompage mono-coup inhomogène. Définition de la source de chaleur 121
1.3 Maillage spatial et temporel 124

2 Profil de température au centre du barreau pompé 127
2.1 Résolution équation de la chaleur 127
2.2 Bilan d'énergie et vérification du calcul COMSOL par conservation de l'énergie 128

3 Contraintes mécaniques induites dans le barreau 131

3.1 Profil des contraintes induites calculé par le modèle numérique 131

4 Méthode de calcul de la biréfringence induite localement dans le barreau 134

5 Comparaison de la biréfringence induite entre mesure et simulation 138
5.1 Cas du LG760 138
5.2 Cas du Nd :Lu :CaF_2 141

6 Comparaison de l'angle de biréfringence induite entre mesure et simulation 144

7 Calcul de l'erreur quadratique des simulations 145
7.1 Erreur de calcul du modèle numérique 145
7.2 Variation des paramètres matériaux tabulés 146

8 Simulations à différentes longueurs d'onde de pompe et impact du maintien mécanique 149
8.1 Pompage à différentes longueurs d'onde 149
8.2 Impact du maintien mécanique 150

9 Conclusion 156

IV. OPTIMISATION DE LA BIREFRINGENCE INDUITE DANS LE ND :LU :CAF_2 157

1 Structure du Nd :Lu :CaF_2 et notation des angles de rotation de la maille cristalline 158

2 Simulation d'un pompage longitudinal homogène sur un barreau cylindrique 162
2.1 Hypothèses et mise en place des grandeurs d'étude 163
2.2 Validation de la méthode de calcul par intégration des contraintes le long du barreau 165
2.3 Biréfringence induite en sortie du barreau cylindrique : Concordance entre le calcul intégral et le calcul matriciel de Jones 169

3 Pompage transverse et optimisation de la biréfringence induite dans la configuration d'étude 171
3.1 Comparaison du calcul intégral et du calcul de Jones dans le cas d'un pompage transverse inhomogène sur un barreau parallélépipédique 171
3.2 Réduction de l'intervalle d'étude des angles $\boldsymbol{\alpha}$ et $\boldsymbol{\beta}$ pour l'étude exhaustive des orientations cristallines 172
3.3 Détermination de l'orientation cristalline optimale pour le barreau parallélépipédique pompé transversalement 174
3.4 Tolérance sur l'angle de minimisation de la biréfringence induite et pourcentage de réduction 176

4 Simulation de la biréfringence induite des échantillons de Nd :Lu :CaF_2 179
4.1 Impact de la rotation de la maille cristalline autour de (0z) pour une orientation cristalline suivant [111] 179
4.2 Impact de la rotation de la maille cristalline autour de l'axe (0z) pour une orientation cristalline aléatoire 182
4.3 Comparaison de la biréfringence induite mesurée dans un échantillon de Nd :Lu :CaF_2 et simulée avec orientation cristalline 186

5 Conclusion 190

V. SIMULATION D'UN POMPAGE BILATERAL EN REGIME IMPULSIONNEL RECURRENT ET PERSPECTIVES D'ETUDES 191

1 Contributions au déphasage total induit sous pompage 194
1.1 La déformation des surfaces d'entrée / de sortie du barreau 194
1.2 Variation de l'indice de réfraction en fonction de la température 195
1.3 La variation de l'indice de réfraction en fonction des contraintes mécaniques 195
1.4 Déphasage total induit en sortie du barreau pompé 197

2 Simulation d'un pompage bilatéral en régime impulsionnel récurrent 198
2.1 Expression de la source de chaleur 198
2.2 Observation des grandeurs d'étude en régime établi 201

3 Déphasages induits sous pompage et optimisation du déphasage total en sortie du module de pompage diode 206
3.1 Distributions des trois contributions au déphasage total induit en sortie d'un module de pompage 206
3.2 Perspectives d'études 207

4 Conclusion 212

VI. CONCLUSION ET PERSPECTIVES 213

A. ANNEXES 221

1 Calcul de la matrice de transfert du système avec le formalisme de Jones 222
1.1 Polariseur-analyseur mobiles 223
1.2 Polariseur-analyseur fixes 225

2 Coefficients piézo-optiques du CaF_2 pur et des verres phosphate LG750, LG760 et LG770 227

3 Calcul 1D simplifié de la distribution de température dans le barreau 228

4 Passage de la base cristalline vers la base du laboratoire pour le calcul de la biréfringence induite dans le Nd :Lu :CaF_2 230

5 Influence de l'orientation cristalline sur la distribution de biréfringence du barreau parallélépipédique pompé transversalement. 233
5.1 Distributions de la biréfringence en fonction des angles $\boldsymbol{\alpha}$ et $\boldsymbol{\beta}$. 233
5.2 Distributions de la biréfringence en fonction de l'angle $\boldsymbol{\theta}$ pour une orientation cristalline centrée autour de [111] 242
5.3 Distributions de biréfringence utilisées pour la comparaison avec la mesure de biréfringence induite de l'échantillon B37 245

B. BIBLIOGRAPHIE 247

Introduction

Contexte

Les lasers de hautes énergies proposent une grande variété d'applications grâce au champ électrique intense qu'ils produisent. La focalisation d'un faisceau de haute énergie sur une cible fait intervenir des phénomènes permettant l'observation de nouveaux processus physiques. L'interaction laser-matière offre de nouvelles possibilités dans les domaines de la médecine (accélérateur de particules pour la hadronthérapie), la physique des hautes énergies pour la validation de modèles théoriques, mais aussi en physique sub-atomique pour l'armement atomique et la fusion nucléaire. Dans ce contexte peuvent être cités de manière non exhaustive le National Ignition Facility (NIF) au Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) en Californie, POLARIS en Allemagne et le Laser Méga Joule (LMJ) sur le site du CEA CESTA à Bordeaux [**Figure 0-1**].

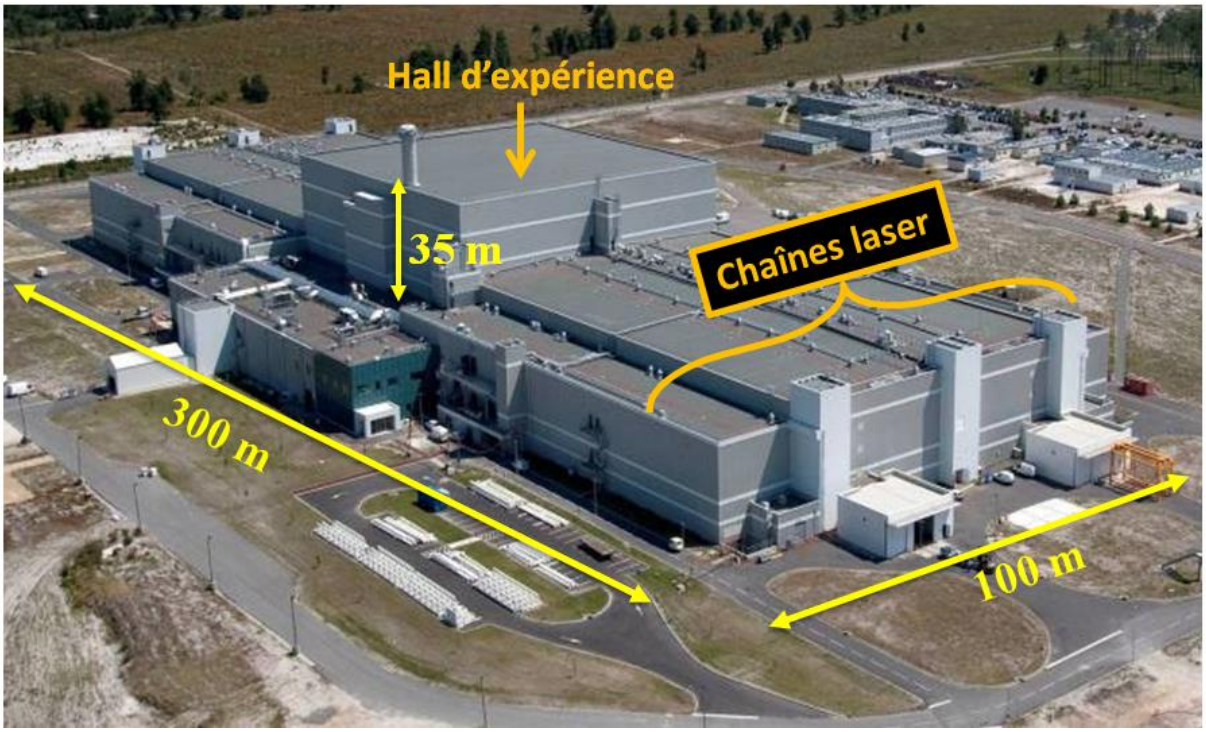


Figure 0-1 *Photographie du Laser Méga Joule.*

Ces lasers sont composés de nombreux étages d'amplification qui leur permettent d'atteindre une énergie importante en sortie. Ainsi un faisceau laser du LMJ est généré et pré-amplifié dans le laser pilote puis amplifié dans une chaîne d'amplification. Un exemple de chaîne d'amplification laser du LMJ est schématisée en [**Figure 0-2**].

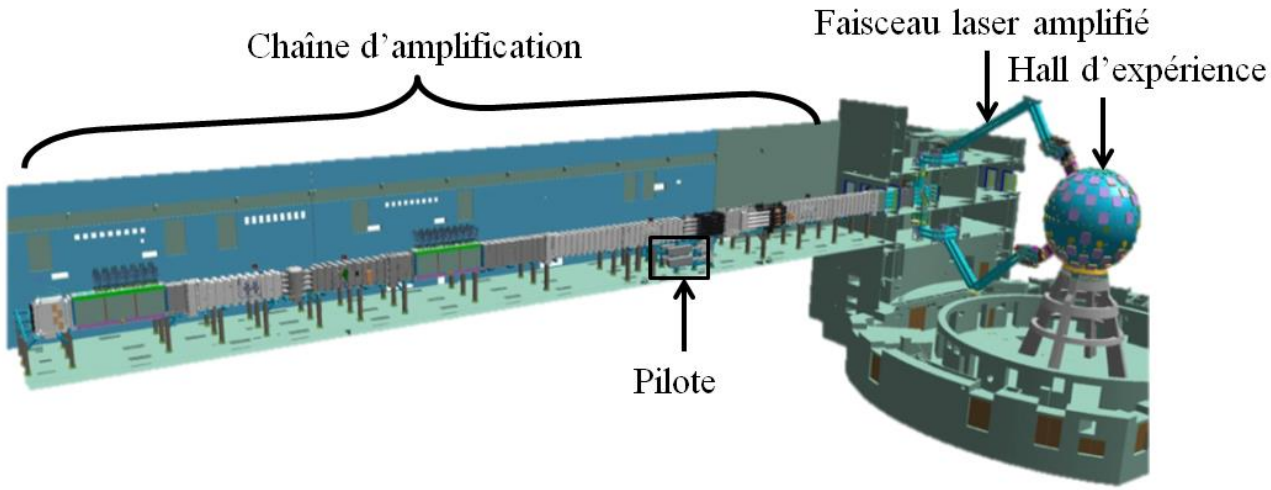


Figure 0-2 *Schéma d'une chaîne d'amplification du Laser Méga Joule. Après plusieurs allers-retours dans les étages d'amplification, le faisceau laser est focalisé dans le hall laser vers une cible.*

Les matériaux utilisés dans ces étages d'amplification sont des verres phosphate dopés au Néodyme. Ces matériaux possèdent des caractéristiques intéressantes pour une utilisation à forte énergie : une grande résistance au flux, un large spectre d'absorption et un gain laser important. Néanmoins, ils présentent le désavantage d'avoir une faible conductivité thermique. Les tirs laser doivent donc être espacés en temps afin que le matériau relaxe toute la chaleur accumulée pendant le pompage optique. Pour les premiers étages de la chaîne d'amplification du pilote, le temps de relaxation est de plusieurs minutes et de plusieurs heures pour les étages avant focalisation vers le hall d'expérience.

L'alignement des chaînes d'amplification du LMJ est réalisé avec le faisceau laser en sortie du pilote. Le pilote est constitué d'une source fibrée et d'un module pré-amplificateur (MPA) [**Figure 0-3**]. Le MPA constitue le premier étage d'amplification du faisceau laser. Les MPA actuels, composés de verre phosphate dopé au Néodyme, peuvent effectuer un tir laser toutes les 5 minutes (300 secondes).

Figure 0-3 *Photographie d'un module pré-amplificateur. Il constitue le premier étage d'amplification du faisceau laser.*

Ce travail de thèse s'inscrit dans la perspective d'atteindre une cadence de tir en sortie du MPA à 10 Hz (100 millisecondes) tout en conservant l'énergie actuelle du faisceau en sortie de 1 J. Le MPA se divise en deux étages d'amplification [**Figure 0-4**] : l'amplificateur régénératif et l'amplificateur 4 passages.

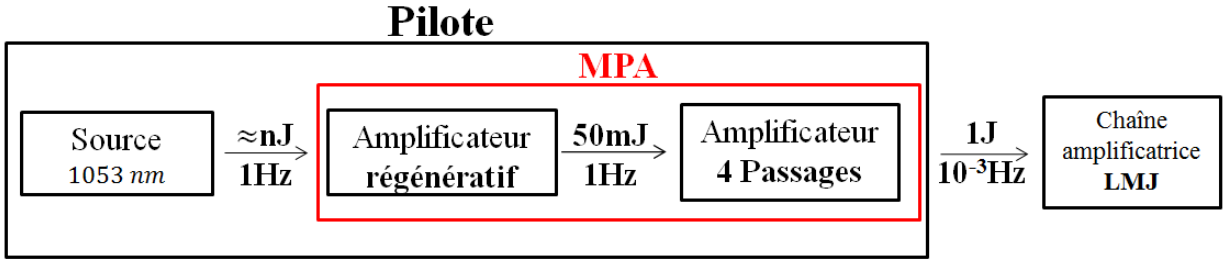


Figure 0-4 *Schéma de composition d'un module pré-amplificateur (MPA). Il est composé d'une source laser à 1053 nm. Le premier étage d'amplification est constitué de l'amplificateur régénératif et le second étage de l'amplificateur 4 passages. L'énergie du faisceau en sortie du MPA est de 1 J et sa fréquence de tir est de 1 tir toutes les 5 minutes (soit 300 secondes). Le faisceau amplifié par le MPA est ensuite injecté dans la chaîne d'amplification du LMJ.*

Une source de 1 Hz, d'énergie de l'ordre du nJ, est actuellement injectée dans l'amplificateur régénératif. En sortie de ce dernier, l'énergie du faisceau est de 50 mJ et sa fréquence de répétition est de 1 Hz. Le faisceau de 50 mJ est de nouveau amplifié en passant dans l'amplificateur 4 passages qui, en sortie, atteint une énergie de 1 J. L'amplificateur 4 passages est composé d'un barreau de verre phosphate dopé au Néodyme de grande dimension (diamètre 25 mm, longueur 30 cm). La grande dimension de ce barreau l'empêche de relaxer rapidement la chaleur accumulée par le pompage optique. La fréquence de répétition du faisceau en sortie de l'amplificateur 4 passages est donc limitée à 1 tir toutes les 5 minutes.

Une des possibilités pour augmenter la fréquence de répétition d'un amplificateur, est de remplacer le matériau amplificateur (ici verre phosphate dopé Nd) par un matériau de plus haute conductivité thermique. De cette façon, la chaleur déposée dans le matériau par pompage optique se relaxe plus rapidement et les tirs laser peuvent être répétés à une fréquence plus élevée. La nouvelle fréquence de tir sera directement proportionnelle au facteur gagné sur la conductivité thermique. La deuxième possibilité est de changer la taille du matériau amplificateur pour optimiser l'extraction de chaleur. Nous nous concentrerons pour la suite sur la première solution, qui consiste à remplacer le matériau actuel par un matériau de plus haute conductivité thermique. Le nouveau matériau doit cependant respecter certaines caractéristiques afin de pouvoir être intégré au reste de l'installation complète du LMJ. De nombreux critères comme la longueur d'onde d'émission, le gain, la qualité optique, un faible changement d'état de polarisation, doivent être pris en compte.

Le travail réalisé dans cette thèse se concentre sur la caractérisation d'un matériau de remplacement dans une configuration de type amplificateur régénératif.

Matériau retenu pour l'étude : le cristal de CaF2 dopé Nd et co-dopé Lutécium.

La conductivité thermique peut être trois à dix fois plus élevée dans les matériaux cristallins que dans les matériaux amorphes comme le verre phosphate. Cet effet est dû à la composition microscopique organisée des cristaux qui permet de mieux conduire la chaleur. La [**Table 1**] compare les différents matériaux amplificateurs cristallins dopés Néodyme (Nd) et Ytterbium (Yb).

	λ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	F_s (J/cm^2)	κ $(W/m/K)$	τ (μs)	η_Q
Nd :Verre (LMJ) [1]	1053	20	4,5	0,57	330	0,75
Nd :YAG [2]	1064	0,4	0,6	10,7	230	0,75
Nd :Lu :CaF_2 [3] [4]	1054	6	5,9	3,6	350	0,75
Yb :YAG [5]	1030	15	8	13	1000	0,9
Yb :CaF_2 [6]	1050	50	75	9,7	1900	0,9

Table 1 *Caractéristiques optiques et conductivité thermique de matériaux cristallins dopés Néodyme et Ytterbium. Les paramètres sont λ la longueur d'onde centrale d'émission, $\Delta\lambda$ la largeur spectrale d'émission, F_s la fluence de saturation, κ la conductivité thermique, τ le temps de vie sur le niveau excité et η_Q le rendement quantique de fluorescence.*

Dans notre choix de matériaux pour remplacer le verre phosphate, les critères importants sont tout d'abord la longueur d'onde d'émission. Elle doit rester très proche de 1053 nm pour être compatible avec le reste de la chaîne laser. Certains matériaux dopés Yb sont donc à proscrire. Ensuite, la fluence de saturation et le gain doivent être de l'ordre de celle du verre phosphate pour garder la même fluence de sortie. Une modification de ces deux critères imposerait de changer fortement l'architecture du système d'amplification, ce que l'on cherche à éviter. La fluence de saturation de l'Yb :CaF_2 par exemple est bien trop élevée. Par conséquent, ce matériau possède un faible gain et ne peut pas convenir au remplacement du verre phosphate. Enfin, la conductivité thermique est très supérieure à celle du verre phosphate pour l'ensemble des matériaux cristallins présentés [**Table 1**] et le rendement quantique de fluorescence est quasiment identique pour l'ensemble des matériaux. Ce dernier critère nous renseigne sur le rendement radiatif du matériau. Plus il est élevé, moins le matériau est susceptible de chauffer lors du pompage.

Notre choix s'est arrêté sur le fluorure de calcium (CaF_2) dopé Nd. Il possède une conductivité thermique deux à trois fois plus élevée que les verres Phosphate. Il est transparent sur une large gamme infrarouge, facile à fabriquer, peut être synthétisé sur plusieurs dizaines de centimètres et présente une très bonne qualité optique. L'utilisation du CaF_2 dopé Nd (noté Nd :CaF_2) comme matériau amplificateur a cependant été abandonnée pendant plus de 30 ans à cause de son faible rendement laser. Les effets responsables (relaxation croisée, up-conversion) ont été corrigés récemment par des études sur le co-dopage. Le co-dopage consiste à insérer un autre ion que le Nd, optiquement neutre, permettant de réduire les phénomènes détériorant le rendement laser du Nd :CaF_2. En collaboration avec le laboratoire du CIMAP à Caen, le matériau Nd :CaF_2 co-dopé Lutécium (Nd :Lu :CaF_2) a été développé. Il répond aux critères optiques en vue de remplacer le verre phosphate dopé Nd en tant que matériau amplificateur, pour une utilisation en régime impulsionnel récurrent. L'étude préliminaire du Nd :CaF_2 co-dopé Lutécium est l'objet des travaux menés au CIMAP par S. Normani [4], portant sur la caractérisation des propriétés spectroscopiques et thermomécaniques de ce nouveau matériau. Les résultats spectroscopiques sur la longueur d'onde d'émission, thermomécaniques sur la conductivité thermique et les mesures de gain ont permis de valider le choix de ce nouveau matériau.

Motivations de l'étude

Les travaux menés par le CIMAP sur le Nd :Lu :CaF_2 doivent être poursuivis par une étude centrée sur l'utilisation du matériau dans une configuration type MPA. L'étude présentée dans cette thèse a pour objectif de caractériser le comportement du matériau dans une géométrie représentative du module amplificateur de l'amplificateur régénérative du MPA, schématisée en [**Figure 0-5**].

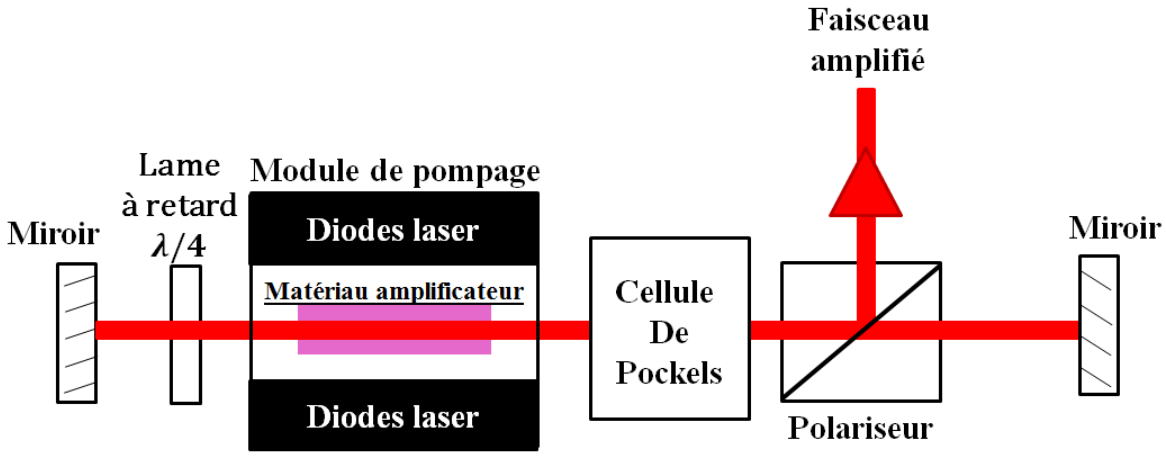


Figure 0-5 *Schéma de l'amplificateur régénératif*

La [**Figure 0-5**] permet de comprendre le principe de fonctionnement d'un amplificateur régénératif. Le faisceau laser à amplifier (en rouge [**Figure 0-5**]) traverse plus de 50 fois le matériau amplificateur. Il est aiguillé par la cellule de Pockels qui change sa polarisation pour le conserver dans la cavité ou le faire sortir lorsqu'il est suffisamment amplifié. Le pompage crée un dépôt de chaleur qui change les propriétés optiques du matériau. Deux phénomènes néfastes à l'amplification apparaissent. Le premier effet néfaste est la déformation du front d'onde du faisceau laser. Elle résulte de la déformation des surfaces d'entrée / de sortie du matériau sous pompage et de la variation de l'indice optique en fonction de la température. La déformation du front d'onde altère les paramètres de la cavité amplificatrice. Le deuxième effet néfaste est la perte d'intensité du faisceau laser. Elle est provoquée par les variations de l'indice optique en fonction des contraintes thermo-mécaniques. Les variations d'indice optique changent l'état de polarisation du faisceau, transformant une polarisation rectiligne en polarisation elliptique en sortie du matériau amplificateur. Dans un système comme l'amplificateur régénératif, la polarisation permet d'aiguiller le faisceau. Un changement d'état de polarisation du faisceau entraîne des pertes d'intensité et altère l'homogénéité. Les surintensités créées peuvent endommager les optiques de la chaîne d'amplification du LMJ.

Les variations d'indice optique en fonction des contraintes mécaniques sont caractérisées par la biréfringence qui contient toute l'information sur l'état de polarisation du faisceau. Dans cette thèse, l'étude du matériau Nd :Lu :CaF_2 est centrée sur la question de la biréfringence induite en sortie du matériau amplificateur. L'étude s'articule en cinq chapitres, résumés dans le paragraphe suivant.

Résumé des chapitres

Le chapitre 1 introduit les généralités sur les matériaux dopés Nd et détaille les particularités du matériau sélectionné pour l'étude, le Nd :Lu :CaF_2. Les aspects spectroscopiques de l'ion Nd, l'intérêt du co-dopage avec l'ion Lutécium (Lu) pour augmenter le rendement de fluorescence et les phénomènes parasites (cluster, up-conversion) y sont développés. Ensuite les éléments d'optique anisotrope nécessaires à l'étude sont présentés. Dans cette partie, la description du champ de polarisation $\vec{D}$ lié à l'état de polarisation et à la biréfringence est donnée. Après cette introduction théorique, nous exposons les formalismes des phénomènes multiphysiques responsables du changement d'état de polarisation du faisceau laser en sortie du matériau pompé. Lors du pompage, un dépôt de chaleur est induit dans le matériau. La quantité de chaleur déposée dépend de caractéristiques spectroscopiques qui sont détaillées dans le paragraphe correspondant. La chaleur déposée induit des contraintes mécaniques, appelées par la suite contraintes thermomécaniques, qui créent une variation des indices optiques du matériau. La différence de ces indices, la biréfringence, est la grandeur d'étude permettant de caractériser le changement d'état de polarisation du faisceau. Les contraintes thermomécaniques et la biréfringence induite sont liées par le tenseur imperméabilité. Le calcul de la biréfringence induite par le pompage est traité à la fin de ce chapitre.

Le chapitre 2 est dédié à la partie expérimentale de la thèse. En début de chapitre, un bref rappel historique de la mesure de polarimétrie est présenté. Le principe de la mesure est ensuite exposé ainsi que le montage utilisé. La méthode de traitement des mesures est développée et une méthode algébrique pour la reconstruction de la biréfringence induite est proposée. Cette méthode algébrique s'appuie sur le calcul matriciel de Jones et permet d'isoler la biréfringence induite à partir des mesures de biréfringence totale et intrinsèque au matériau. Les mesures sont réalisées sur le matériau de référence, le LG760, et le matériau d'étude, le Nd :Lu :CaF_2, afin d'être comparées.

Pour comprendre les résultats expérimentaux obtenus dans le chapitre 2, un modèle numérique a été développé. Le chapitre 3 est consacré à la présentation de ce modèle et à la comparaison avec les résultats expérimentaux. Les simulations sont réalisées pour le matériau LG760 et le Nd :Lu :CaF_2. Nous verrons que ce modèle permet de retrouver les résultats expérimentaux obtenus sur le LG760 mais n'est représentatif que de certains échantillons de Nd :Lu :CaF_2.

Ceci amène à une étude complémentaire, exposée dans le chapitre 4, qui vise à étudier l'influence de l'orientation cristalline du Nd :Lu :CaF_2 sur la biréfringence induite par pompage. Les résultats des simulations avec prise en compte de l'orientation cristalline sont comparés aux mesures en fin de chapitre.

Le chapitre 5 clôt cette étude en proposant une modélisation en pompage bilatéral à une cadence de $10\,Hz$. L'objectif est de simuler le changement d'état de polarisation et la déformation du front d'onde du faisceau laser dans un amplificateur régénératif dans le cas des matériaux LG760 et Nd :Lu :CaF_2. Les propositions d'études pour la suite concernent l'orientation cristalline du Nd :Lu :CaF_2 pour l'optimisation du déphasage total. Cette étude

pourra être étendue à un système composé de deux modules de pompage diode, dont le modèle de simulation est aussi proposé.

Une conclusion générale rappelant l'ensemble des résultats est donnée à la fin de la thèse.

I. Phénomènes multiphysiques dans les matériaux laser dopés Néodyme

Ce chapitre permet d'introduire les matériaux laser dopés Nd et d'expliquer le choix du Nd :Lu :CaF_2 comme matériau laser d'étude. Le paragraphe [§ **1**] rappelle les caractéristiques spectroscopiques de l'ion Nd libre et inséré dans une matrice hôte. Les particularités du matériau Nd :CaF_2 avec et sans co-dopage sont décrites ainsi que les phénomènes parasites influant sur le rendement laser du matériau. Les études spectroscopiques et thermomécaniques réalisées au CIMAP [4] sur le Nd :Lu :CaF_2 sont brièvement développées afin de justifier certains choix expérimentaux présentés dans les chapitres suivants. Le paragraphe [§ **2**] introduit les notions d'optique anisotrope, le champ d'étude et les représentations graphiques qui seront utilisés en filigrane dans l'ensemble des chapitres de cette thèse. Les phénomènes responsables de la biréfringence induite sont présentés dans leur ordre d'apparition. Le dépôt thermique [§ **3**] lié au pompage est développé dans le cas de matériaux dopés Nd. Les contraintes thermomécaniques associées au dépôt de chaleur sont présentées [§ **4**]. Enfin, la variation d'indice de réfraction induite par les contraintes thermomécaniques est détaillée [§ **5**].

1 Matériaux utilisés et spectroscopie de l'ion Néodyme

Les matériaux utilisés dans le laser Méga Joule (LMJ) sont différents verres phosphate dopés Nd. Dans la chaîne d'amplification, il s'agit des verres LG770 et LHG 8 des sociétés SCHOTT [7] et Hoya et du LG760 (SCHOTT) dans le module préamplificateur (MPA). Les verres phosphates possèdent une très basse conductivité thermique, empêchant une cadence de tir laser élevée. Afin d'augmenter la cadence de tir laser, la solution envisagée est de remplacer le verre phosphate par un matériau de conductivité thermique plus élevée, conservant les mêmes caractéristiques optiques que le verre phosphate dopé Nd.

Notre choix s'est arrêté sur le fluorure de calcium (CaF_2) dopé Nd. Le Nd :CaF_2 en tant que matériau amplificateur montre un faible rendement laser, causé par des effets internes, détaillés dans les paragraphes [§ **1.3**, § **1.4**]. Cependant, des études récentes sur le co-dopage du Nd :CaF_2 ont permis de raviver l'intérêt du Nd :CaF_2 en tant que matériau laser. Le laboratoire du CIMAP à Caen est le seul laboratoire français travaillant sur les matériaux fluorure (CaF_2, BaF_2, SrF_2) dopés et co-dopés. La collaboration entre le CEA CESTA et le laboratoire du CIMAP à Caen a permis de définir le matériau Nd :CaF_2, co-dopé Lutécium (Lu), répondant aux critères optiques en vue de remplacer le LG760 pour une utilisation en régime impulsionnel à une récurrence de 10 Hz. L'étude spectroscopique du Nd :CaF_2, co-dopé Lu, noté par la suite Nd :Lu :CaF_2, est l'objet des travaux menés au CIMAP par S. Normani [4].

Dans les paragraphes [§ **1.1**, § **1.2**], la spectroscopie des matériaux dopés Nd est présentée. Le rôle du codopage dans le Nd :Lu :CaF_2 est expliqué [§ **1.3**] et les processus parasites possibles lors du pompage optique dans les matériaux dopés Nd sont énoncés [§ **1.4**]. Enfin, le Nd :Lu :CaF_2 possède des particularités dans ses spectres d'absorption et d'émission qui sont résumés [§ **1.5**].

Tout au long de cette partie, les caractéristiques du Nd :Lu :CaF_2 sont comparées à celles du LG760, utilisé comme matériau de référence.

1.1 L'ion Néodyme libre

L'ion Néodyme (Nd) fait partie des terres rares appartenant à la famille des Lanthanides [8]. L'ion Nd de numéro atomique 60 cède trois électrons de valence lors de son insertion dans la matrice hôte. A la suite de ce partage, il est noté Nd^{3+} et est appelé ion Nd trivalent. Les 57 électrons restants sont répartis sur les couches électroniques de la façon suivante :

$$1s^2\ 2s^2 2p^2\ 3s^2 3p^6 3d^{10}\ 4s^2 4p^6 4d^{10}\mathbf{4f^3}\ 5s^2 5p^2 \qquad \textbf{(1)}$$

La couche extérieure (n=5) est complète, ce qui empêche les interactions fortes de l'ion Nd^{3+} avec la matrice environnante. La couche intérieure (n=4) est incomplète [surligné en gras, Eq. **1**]. A l'intérieur de cette couche, les électrons peuvent prendre différentes valeurs d'énergie. Cette particularité est propre à tous les ions terre rare présentés dans le tableau [**Figure I-1**].

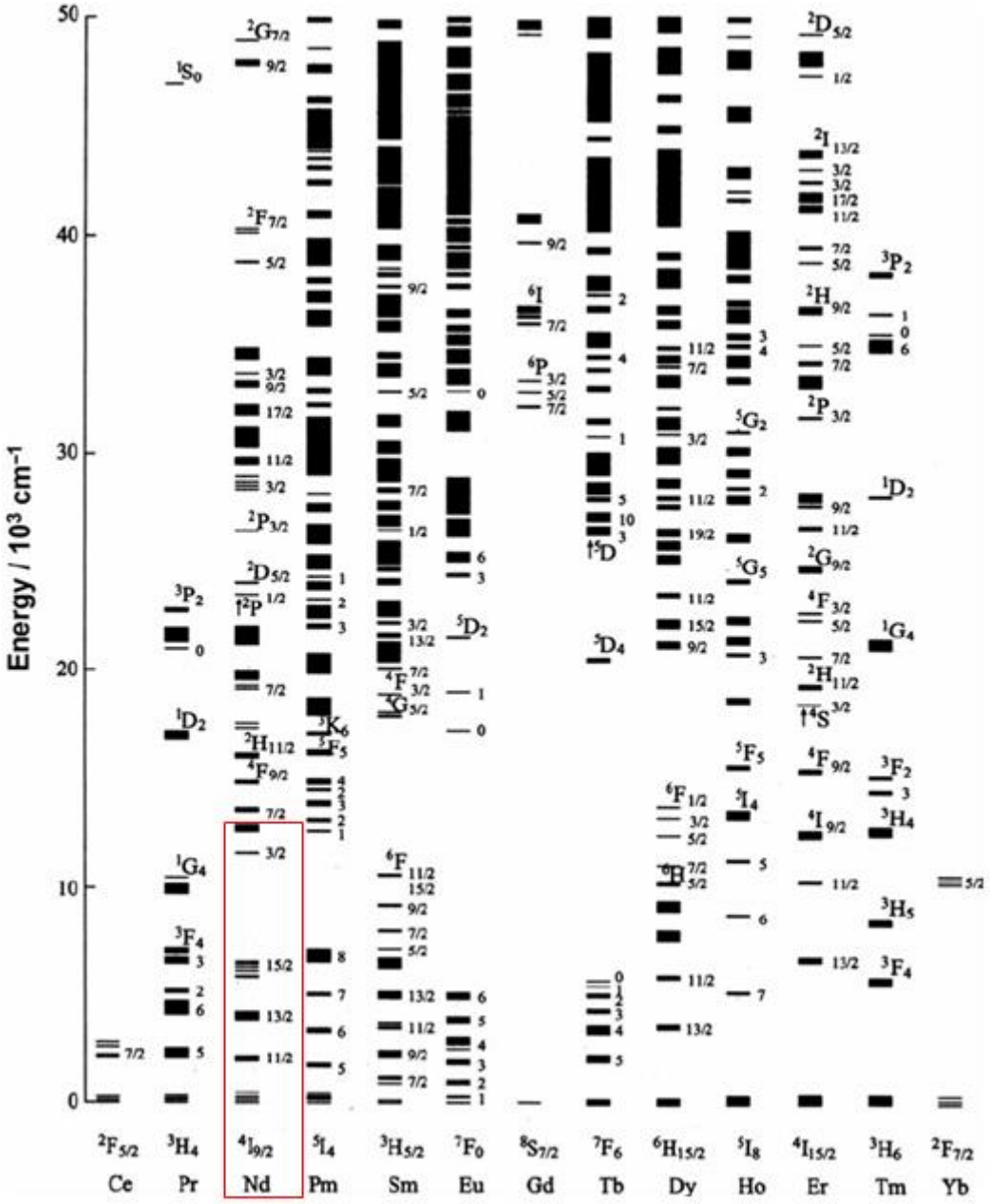


Figure I-1 *Diagramme de Dieke [9] des ions lanthanides trivalents. En encadré rouge, les niveaux d'énergie utilisés dans les matériaux dopé Nd.*

Les différentes valeurs d'énergie accessibles aux électrons de l'ion Nd^{3+} sont déterminées par l'équation de Schrödinger $H\psi = E\psi$ où ψ est la fonction d'onde électronique et E est l'énergie du niveau considéré. Enfin, H est l'opérateur hamiltonien permettant de décrire le comportement de l'ensemble du système considéré (électrons et noyau). Pour un ion libre de charge nucléaire Z_e possédant N électrons périphériques, l'hamiltonien prend l'expression suivante :

$$\mathrm{H}_{\text{ion libre}} = \sum_{i=1}^{N} \frac{{p_i}^2}{2m} - \sum_{i=1}^{N} \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r_i} + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i<j}}^{N} \frac{e^2}{r_{ij}} + \sum_{i=1}^{N} \xi(r_i)\overrightarrow{l_i}.\overrightarrow{s_i} \qquad \textbf{(2)}$$

où

- $\sum_{i=1}^{N} \frac{{p_i}^2}{2m}$ est l'énergie cinétique de l'ensemble des électrons,

- $\sum_{i=1}^{N} \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r_i}$ est l'attraction coulombienne des N électrons avec le noyau,

- $\sum_{\substack{i,j=1 \\ i<j}}^{N} \frac{e^2}{r_{ij}}$ est la répulsion des électrons les uns par rapport aux autres et

- $\sum_{i=1}^{N} \xi(r_i)\overrightarrow{l_i}.\overrightarrow{s_i}$ est l'interaction spin-orbite des électrons.

Par ces interactions électrostatiques, de nombreux niveaux d'énergie sont accessibles. Les niveaux d'énergie responsables des transitions laser du Nd^{3+} se trouvent entre les termes ${}^4F$ et ${}^4I$ [**Figure I-2**]. Le couplage spin-orbite éclate le terme spectroscopique ${}^4F$ en sous multiplets (${}^4F_{3/2}$, ${}^4F_{5/2}$, ...) et le terme spectroscopique ${}^4I$ en sous multiplets (${}^4I_{9/2}$, … , ${}^4I_{15/2}$) [**Figure I-1**].

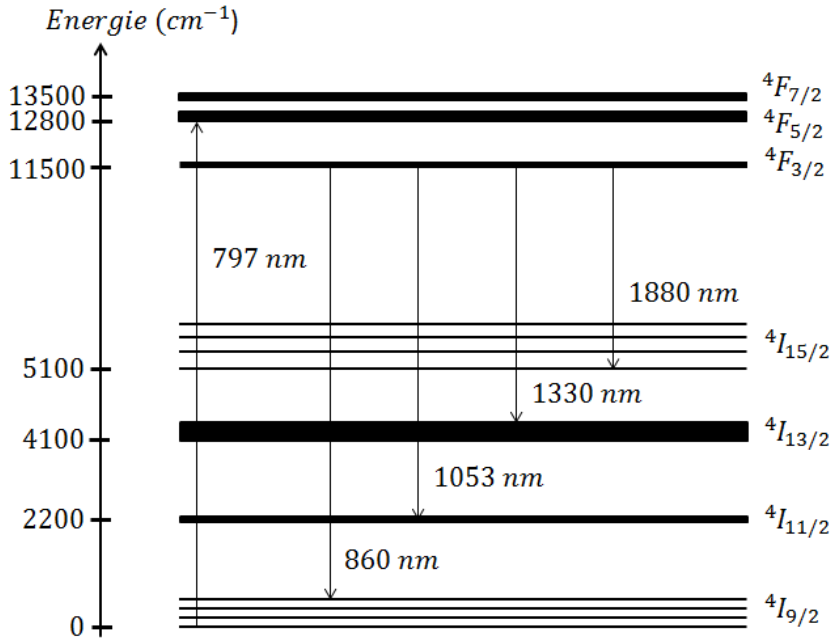


Figure I-2 *Niveaux d'énergie du Nd^{3+} dans le Nd :Lu :CaF_2*

1.2 Effets spectroscopiques de la matrice hôte sur l'ion Nd.

L'ion Nd est inséré dans une matrice hôte (dans notre cas verre phosphate ou cristal CaF_2). Les ions de cette matrice exercent des forces électrostatiques. Dans le cas général, ce champ est appelé champ cristallin. Ce champ éclate les sous-multiplets vus dans le paragraphe précédent (${}^4F_{3/2}$, ${}^4F_{5/2}, \ldots$) et (${}^4I_{9/2}, \ldots, {}^4I_{15/2}$), conduisant à des sous-niveaux électroniques supplémentaires [**Figure I-3**].

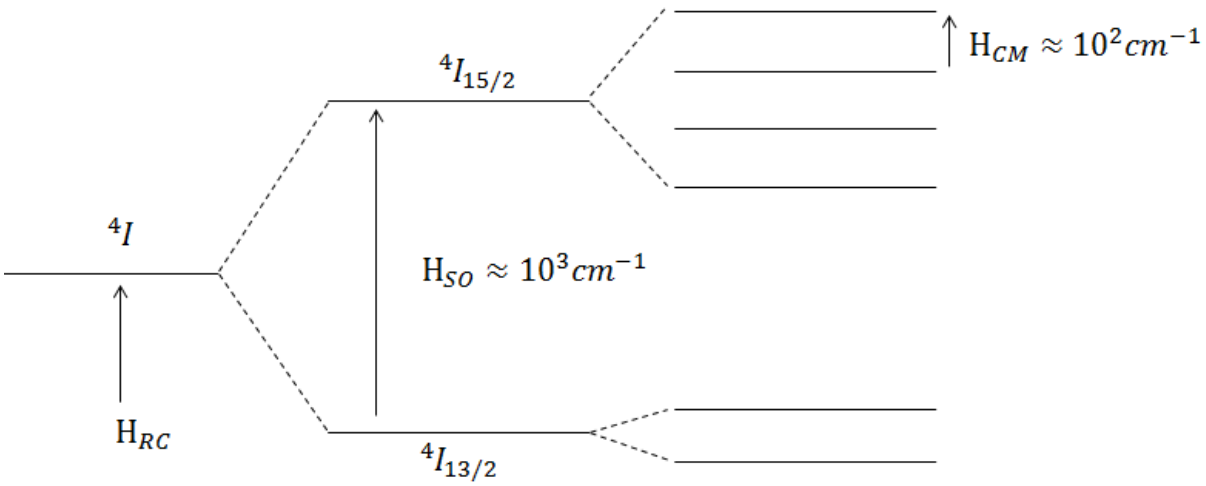


Figure I-3 *Dégénérescence des niveaux d'énergie de l'ion* Nd^{3+} *par effets successifs des termes de l'opérateur hamiltonien :* H_{RC} *regroupe les trois premiers termes de l'hamiltonien de l'ion libre [Eq. 2],* H_{SO} *est le terme du couplage spin-orbite et* H_{CM} *est le terme du champ matriciel* [9].

L'interaction du champ cristallin est une faible perturbation vue par le Nd^{3+} qui garde des propriétés proches de l'ion libre. La différence d'énergie entre les sous niveaux Stark liée à la levée de dégénérescence par le champ cristallin est environ 10 fois moins élevé que celle créée par le couplage spin-orbite. La faible perturbation du champ cristallin est due principalement au fait que la couche extérieure du Nd^{3+} est complète. Cette dernière partage des électrons avec la matrice environnante et écrante les couches internes. Les électrons de la couche incomplète 4f [Eq. **1**] sont comme protégés par la couche externe [9].

Le champ cristallin dans le Nd :CaF_2 est inhomogène d'une maille à l'autre. Lors de sa synthèse, les ions Nd^{3+} se substituent à certains ions calcium divalents Ca^{2+}. La compensation de charge par un ion fluor F^- donne lieu à trois symétries locales du site d'incorporation de l'ion Nd [9], présentées au [§ **1.3**].

Un champ cristallin non symétrique permet d'obtenir un spectre d'absorption et d'émission élargi comparé au spectre d'un cristal de mailles symétriques. Dans le cas d'un matériau amorphe comme le LG760, il n'existe pas d'ordre structurel à grande distante et les largeurs de raies du spectre d'émission sont très larges (≈ 20 nm).

1.3 Intérêt du codopage avec le Lutécium dans le Nd :CaF_2

Le fluorure de calcium (CaF_2), est un matériau très pratique en optique. Il est facile à fabriquer, de très bonne qualité optique et peut être utilisé pour réaliser des optiques de grandes tailles (plusieurs dizaines de centimètres). Néanmoins, les cristaux de CaF_2 posent une difficulté concernant le dopage pour les applications optiques. Les ions terre rare tendent à se rassembler à l'intérieur du réseau de la matrice hôte plutôt que de suivre une répartition uniforme. Ce phénomène est particulièrement présent dans le cas du CaF_2 [10]. Ces rassemblements sont appelés « cluster ». Dans la [**Figure I-4**], reprise de la référence [4], les différentes configurations possibles du Nd dans la maille cristalline et un exemple de cluster sont présentés.

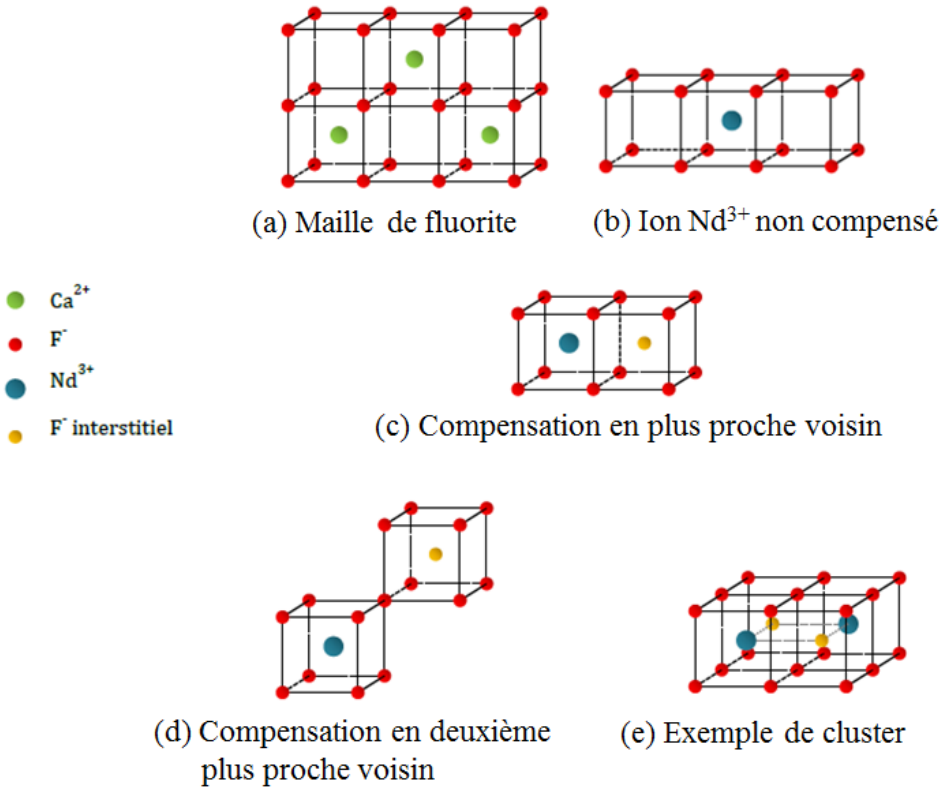


Figure I-4 *(a) Configuration des Ca^{2+} et F^- dans la maille de CaF_2. Configurations dans une maille cristalline de CaF_2 pour un ion Nd^{3+} (b) non compensé, (c) compensé par son plus proche voisin, (d) compensé par son deuxième plus proche voisin. (e) Exemple de configuration d'un cluster d'ions Nd^{3+} dans la maille de CaF_2.*

Le Nd :CaF_2 en tant que matériau laser a été étudié pendant plus de 30 ans [11], [12], [13] afin de comprendre les effets liés aux clusters entre ions Nd^{3+}. Les ions Nd^{3+} peuvent échanger de l'énergie par le phénomène de relaxation croisée, présenté en [**Figure I-5**].

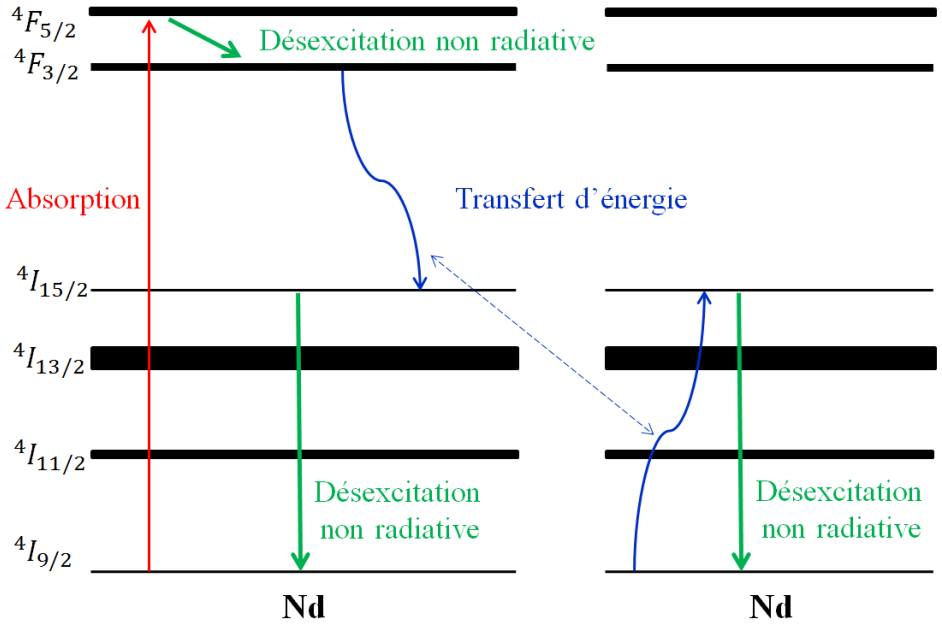


Figure I-5 *Schéma du processus de relaxation croisée lié aux transferts d'énergie entre deux ions Nd^{3+}dans une configuration de clusterdans la matrice de CaF_2.*

Les ions Nd dans l'état excité $^4F_{3/2}$ se désexcitent de façon non radiative vers le niveau $^4I_{15/2}$. Le reste de son énergie est transféré à un ion Nd^{3+} voisin. Cet ion voisin passe du niveau fondamental $^4I_{9/2}$ au niveau $^4I_{15/2}$. Les deux ions Nd^{3+} se relaxent finalement de façon non radiative. Ce transfert d'énergie est valable lorsque l'ion Nd n'est pas isolé.

Ce phénomène de cluster a pour conséquence l'extinction de fluorescence [14]. Dans le cas du Nd, les clusters apparaissent à des concentrations très faibles, en dessous de 0,1% massique [4]. La formation de clusters formés dans le Nd :CaF_2 est la raison principale pour laquelle ce matériau a longtemps été abandonné en tant que matériau amplificateur [15].

Pour pallier à ce phénomène parasite, une méthode intégrant un deuxième ion dopant dans le Nd :CaF_2 a été développée dans les années 1990 [16]. Cet ion co-dopant, nommé aussi ion tampon, peut être rajouté afin de casser les clusters en prenant la place d'un ion Nd^{3+} dans la maille cristalline. Il doit cependant rester optiquement neutre vis-à-vis du Nd^{3+}. Différents ions co-dopant ont été étudiés pour supprimer les clusters dans le CaF_2, notamment les ions Ce^{3+} [17], Y^{3+}, Sc^{3+}, La^{3+}, Gd^{3+} [18] par l'institut de cristallographie de l'académie des sciences à Moscou et l'institut de céramique à Shanghai [19].

Le CIMAP a développé le matériau Nd :Lu :CaF_2 dans lequel l'ion Lutécium (Lu^{3+}) joue le rôle d'ion co-dopant [3]. Le Lutécium, de numéro atomique 71, est à l'extrémité de la ligne des lanthanides dans le tableau périodique. Toutes ses couches électroniques sont complètes, ce qui fait de l'ion Lu^{3+} un ion optiquement neutre. Sa charge électronique est identique à celle du Nd^{3+}. Il peut donc facilement se substituer à la place d'un ion Nd^{3+} dans la maille cristalline.

Les travaux du CIMAP [4] ont permis de mettre en évidence l'impact de l'ion co-dopant Lu^{3+} sur les clusters de Nd^{3+}. La [**Figure I-6**] représente la concentration de clusters dans le Nd :Lu :CaF_2 en fonction de la concentration en ion co-dopant Lu^{3+}.

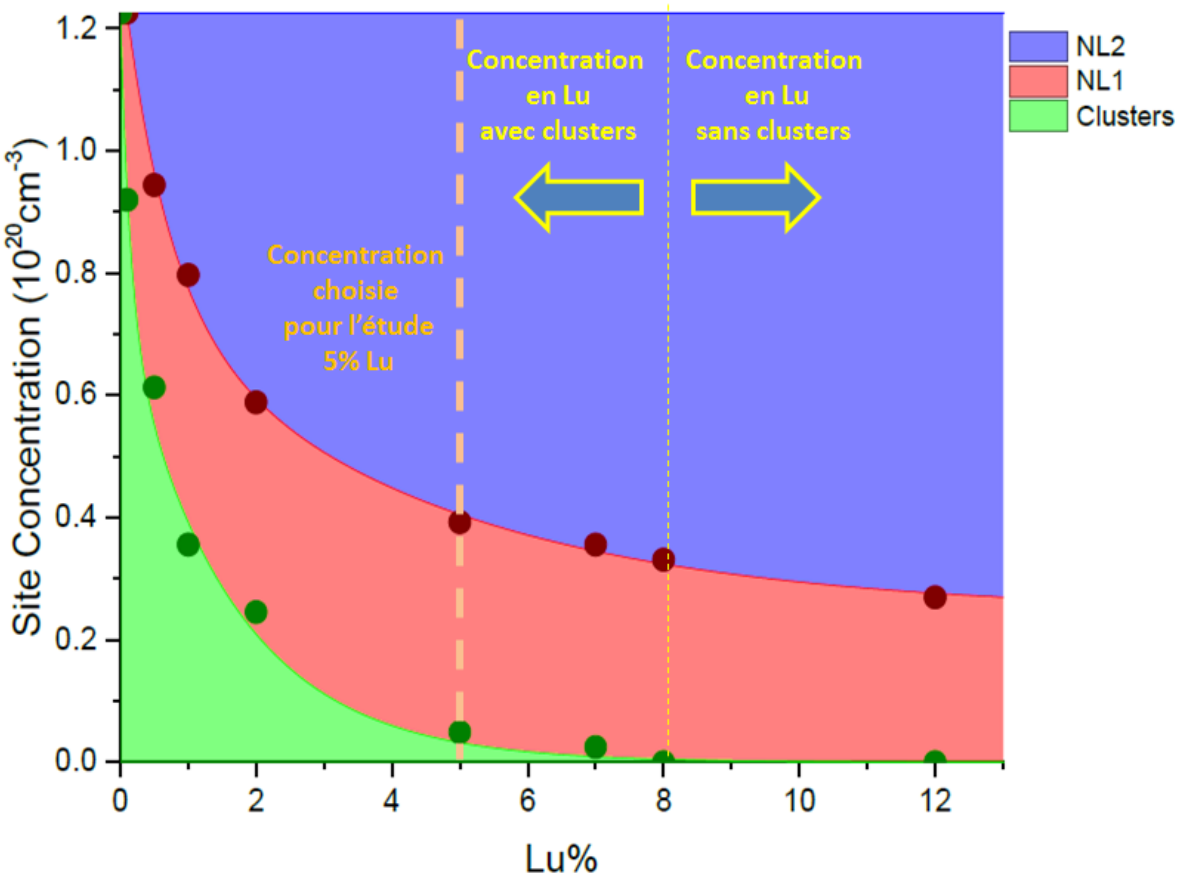


Figure I-6 *Concentration de clusters (en vert sur le graphique) en fonction de la concentration en ion co-dopant Lu^{3+}dans le Nd :Lu :CaF_2. NL1 et NL2 sont les notations pour les deux sites cristallins mis en évidence dans les travaux de S. Normani* [4].

La [**Figure I-6**] présente la concentration des deux sites cristallins mis en évidence dans les travaux de S. Normani [4], plus amplement détaillés [§ **1.5**]. La concentration de clusters dans le Nd :Lu :CaF_2 diminue lorsque la concentration en ions co-dopant Lu^{3+} augmente. Pour une concentration supérieure à 8% d'ions Lutécium, les clusters disparaissent.

Ces travaux ont aussi permis de mettre en évidence l'impact de l'ion co-dopant Lu^{3+} sur les propriétés thermomécaniques du Nd :Lu :CaF_2. La [**Table I-1**] répertorie les valeurs prises par la diffusivité et la conductivité thermiques et le coefficient thermo-optique en fonction de la concentration en ion co-dopant $Lu3^{+}$ pour une concentration de 0,5 % Nd^{3+} fixée.

Echantillons	D (cm²/s)	K (W/m/K)	$\frac{dn}{dT}$ (10^{-6} K^{-1})
CaF_2:0.5% Nd,0.5% Lu	0.024	6.7	--
CaF_2:0.5% Nd,1% Lu	0.017	4.9	-11.6
CaF_2:0.5% Nd,2% Lu	0.017	4.9	-11.0
CaF_2:0.5% Nd,5% Lu	0.013	3.6	-11.8
CaF_2:0.5% Nd,7% Lu	0.009	2.4	-11.3
CaF_2:0.5% Nd,8% Lu	0.010	2.8	-11.8
CaF_2:0.5% Nd,12% Lu	0.008	2.2	-11.5
LHG-8	0.002	0.51	-5.4
LG-770	0.002	0.46	-6.2

Table I-1 *Diffusivité thermique D, conductivité thermique κ et coefficient thermo-optique* $\frac{dn}{dT}$ *en fonction de la concentration en* Lu^{3+} *pour une concentration de 0,5%*Nd^{3+} *fixée dans Nd :Lu :*CaF_2*. Comparaison avec les propriétés thermomécaniques de deux phosphates dopés* Nd^{3+}*, le LHG-8 et le LG770. Valeurs reprises des travaux de S. Normani [4].*

La conductivité thermique diminue en fonction de la concentration en ion co-dopant Lu^{3+}. La tendance est donc opposées à celle obtenue pour supprimer les clusters dans le Nd :Lu :CaF_2. Les résultats obtenus par le CIMAP [4] ont permis de déterminer la concentration optimale d'ion Nd^{3+} et d'ion co-dopant Lu^{3+} afin d'éliminer au maximum les clusters tout en conservant une conductivité thermique intéressante :

- la concentration de Nd^{3+} est fixée à 0.5 % molaire. Au-delà de cette valeur, la concentration de Lu^{3+} n'a plus d'effet sur les clusters entre ions Nd^{3+}.

- la concentration d'ion co-dopant Lu^{3+} est fixée à 5 % molaire. Cette valeur permet de supprimer la quasi-totalité des clusters [**Figure I-6**] tout en gardant une valeur de conductivité

environ 8 fois supérieure à celle d'un verre phosphate dopé Nd [**Table I-1**]. Dans cette thèse, l'étude porte uniquement sur le matériau 0.5% Nd :5%Lu :CaF_2, qui sera noté par simplification 0,5Nd :5Lu :CaF_2 ou Nd :Lu :CaF_2.

1.4 Phénomènes parasites d'up-conversion dans les matériaux dopés Nd

Bien que le co-dopage avec l'ion Lu^{3+} permette de réduire la relaxation croisée [**Figure I-5**], responsable de l'extinction de fluorescence, le phénomène d'up-conversion est cependant présent dans le Nd :Lu :CaF_2. Dans le cas d'un matériau co-dopé comme le Nd :Lu :CaF_2, le processus d'up-conversion est réalisé par absorption séquentielle de deux photons [8], schématisée [**Figure I-7**] :

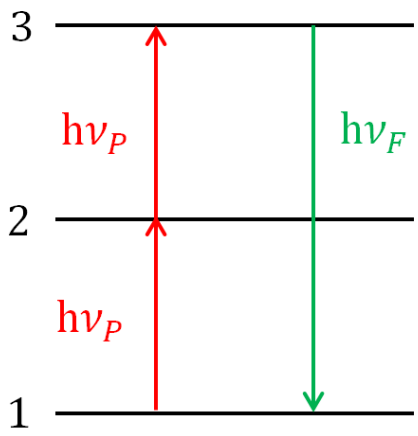


Figure I-7 *Processus d'up-conversion par absorption séquentielle de deux photons*

L'up-conversion entraine une perte d'efficacité laser (à $1053\,nm$ dans notre cas) par désexcitation radiative à des longueurs d'onde plus courtes ou par désexcitations non radiatives [14].

Dans le cas du LG760, les phénomènes d'up-conversion ne sont pas répertoriés dans la littérature. Pour estimer quantitativement la proportion d'up-conversion dans le LG760, les valeurs obtenues pour d'autres verres phosphate dopés Nd sont comparées. Les verres phosphate utilisés dans la chaîne amplificatrice LMJ sont le LG770 et LHG 8 des sociétés SCHOTT et Hoya, le LG760 (SCHOTT) étant utilisé dans le MPA.

Dans le cas du LHG-8, l'up-conversion peut réduire de 47% la population d'ions dans l'état excité [20]. Le verre phosphate LG770 est plus proche en termes de composition du LG760 que le LHG-8 et provient du même fabriquant (SCHOTT). Les valeurs du paramètre d'up-conversion pour le phosphate LG770 ont été mesurées [21] et sont deux à trois fois moins élevées que ceux du LHG-8. La proportion d'up-conversion dans le LG760 est donc non

négligeable (15 % à 25%) mais reste néanmoins minoritaire devant la fluorescence à 1053 nm.

Dans le cas du Nd :Lu :CaF_2, la quantité d'up-conversion est méconnue ainsi que la longueur d'onde d'absorption ν_P. La première raison est que le Nd :CaF_2 sans ion codopant émet très peu à cause du phénomène de clustering [§ **1.3**] et que les études sur ce matériau n'ont pas été menées. Le co-dopage du Nd :CaF_2 est récent d'où le manque de références à ce sujet. Certaines études sur le Nd^{3+} dans diverses matrices cristallines [22] montrent le faible impact de l'up-conversion sur les performances laser et la fluorescence infrarouge. Néanmoins nous supposons que ce phénomène n'est pas négligeable en comparant la fluorescence observée en expérience sur les deux matériaux. Les phénomènes d'up-conversion se manifestent dans le Nd :Lu :CaF_2 sous forme de fluorescence blanche. Elle apparait jaune/vert sur la [**Figure I-8**].

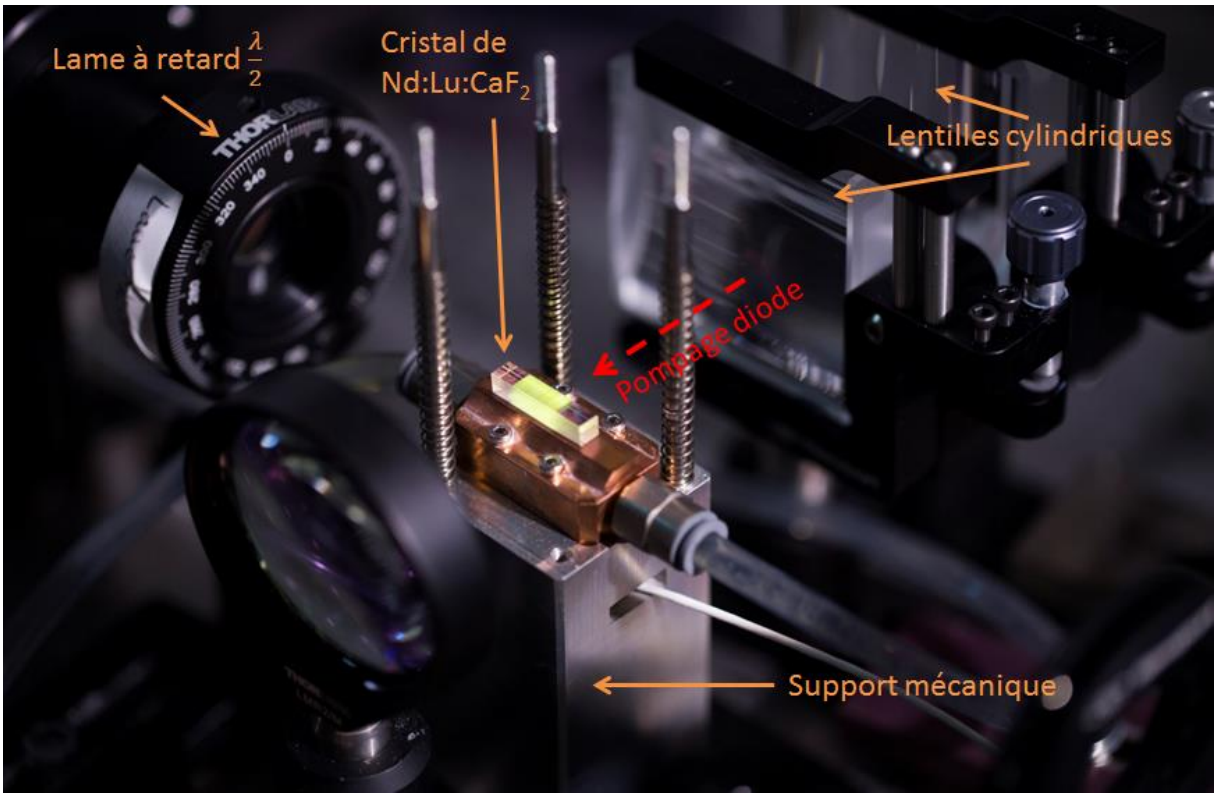


Figure I-8 *Photo d'un échantillon de 0.5 Nd :5Lu :CaF_2 sous pompage. En jaune/vert la fluorescence liée à des phénomènes d'up-conversion.*

Ce phénomène n'est pas visible sur le LG760, ce qui indique que les phénomènes d'up-conversion sont plus importants dans de Nd :Lu :CaF_2 que dans le LG760.

1.5 Spectre d'absorption et d'émission de l'ion Nd^{3+}

Ce paragraphe présente l'ensemble des résultats obtenus par les travaux du CIMAP [4] utiles à la compréhension du fonctionnement du matériau d'étude, le Nd :Lu :CaF_2. Ces résultats

servent à justifier le choix de la longueur d'onde de pompe à 797 nm ainsi que l'obtention d'une émission laser à 1053 nm.

L'ion Nd^{3+} est un système quatre niveaux, dont les différentes transitions possibles sont représentées [**Figure I-9**].

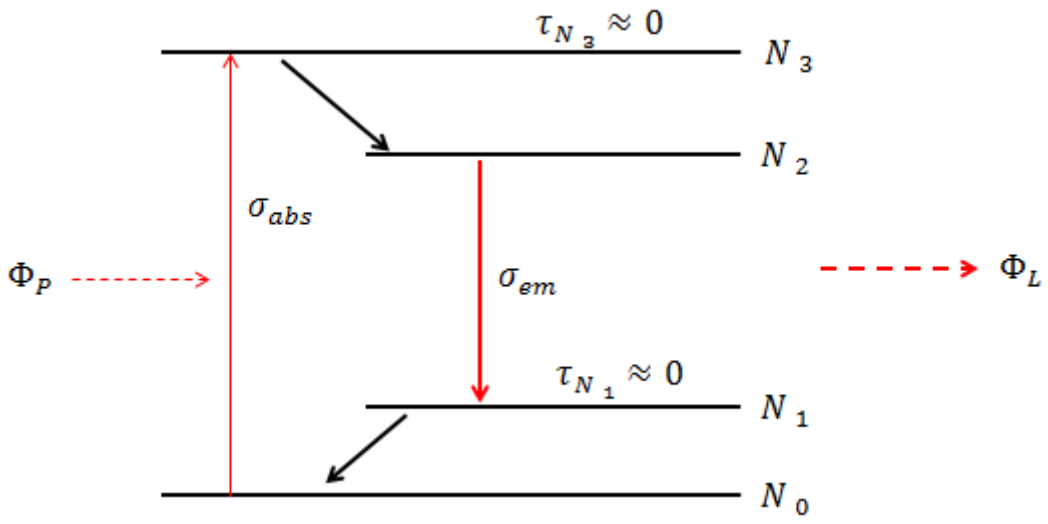


Figure I-9 *Système à 4 niveaux*

Dans la [**Figure I-9**], les flux de photons de pompe et laser sont notés Φ_P et Φ_L $(cm^{-2}.s^{-1})$, les sections efficaces d'absorption et d'émission (cm^2) sont σ_{abs} et σ_{em}, N_i est la concentration d'ions Nd^{3+} (cm^{-3}) et τ_{N_i} correspond au temps de vie (s) des ions sur les niveaux d'énergie i.

Dans un système à 4 niveaux, les temps de vie des niveaux 1 et 3 sont négligeables devant les temps de vie du niveau 2, ils sont donc supposés non peuplés. Les équations cinétiques ne considèrent que l'évolution des populations des niveaux 0 et 2 :

$$\frac{dN_2}{dt} = \sigma_{abs}\Phi_P N_0 - \sigma_{em}\Phi_L N_2 - \frac{N_2}{\tau_{N_2}} \qquad \textbf{(3)}$$

Le terme $\sigma_{abs}\Phi_P N_0$ représente l'absorption par l'ion Nd des photons de pompe, $-\sigma_{em}\Phi_L N_2$ correspond au dépeuplement du niveau 2 par émission stimulée de photons laser et $-\frac{N_2}{\tau_{N_2}}$ par émission spontanée (fluorescence).

La section efficace d'absorption σ_{abs} est directement reliée au coefficient d'absorption en régime non saturé α_{BL} du matériau par l'expression [Eq. **4**] :

$$\alpha_{BL} = \sigma_{abs} N \quad \textbf{(4)}$$

où N est la concentration en ions Nd dans le matériau. Le coefficient α_{BL} est défini l'expression [Eq. **4**] permet d'obtenir la loi d'absorption de Beer-Lambert donnée par [Eq. **5**] :

$$P_{trans} = P_0 e^{-\alpha_{BL} l} \quad \textbf{(5)}$$

Les puissances incidente et transmise sont notées P_0 et P_{trans} et l est l'épaisseur de matériau traversée.

Le coefficient d'absorption a été mesuré pour différentes valeurs de concentration en ion Lu^{3+} [§ **1.3**]. L'explication des différentes formes prises par le spectre d'absorption en fonction de la concentration en Lu^{3+} est donnée dans les travaux [4]. Pour la concentration choisie [§ **1.3**] 0,5Nd :5Lu :CaF_2., l'absorption est quasiment identique à celle mesurée avec une concentration de 12 % de Lu^{3+}. L'absorption est maximale à 797 nm [**Figure I-10**, à gauche]. La longueur d'onde de pompe est choisie par conséquent à 797 nm.

Le spectre de fluorescence [**Figure I-10**, droite] est mesuré par un spectromètre après excitation du matériau. La fluorescence correspond à la relaxation par émission spontanée. Le spectre de fluorescence dépend aussi de la concentration en Lu^{3+}. Pour la concentration choisie à 0,5Nd :5Lu :CaF_2. [§ **1.3**], le pic de fluorescence est présent à la longueur d'onde $\lambda = 1053{,}7\ nm$, très proche de la longueur d'onde d'intérêt à 1053 nm.

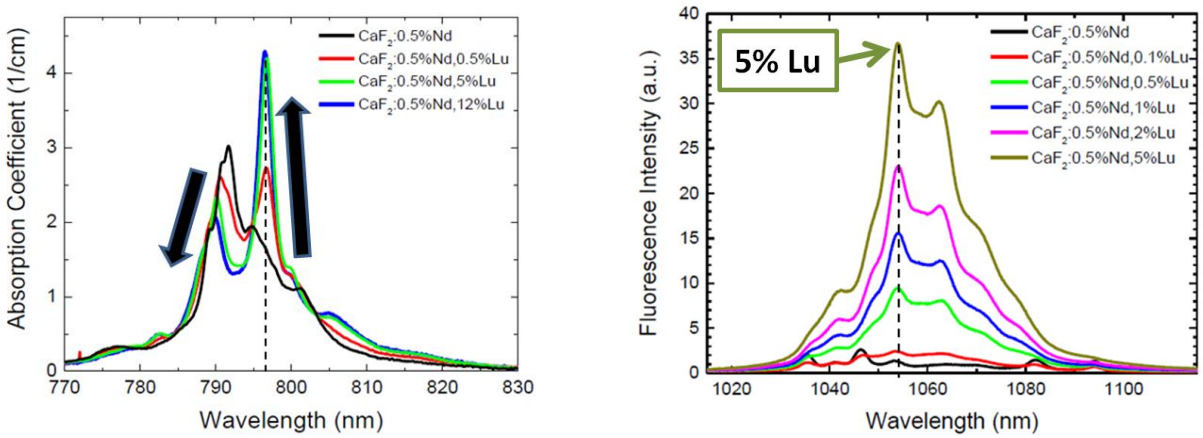


Figure I-10 *Spectre d'absorption (à gauche) et d'émission (à droite) du Nd :Lu :CaF_2 pour différentes concentrations de Lu* [4]. *En traits pointillés, les longueurs d'onde d'absorption et d'émission spécifiques pour le 0,5 Nd :5 Lu :CaF_2.*

La section efficace d'émission σ_{em} est déterminée à l'aide du spectre de fluorescence par la formule de Füchtbauer-Ladenburg [Eq. **6**].

$$\sigma_{em} = \frac{\beta\lambda^5}{8\pi c n^2 \tau_{rad}} \frac{I(\lambda)}{\int I(\lambda)\lambda d\lambda} \quad \textbf{(6)}$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide, n l'indice de réfraction, τ_{rad} le temps de vie radiatif, défini [§ **3.2**], β le rapport de branchement définissant la probabilité de désexcitation à la longueur d'onde λ et I l'intensité normalisée du spectre de fluorescence. Par cette méthode et une analyse spectroscopique résolue en temps [4], les travaux du CIMAP ont mis en évidence la présence de deux sites émissifs appelés NL1 et NL2 dont les sections efficaces d'émission sont représentées [**Figure I-11**].

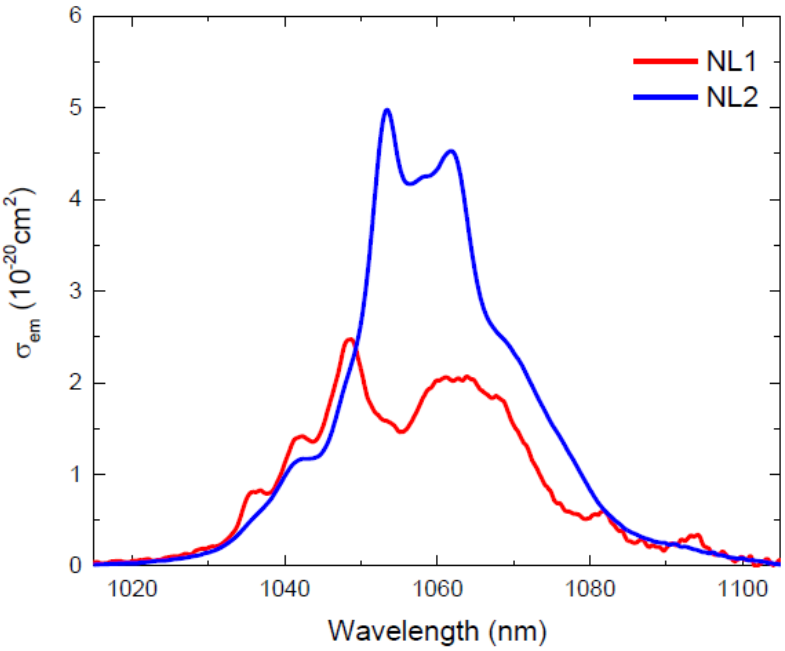


Figure I-11 *Sections efficaces d'émission des deux sites émissifs NL1 et NL2 du 0,5Nd :5Lu :CaF_2 pour une excitation à 791 nm pour NL1 et à 797 nm pour NL2.*

Pour une longueur d'onde de pompe à 791 *nm*, l'émission du site NL1 (en rouge [**Figure I-11**]) à 1049 *nm* est favorisée. À la longueur d'onde de pompe 797 nm, l'émission du site NL2 (en bleu [**Figure I-11**]) est favorisée à 1054 *nm* [**Figure I-10**].

Pour une concentration de 5% en Lu, le 0,5Nd :5Lu :CaF_2 est principalement composé du site émissif NL2 [**Figure I-6**]. L'excitation du 0,5Nd :5Lu :CaF_2 à la longueur d'onde de pompe 797 nm permet ainsi une émission majoritaire à 1054 *nm*.

1.6 Saturation d'absorption

Dans le cas d'un pompage non saturé, le coefficient d'absorption obéit à la loi de Beer-Lambert [Eq. **5**]. L'intensité transmise suit une exponentielle décroissante à l'intérieur du matériau et elle varie linéairement en fonction de l'intensité incidente. Le phénomène de saturation d'absorption apparait lorsque l'intensité du faisceau de pompe devient très intense. Le milieu absorbe jusqu'à conduire à un blanchiment du niveau fondamental et donc une saturation de l'absorption. La limite d'énergie absorbable, ou stockable, par le matériau est caractérisée par sa fluence de saturation d'absorption ($J.cm^{-2}$) d'expression [23]:

$$\mathrm{F}_{Sat_abs} = \frac{h\nu_P}{\sigma_{abs}} \tag{7}$$

avec ν_P la fréquence de pompe et h la constante de Planck ($6{,}626.10^{-34} J.s$). La saturation d'absorption se manifeste par une augmentation du faisceau transmis en sortie du matériau. Dans ce cas, le coefficient d'absorption dépend de la fluence incidente :

$$\alpha_{BL_{Sat}}(\mathrm{F}_{Inc}) = \frac{\alpha_{BL}}{1 + \mathrm{F}_{Inc}/\mathrm{F}_{Sat_abs}} \tag{8}$$

avec F_{Inc} la fluence incidente. La fluence de saturation d'absorption du LG760 est calculée à partir de la donnée $\sigma_{abs}\,(\lambda_P = 797nm) = 6.10^{-20}\ cm^2$ donnée par le fournisseur Quantel à la longueur de pompe choisie [§ **2.5**]. Pour le 0,5% Nd :5%Lu :CaF_2, la section efficace d'absorption est donnée [**Figure I-10**] et vaut $\sigma_{abs}\,(\lambda_P = 797nm) = 4{,}2.10^{-20}\ cm^2$.

Les fluences de saturation d'absorption F_{Sat_abs} du LG760 et du 0,5% Nd :5%Lu :CaF_2 sont très proches, respectivement de $\mathrm{F}_{Sat_abs} = 4{,}1\ J.cm^{-2}$ et F_{Sat_abs} =5,9 $J.cm^{-2}$. De cette manière, le remplacement du LG760 par le nouveau matériau ne nécessitera pas de changer la configuration actuelle de l'amplificateur.

La [**Figure I-12**] montre la fluence transmise mesurée sur le LG760, choisi comme matériau de référence, ainsi que la fluence théorique sans saturation, avec prise en compte des pertes de Fresnel. Au-delà d'une fluence incidente de $400\ mJ\ /\ cm^2$, la fluence transmise mesurée est légèrement au-dessus de la courbe théorique, attestant d'une légère saturation d'absorption. La différence entre fluence transmise mesurée et théorique du LG760 est de l'ordre de 10 % sur le dernier point de mesure. La fluence de saturation du 0,5% Nd :5%Lu :CaF_2 étant plus élevée (F_{Sat_abs} =5,9 $J.cm^{-2}$) [Eq. **8**], la saturation d'absorption est à fortiori est négligeable.

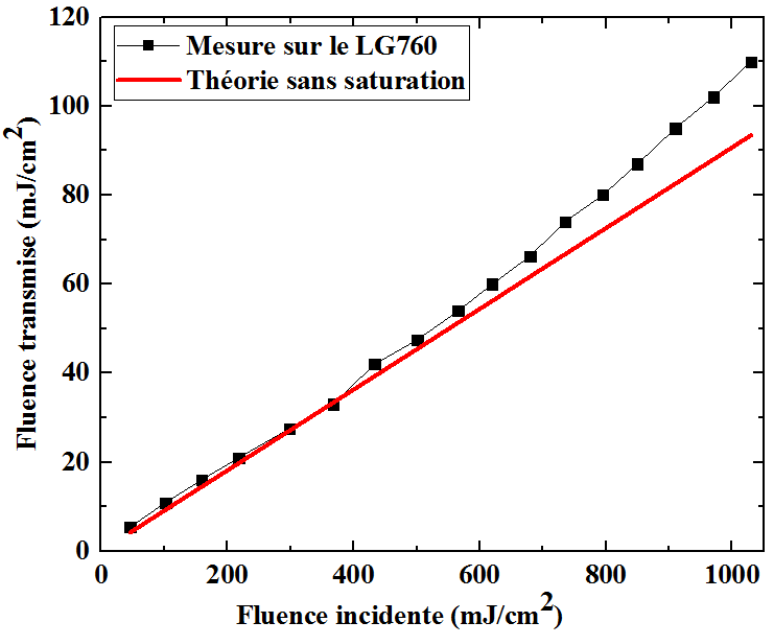


Figure I-12 *Mesure de la saturation d'absorption dans le LG760*

1.7 Croissance cristalline des échantillons de Nd :Lu :CaF_2

Ce paragraphe introduit la problématique de la qualité des échantillons de Nd :Lu :CaF_2 fournis par le CIMAP. Les cristaux de CaF_2 sont isotropes et cubiques. Leur synthèse est réalisée par la méthode de Bridgman-Stockbarger [24]. Le système de fabrication est représenté sur le schéma [**Figure I-13**] [9]. Les cristaux sont synthétisés à partir de poudre de fluorures alcalino-terreux (CaF_2) et de fluorure de terre rare (NdF_3, LuF_3) placées dans un four. La température du four est supérieure à la température de fusion du CaF_2 permettant de rendre le mélange liquide. Les poudres sont initialement placées dans un creuset en rotation (encadré rouge [**Figure I-13**]). Ce creuset applique un gradient de température après état de fusion des poudres permettant la pousse progressive du cristal. Les cristaux synthétisés au CIMAP ont un diamètre pouvant aller jusqu'à 15 mm sur une longueur allant jusqu'à 5 cm et sont réalisés sur une période de deux à trois semaines. Cette durée de fabrication a été optimisée afin d'avoir le moins de contraintes résiduelles possible dans les cristaux. Une étude sur les paramètres de recuit des cristaux pour la diminution des contraintes résiduelles est menée dans les travaux [9]. Néanmoins, il reste toujours de faibles contraintes résiduelles liées à la méthode de synthèse des cristaux.

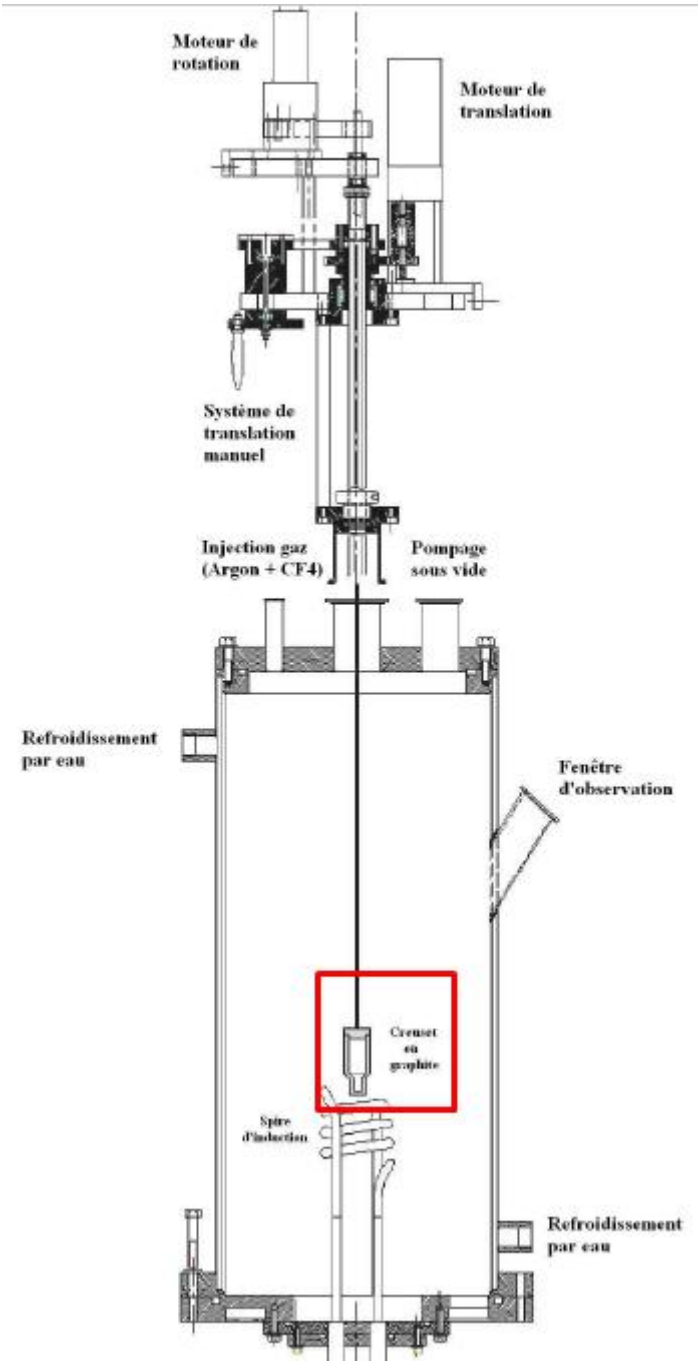


Figure I-13 *Four de synthèse de cristaux Bridgman-Stockbarger*

2 Optique linéaire anisotrope

L'objectif de ces travaux est de caractériser les pertes d'intensité du faisceau laser. Ces pertes sont provoquées par les changements d'état de polarisation de l'onde incidente au passage dans les matériaux pompés. Dans cette partie sont présentés les éléments de théorie nécessaires à la compréhension de l'étude. Dans un premier temps, les grandeurs physiques utiles sont rappelées [§ **2.1**] avant d'être appliquées dans le cas particulier de l'optique anisotrope [§ **2.2**]. La notation des directions de polarisation $\vec{D}$ est introduite [§ **2.3**] et leur représentation graphique est développée [§ **2.4**].

2.1 Définition des champs d'étude

En électromagnétisme, les grandeurs d'étude sont le champ électrique $\vec{E}(\vec{r},t)$, le champ magnétique $\vec{H}(\vec{r},t)$, le déplacement électrique $\vec{D}(\vec{r},t)$ et le déplacement magnétique $\vec{B}(\vec{r},t)$ définis en un point $\vec{r}$ de l'espace, à un instant t. Les relations entre les champs et leur déplacement relatif sont décrites dans le vide [Eq. **9**] :

$$\begin{aligned}\vec{D}(\vec{r},t) &= \varepsilon_0\,\vec{E}(\vec{r},t)\\ \vec{B}(\vec{r},t) &= \mu_0\,\vec{H}(\vec{r},t)\end{aligned} \qquad \textbf{(9)}$$

avec ε_0 est la permittivité diélectrique du vide ($8{,}85.10^{-12}F.m^{-1}$) et μ_0 la perméabilité magnétique du vide ($4\pi.10^{-7}H.m^{-1}$). La description de ces champs dans le vide se fait loin des charges et des courants à l'origine du champ électromagnétique. Les équations de Maxwell dans le vide sont définies [Eq. **10**] :

$$\begin{aligned}\mathrm{div}\vec{E} &= \vec{0}\\ \mathrm{div}\vec{H} &= \vec{0}\\ \mathrm{rot}\vec{E} &= -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\\ \mathrm{rot}\vec{H} &= \frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\end{aligned} \qquad \textbf{(10)}$$

A partir des équations de Maxwell, l'équation de propagation des ondes électromagnétiques dans le vide, aussi appelée équation de d'Alembert s'écrit :

$$\Delta\vec{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \quad \textbf{(11)}$$

Une solution de l'équation de propagation est l'onde plane progressive harmonique (OPPH) dont l'écriture prend la forme $\vec{E}(\vec{r},t) = \overrightarrow{E_0}e^{-i(\omega t - \vec{k}.\vec{r})}$ avec $\overrightarrow{E_0}$ l'amplitude vectorielle du champ électrique, $\vec{k}$ le vecteur d'onde et ω la pulsation du champ $\overrightarrow{E}(\vec{r},t)$. Dans le cas d'une OPPH, les équations de Maxwell dans le vide prennent la forme :

$$\begin{aligned} \vec{k}.\vec{D} &= 0, \\ \vec{k}.\vec{B} &= 0, \\ \vec{k}\wedge\vec{E} &= \omega\vec{B}, \\ \vec{k}\wedge\vec{H} &= -\omega\vec{D} \end{aligned} \quad \textbf{(12)}$$

L'écriture des équations de Maxwell à l'aide du vecteur d'onde $\vec{k}$ permet de montrer que $\vec{E}$ et $\vec{D}$ sont parallèles et transverses à la direction de propagation. Toute onde électrique (magnétique) peut s'écrire comme une superposition d'OPPH par linéarité des équations de Maxwell et l'étude d'une seule onde est donc suffisante pour décrire le champ global.

Quand l'onde électromagnétique traverse un milieu, la norme du vecteur d'onde se déduit de l'équation de propagation par la relation de dispersion $k = \frac{n\omega}{c}$, avec n l'indice de réfraction vu par l'onde. Lors de sa traversée dans le milieu, l'onde électromagnétique induit une polarisation qui vient s'ajouter à celle du vide $\vec{P} = \varepsilon_0\vec{E}$ qui est notée $\vec{P}^1 = \varepsilon_0\chi\vec{E}$ où χ est la susceptibilité du matériau. Le déplacement électrique $\vec{D}(\vec{r},t)$ fait intervenir à la fois le champ électrique excitateur $\vec{E}$ et la polarisation linéaire induite $\vec{P}^1$:

$$\vec{D}(\vec{r},t) = \vec{P} + \vec{P}^1 = \varepsilon_0\left[\bar{\bar{1}} + \bar{\bar{\chi}}\right]\vec{E}(\vec{r},t) = [\bar{\bar{\varepsilon}}]\vec{E}(\vec{r},t) \quad \textbf{(13)}$$

Avec $\bar{\bar{1}}$ la matrice identité. Dans le cas d'un milieu linéaire isotrope, la susceptibilité $\bar{\bar{\chi}}$ et la permittivité $\bar{\bar{\varepsilon}}$ sont décrits par des scalaires et la matrice identité par le scalaire 1. Dans un milieu anisotrope, la susceptibilité et la permittivité sont des tenseurs de rang 2 (matrice 3x3). Dans ces conditions, le champ déplacement $\vec{D}$ n'est plus colineaire à $\vec{E}$ mais est incliné d'un angle α [**Figure I-14**], qui donne aussi l'orientation des vecteurs induction magnetaique $\vec{B}$ et vecteur d'onde $\vec{k}$. Dans la [**Figure I-14**] sont représentés le vecteur champ électrique $\vec{E}$, déplacement $\vec{D}$, induction magnétique $\vec{B}$ et vecteur d'onde $\vec{k}$ d'une OPPH, se propageant dans un milieu anisotrope. L'énergie portée par l'onde est définie par le vecteur de Poynting

$\vec{S} = \vec{E} \wedge \overrightarrow{H}$, de sorte que $\vec{S}$ et $\vec{k}$ ne sont plus colinéaires et aussi inclinés d'un angle α. Le vecteur déplacement électrique $\vec{D}$ est gardé comme champ d'étude pour conserver l'orthogonalité avec $\vec{k}$. Il sera appelé par la suite « état de polarisation $\vec{D}$» et sera le vecteur étudié expérimentalement au [Chap. **II**].

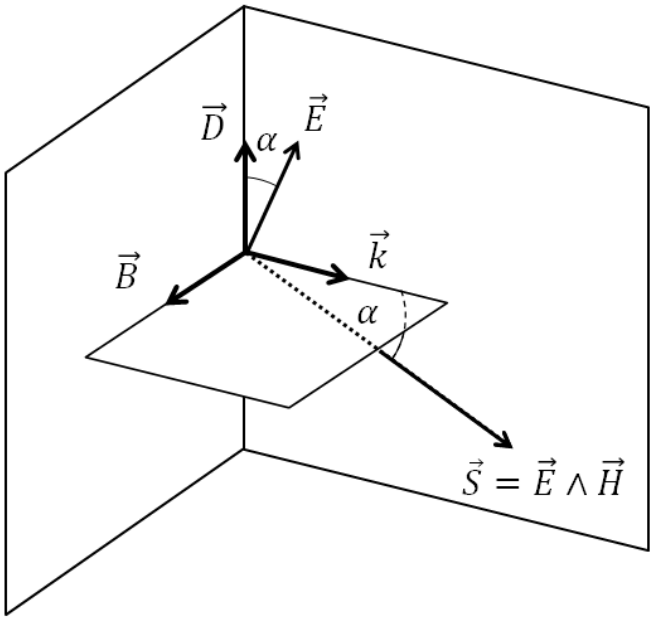


Figure I-14 *Propagation d'une onde plane dans un milieu linéaire anisotrope*

Le tenseur permittivité $[\bar{\bar{\varepsilon}}]$ est réel et symétrique dans un milieu non absorbant. Il possède donc trois valeurs propres réelles associées à trois vecteurs propres orthogonaux. La base des vecteurs propres est appelée le repère optique (ou diéléctrique) et se note $(0, X, Y, Z)$. Par analogie avec le cas isotrope, les composantes du tenseur de permittivité sont notées, à la pulsation ω, $\varepsilon_i = {n_i}^2$.

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} {n_X}^2 & 0 & 0 \\ 0 & {n_Y}^2 & 0 \\ 0 & 0 & {n_Z}^2 \end{bmatrix} \quad \textbf{(14)}$$

Il existe trois classifications de matériaux selon la structure du tenseur permittivité: isotrope, anisotrope uniaxe et anisotrope biaxe.

1) Matériau isotrope : les trois indices de réfraction sont égaux et l'indice vu par le champ traversant le matériau est indépendant de sa polarisation incidente. Dans ce cas $n_X = n_Y = n_Z = n$. Dans cette classe de matériaux se trouvent les systèmes solides amorphes comme le verre et des matériaux cristallins cubiques.

2) Matériau anisotrope uniaxe : deux indices principaux sur les trois sont égaux. Par souci de clarté, la configuration utilisée dans la suite de ce chapitre est la suivante : $n_X = n_Y = n_0$ et $n_Z = n_e$. Les indices n_0 et n_e sont respectivement les indices ordinaire et extraordinaire. Les matériaux cristallins rhomboédriques, quadratiques et hexagonaux appartiennent à cette classe.
3) Matériau anisotrope biaxe : les trois indices de réfraction sont différents. Dans ce cas $n_X \neq n_Y \neq n_Z$. Les matériaux cristallins monocliniques, tricliniques et orthorhombiques appartiennent à cette dernière classe.

2.2 Propagation d'une onde plane dans un milieu linéaire anisotrope et équation aux indices

La propagation d'une OPPH dans un milieu anisotrope est décrite comme expliqué dans le paragraphe précédent, où $\vec{D}(\vec{r},t)$ n'est plus parallèle à $\vec{E}(\vec{r},t)$. L'équation de propagation aboutit à une équation aux valeurs propres appelée équation aux indices d'expression [25]:

$$\sum_i \frac{{n_i}^2 {u_i}^2}{n^2 - {n_i}^2} = 0 \qquad \textbf{(15)}$$

où (i,j,k) représente une permutation circulaire de (X,Y,Z), (u_X,u_Y,u_Z) sont les composantes du vecteur normalisé $\vec{u}$ parallèle à la direction du vecteur d'onde $\vec{k}$ et (n_X,n_Y,n_Z) sont les indices de réfraction principaux. Cette équation donne les valeurs possibles de l'indice de réfraction n vu par une OPPH pour chaque direction u_i car il s'agit d'une équation bicarrée qui admet au plus deux racines réelles positives, notées n_1 et n_2.

D'après l'expression [Eq. **16**], il existe des directions de propagation pour lesquelles $n_1 = n_2$, appelées axes optiques. Les matériaux uniaxes et biaxes possèdent respectivement un et deux axes optiques. Lorsque le vecteur $\vec{u}$ se propage selon un axe optique, le milieu est vu par l'onde comme isotrope.

2.3 Directions propres de polarisation

Dans un milieu anisotrope, les vecteurs déplacements électriques $\overrightarrow{D_1}$, $\overrightarrow{D_2}$, appelés états de polarisation, sont deux vecteurs propres associés aux indices de réfraction propres n_1, n_2 vus par l'onde, de direction de propagation $\vec{u}$. Les vecteurs états de polarisation $\overrightarrow{D_1}$, $\overrightarrow{D_2}$ correspondent aux directions propres de polarisation. Les rayons lumineux associés aux vecteurs de polarisation $\overrightarrow{D_1}$, $\overrightarrow{D_2}$ sont les vecteurs de Poynting notés $\overrightarrow{S_1}$, $\overrightarrow{S_2}$. Les vecteurs $\overrightarrow{D_1}$, $\overrightarrow{D_2}$ décrivent deux états de polarisations rectilignes et orthogonaux entre eux qui se propagent à des vitesses différentes $v_1 = \frac{c}{n_1}$ et $v_2 = \frac{c}{n_2}$. Ces deux états de polarisations ne sont pas colinéaires à $\overrightarrow{E_1}$, $\overrightarrow{E_2}$. Toutes ces grandeurs sont représentées [**Figure I-15**].

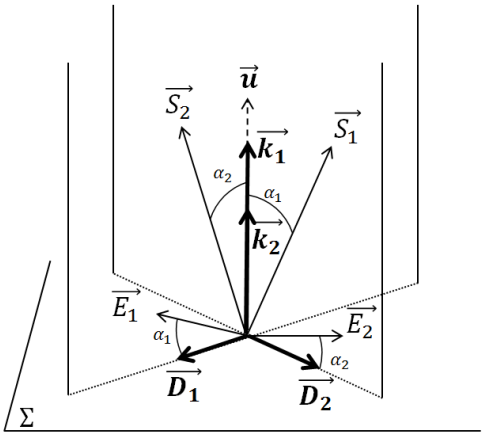


Figure I-15 *Directions propres de polarisation*

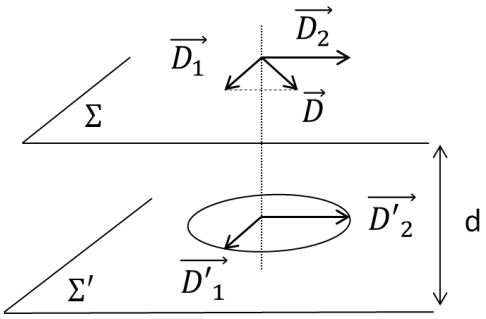


Figure I-16 *Evolution de la polarisation lors de la traversée d'un milieu linéaire anisotrope*

Dans le cas général des milieux uniaxes (lame à retard), $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ [**Figure I-17**]. Dans ce cas, une onde incidente polarisée rectilignement parallèle à $\overrightarrow{D_1}$ se propage dans le milieu anisotrope sans altération de son état de polarisation qui reste rectiligne. Il en est de même pour une onde incidente polarisée rectiligne et parallèle à $\overrightarrow{D_2}$. Le déphasage induit dans chaque cas est différent et vaut :

$$\varphi_i = \frac{\omega}{c} n_i d \qquad \textbf{(17)}$$

Avec $i = 1,2$ et d l'épaisseur du milieu. Dans le cas où la polarisation rectiligne incidente n'est parallèle à aucune des directions de polarisation $\overrightarrow{D_1}$, $\overrightarrow{D_2}$ [**Figure I-16**], la polarisation change d'état et elle apparait généralement elliptique en sortie du milieu. La direction de polarisation associée $\vec{D}$ peut toujours s'écrire comme une combinaison linéaire des directions de polarisation $\overrightarrow{D_1}$, $\overrightarrow{D_2}$. L'ellipse décrite par le champ $\vec{D}$ en sortie du milieu d'épaisseur d est caractérisée par le déphasage entre les polarisations propres $\overrightarrow{D_1}$, $\overrightarrow{D_2}$, d'expression :

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c}(n_1 - n_2)d \qquad \textbf{(18)}$$

2.4 Représentations graphiques de l'équation aux indices.

Il existe différentes surfaces caractéristiques représentant graphiquement la propagation d'une OPPH dans un milieu anisotrope. Elles se déduisent toutes de l'équation aux indices en fonction de la grandeur mise en évidence dans la représentation graphique. Seules deux de ces surfaces sont utilisées dans notre étude pour représenter l'ensemble des cas expérimentaux

possibles. Il s'agit de l'ellipsoïde des indices et de la surface des vitesses qui sont présentés successivement dans le repère optique $(0, X, Y, Z)$ dans les paragraphes suivantes.

2.4.1 *Ellipsoïde des indices*

L'ellipsoïde des indices fournit l'indice de réfraction n associé à la direction (état) de polarisation $\vec{D}$. L'équation de l'ellipsoïde s'écrit :

$$\frac{{D_X}^2}{{n_X}^2} + \frac{{D_Y}^2}{{n_Y}^2} + \frac{{D_Z}^2}{{n_Z}^2} = \frac{D^2}{n^2} \qquad \textbf{(19)}$$

C'est une surface à une seule nappe. Elle permet de représenter les directions propres de polarisation $\overrightarrow{D_1}$, $\overrightarrow{D_2}$ pour une direction $\vec{u}$ particulière. L'ellipsoïde est exprimé à l'aide des axes de la base optique $(0, X, Y, Z)$ en normalisant l'expression [Eq. **19**] par la norme du champ $\vec{D}$. Par exemple, pour la composante selon X, la variable devient : $X = \frac{D_X}{D}$. L'équation de l'ellipsoïde écrite à partir des composantes $(0, X, Y, Z)$ de la base optique prend la forme :

$$\frac{X^2}{{n_X}^2} + \frac{Y^2}{{n_Y}^2} + \frac{Z^2}{{n_Z}^2} = \frac{1}{n^2} \qquad \textbf{(20)}$$

avec n l'indice de réfraction vu par le champ $\vec{D}$. La représentation de l'ellipsoïde des indices est présentée [**Figure I-18**] dans le cas d'un matériau biaxe.

La construction des directions propres de polarisation propres dans l'ellipsoïde se fait progressivement en remarquant que :

- La surface d'onde Σ est portée par le vecteur d'onde $\vec{k}$.

- L'intersection entre la surface d'onde Σ et l'ellipsoïde des indices forme une ellipse Γ.

- Les polarisations propres $\overrightarrow{D_1}$, $\overrightarrow{D_2}$ sont respectivement le petit et grand axe de l'ellipse Γ.

- La polarisation $\overrightarrow{D_1}$ est comprise dans l'ellipse décrite par les indices n_X et n_Y.

- La polarisation $\overrightarrow{D_2}$ fait un angle θ avec l'axe $(0Z)$.

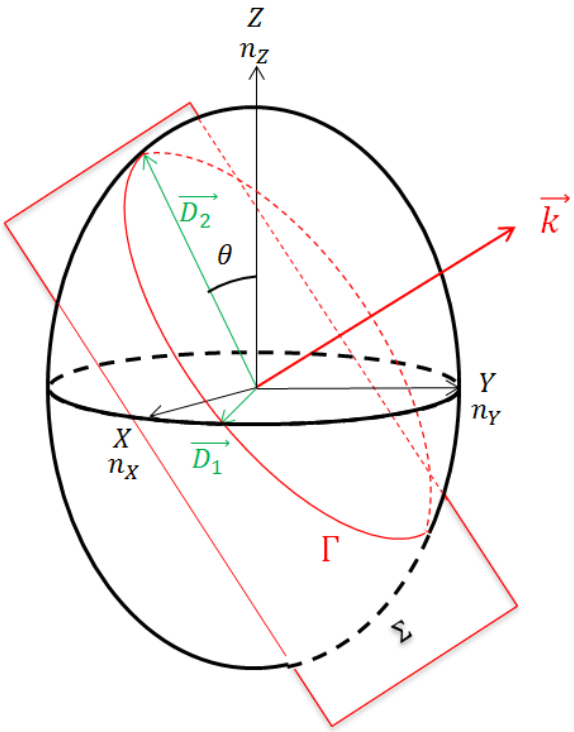


Figure I-18 *Ellipsoïde des indices dans le cas d'un milieu biaxe ($n_X < n_Y < n_Z$).*

Dans le cas d'un matériau biaxe, l'indice n_2 vu par la polarisation $\overrightarrow{D_2}$ tient compte des trois valeurs d'indice (n_X, n_Y, n_Z). La projection des indices (n_X, n_Y, n_Z) dans la direction de $\overrightarrow{D_2}$, se calcule dans un repère de coordonnées sphériques (θ, φ) [**Figure I-19**].

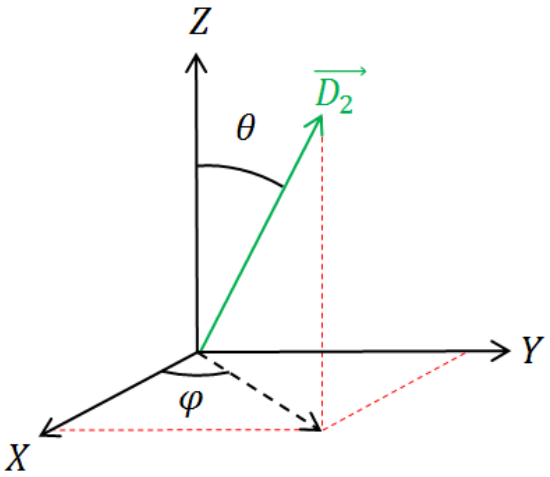


Figure I-19 *Position du vecteur* $\overrightarrow{D_2}$ *repérée par les angles de coordonnées sphériques* θ *et* φ *dans la base optique* (0, X, Y, Z).

L'indice de réfraction n_2 vu par la polarisation $\overrightarrow{D_2}$ se calcule à partir de l'expression [Eq. **20**] et des projections de $\overrightarrow{D_2}$ sur les axes portant les valeurs (n_X, n_Y, n_Z) [**Figure I-18**]. Son expression est donnée [Eq. **21**].

$$\frac{1}{{n_2}^2(\theta,\varphi)} = \frac{cos^2(\theta)}{{n_Z}^2} + \frac{sin^2(\theta)sin^2(\varphi)}{{n_Y}^2} + \frac{sin^2(\theta)cos^2(\varphi)}{{n_X}^2} \quad \textbf{(21)}$$

L'indice de réfraction n_1 vu par la polarisation $\overrightarrow{D_1}$ ne dépend que de l'angle de coordonnée sphérique φ :

$$\frac{1}{{n_1}^2(\varphi)} = \frac{cos^2(\varphi)}{{n_X}^2} + \frac{sin^2(\varphi)}{{n_Y}^2} \quad \textbf{(22)}$$

Dans le cas d'un milieu uniaxe, les indices de réfraction n_1 et n_2 se calculent en remplaçant n_Z par n_e et $n_X = n_Y$ par n_0. Dans la suite des travaux, nous utiliserons principalement l'ellipsoïde des indices pour l'étude des indices de réfraction propres vues par les polarisations $\overrightarrow{D_1}$, $\overrightarrow{D_2}$ lors de la propagation dans le milieu anisotrope.

L'ellipsoïde des indices permet de décrire le comportement d'une onde dans un matériau anisotrope. Dans notre configuration expérimentale [Chap. **II**], l'onde est incidente sur le milieu (anisotrope). Pour étudier le cas d'une onde incidente sur un milieu anisotrope, nous utilisons la surface des vitesses, présentée dans le paragraphe suivant.

2.4.2 *Surface des vitesses*

La surface des vitesses, aussi appelée représentation de Huygens, fournit les valeurs de vitesses de propagation dans le matériau associé à un vecteur de Poynting. Cette équation est identique dans sa forme à l'équation aux indices [Eq. **15**] et s'écrit :

$$\frac{{v_X}^2{S_{0,X}}^2}{v^2 - {v_X}^2} + \frac{{v_Y}^2{S_{0,Y}}^2}{v^2 - {v_Y}^2} + \frac{{v_Z}^2{S_{0,Z}}^2}{v^2 - {v_Z}^2} = 0 \quad \textbf{(23)}$$

où $(S_{0,X}, S_{0,Y}, S_{0,Z})$ sont les composantes dans la base optique $(0, X, Y, Z)$ du vecteur de Poynting normalisé $\overrightarrow{S_0}$. La surface des vitesses est représentée [**Figure I-20**] dans le cas d'un matériau biaxe et d'une onde entrante en incidence normale. Cette configuration correspond au cas expérimental [Chap. **II**].

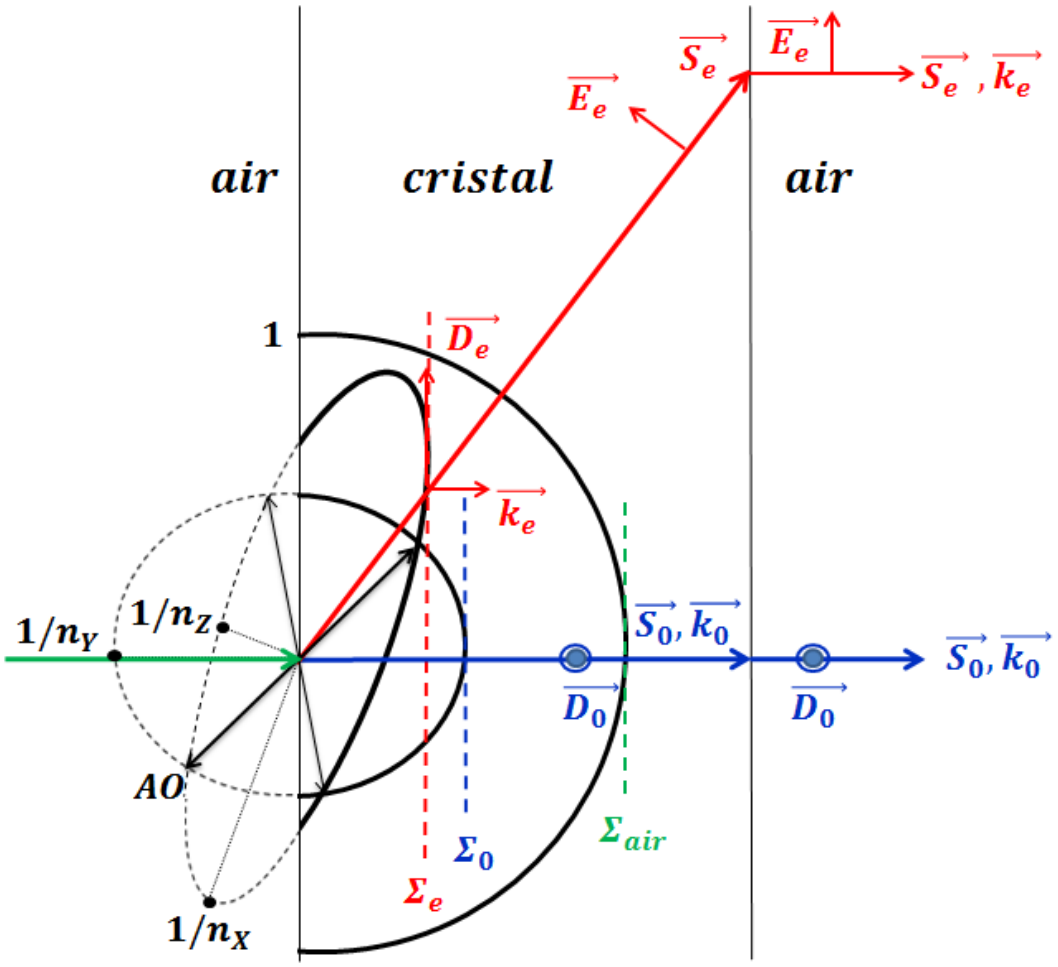


Figure I-20 *Surface des vitesses dans un milieu anisotrope biaxe ($n_X < n_Y < n_Z$). Cas d'une onde incidence normale à la surface du cristal.*

La surface des vitesses est composée de deux nappes sur lesquelles sont portées les valeurs de vitesses associées aux indices de réfraction principaux : $v_X = \frac{c}{n_X}$, $v_Y = \frac{c}{n_Y}$ et $v_Z = \frac{c}{n_Z}$. La représentation graphique de la surface des vitesses omet généralement la notation de la constante c. La valeur de la vitesse notée 1 sur la figure [**Figure I-20**] correspond à la vitesse de l'onde se propageant dans l'air. La surface des vitesses change de forme en fonction de l'orientation de l'axe optique (AO). Dans le cas de la [**Figure I-20**], l'AO est placé dans le plan d'observation afin que l'intersection des deux nappes soit facilement visible. Dans ce cas particulier, la surface de vitesse $\frac{1}{n_Y}$ est représentée par une portion circulaire et l'autre surface de vitesse est représentée par une portion elliptique de vitesse comprise entre $\frac{1}{n_Z}$ et $\frac{1}{n_X}$.

La construction des rayons lumineux ordinaires et extraordinaires se fait en s'aidant des plans d'onde $(\Sigma_1, \Sigma_Y, \Sigma_{XZ})$. Ces plans d'onde sont respectivement les plans suivis par une onde se propageant dans l'air, dans un milieu d'indice de réfraction n_Y et dans un milieu d'indice de

réfraction compris entre n_X et n_Z. Ces trois plans d'onde sont construits successivement à l'aide de :

- la tangente au cercle de rayon 1 (parallèle au plan d'onde Σ_1)
- la tangente au cercle de rayon $\frac{1}{n_Y}$ (parallèle au plan d'onde Σ_Y)
- la tangente à l'ellipse, délimitée par les valeurs de vitesse $\frac{1}{n_Z}$ et $\frac{1}{n_X}$ (parallèle au plan d'onde Σ_{XZ}).

Les chemins suivis par les rayons lumineux ordinaire et extraordinaire dans le matériau sont les prolongements du rayon incident (en vert sur la [**Figure I-20**]) vers le point d'intersection entre une surface des vitesses et son plan d'onde respectif.

Le rayon ordinaire suit la loi de Snell-Descartes. Ce n'est pas le cas du rayon réfracté, extraordinaire, qui suit un autre chemin. Ce phénomène est appelé la double réfraction. En fonction de la position de l'AO, le rayon extraordinaire est plus ou moins proche du rayon ordinaire.

Le cas de l'onde en incidence normale, traité dans ce paragraphe, correspond à la configuration expérimentale présentée [Chap. **II**, § **2**]. Même pour une onde en incidence normale, la double réfraction peut exister. Dans le cas où l'onde incidente arrive avec un angle quelconque, la construction des rayons ordinaire et extraordinaire suit la même procédure que celle présentée, s'aidant des deux plans d'onde de la surface des indices et du plan d'onde propre à une propagation dans l'air.

L'orientation du rayon extraordinaire dépend de deux paramètres : la position de l'AO et la valeur des indices de réfraction propre n_1 et n_2 [Eq. **21**, Eq. **22**]. L'influence du premier paramètre est repérée graphiquement. L'influence des indices n_1 et n_2 sur l'orientation du rayon extraordinaire est défini par l'angle de walk-off, décrit dans le paragraphe suivant.

Les études expérimentales présentées par la suite considèrent les états de polarisation $\overrightarrow{D_1}$, $\overrightarrow{D_2}$ et les indices propres de réfraction n_1 et n_2 associés point par point dans le matériau. Toute grandeur est donc étudiée localement par la suite.

2.4.3 *Description de la double réfraction par l'angle de walk-off*

L'angle entre les rayons ordinaire et extraordinaire est appelé angle de walk-off et se note ρ [**Figure I-20**]. La direction de propagation $\vec{u}$ est repérée par les angles de coordonnées sphériques θ et φ [**Figure I-21**].

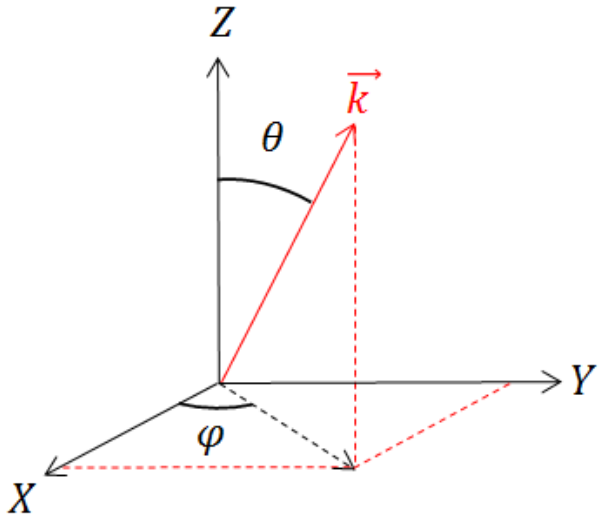


Figure I-21 *Direction de propagation* $\vec{k_u}$ *par les angles de coordonnées sphériques* θ *et* φ *dans la base optique* (0, X, Y, Z).

L'expression de l'angle de walk-off est donnée habituellement pour une direction de propagation $\vec{u}$ définie dans un des trois plans principaux de la base optique qui sont notés $(0,X,Y)$, $(0,Y,Z)$, $(0,X,Z)$ [26]. En notant le plan principal $(0,U,V)$ avec $(U,V)=(X,Y)$, (Y,Z), (X,Z), l'angle de walk-off s'écrit :

$$\rho_{(0,U,V)}(\alpha)=\arccos\left(\frac{\left[\frac{n_V{}^2}{n_U{}^2}\right]cos^2(\alpha)+sin^2(\alpha)}{\sqrt{\left[\frac{n_V{}^4}{n_U{}^4}\right]cos^2(\alpha)+sin^2(\alpha)}}\right) \quad \textbf{(24)}$$

où $\alpha=\theta$ pour les plans principaux $(0,U,V)=(0,X,Z)$ ou $(0,Y,Z)$, $\alpha=\varphi$ dans le plan principal $(0,X,Y)$ et n_U, n_V sont les indices de réfraction du plan principal $(0,U,V)$.

En fonction de la valeur des indices de réfraction (n_X,n_Y,n_Z), des hypothèses simplificatrices sur la double réfraction sont possibles. Pour des indices de réfraction (n_X,n_Y,n_Z) très proches de l'indice de réfraction initial n_0, la double réfraction peut être négligée. Cette hypothèse est présentée en détail dans le [Chap. **II**, § **4**].

3 Effets thermiques dans un matériau laser dopé Néodyme

L'analyse des effets thermiques et thermomécaniques dans les lasers solides est l'objet de nombreuses études depuis l'invention du laser. Chacune de ces études détaille une géométrie de matériau et de pompage particulière. Généralement le matériau est cylindrique et le pompage est transverse ou longitudinal. Dans notre configuration expérimentale, la géométrie du matériau est parallélépipédique et le pompage est transverse inhomogène. Le formalisme analytique des autres configurations est détaillé dans les références [23], [27] [28] [29] [30].

Dans un premier temps, l'origine des sources thermiques dans les matériaux laser dopés Nd [§ **3.1**] est présentée. Les données nécessaires au calcul du dépôt thermique dans les matériaux sont introduites [§ **3.2**] ainsi que le formalisme utilisé pour simuler la distribution de température dans les matériaux [§ **3.3**]. Enfin, une étude de la relaxation des modes thermiques est présentée [§ **3.4**]. Les résultats numériques de la distribution de chaleur dans le matériau pompé sont exposés dans le [Chap. **III**, § **1**].

3.1 Phénomènes responsables de la charge thermique dans les matériaux laser dopés Néodyme

Dans le cas général, lorsqu'un matériau laser est pompé optiquement, un dépôt de chaleur est engendré par divers mécanismes présentés dans la [**Figure I-22**] [28] :

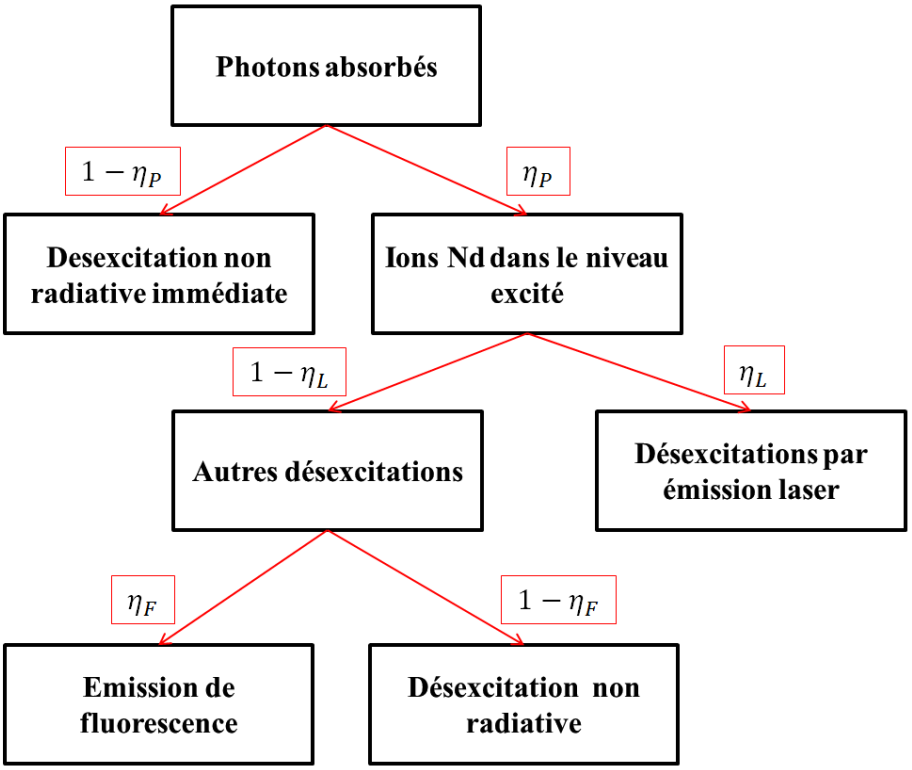


Figure I-22 *Définition du rendement quantique d'absorption* η_P*, du rendement d'extraction laser* η_L *et du rendement quantique de fluorescence* η_F.

En partant de la quantité de photons absorbés [**Figure I-22**], une partie excite les ions dopants, Nd dans notre cas. Ce pourcentage d'ions excité parmi les photons absorbés est appelé le rendement quantique d'absorption et se note η_P. L'autre partie, négligeable en terme de probabilité, est perdue définitivement dans le matériau à cause d'impuretés. Dans ce cas, l'énergie relaxée sous forme de chaleur correspond à l'énergie du photon de pompe incident.

Il existe trois désexcitations permettant aux ions dopants de relaxer leur énergie depuis le niveau excité :

- désexcitation par émission stimulée. Le pourcentage des photons absorbés convertis en émission laser est représenté par η_L, le rendement d'extraction laser.

- désexcitation spontanément par une émission de fluorescence. Le pourcentage de photons absorbés convertis en fluorescence est représenté par η_F, le rendement quantique de fluorescence.

- désexcitation non radiative.

Dans le cas de l'ion Nd, les désexcitations non radiatives sont causées par l'extinction de fluorescence causée par les clusters, présentée [§ **1.3**] et par la relaxation multiphonon. La relaxation multiphonon définit une désexcitation d'un ion uniquement par vibration du réseau atomique, appelée phonon. Cette relaxation se produit pour l'ion Nd entre les transitions $^4F_{3/2}$ et $^4I_{15/2}$, correspondant à une énergie de $6500\ cm^{-1}$ [**Figure I-2**]. Pour une matrice hôte comme le LG760, l'énergie de phonon est de $\approx 1100 - 1200 cm^{-1}$ [31] et de 450 cm^{-1} pour le CaF_2 [32]. Une désexcitation non radiative impliquerait 7 phonons dans le cas du LG760 et 15 pour le Nd :Lu :CaF_2, ce qui rend ce processus très improbable dans les deux cas.

Afin de calculer le dépôt thermique induit dans le matériau par l'ensemble de ces phénomènes, il reste à cibler les processus responsables d'émission de chaleur et la quantité émise par chacun. Dans la [**Figure I-23**], l'ensemble des processus présentés dans la [**Figure I-22**] sont rappelés avec en encadrés leur probabilité notée η_i et leur l'énergie associée notée $h\nu_i$ avec $i = P$ (absorption), L(laser) et F (fluorescence).

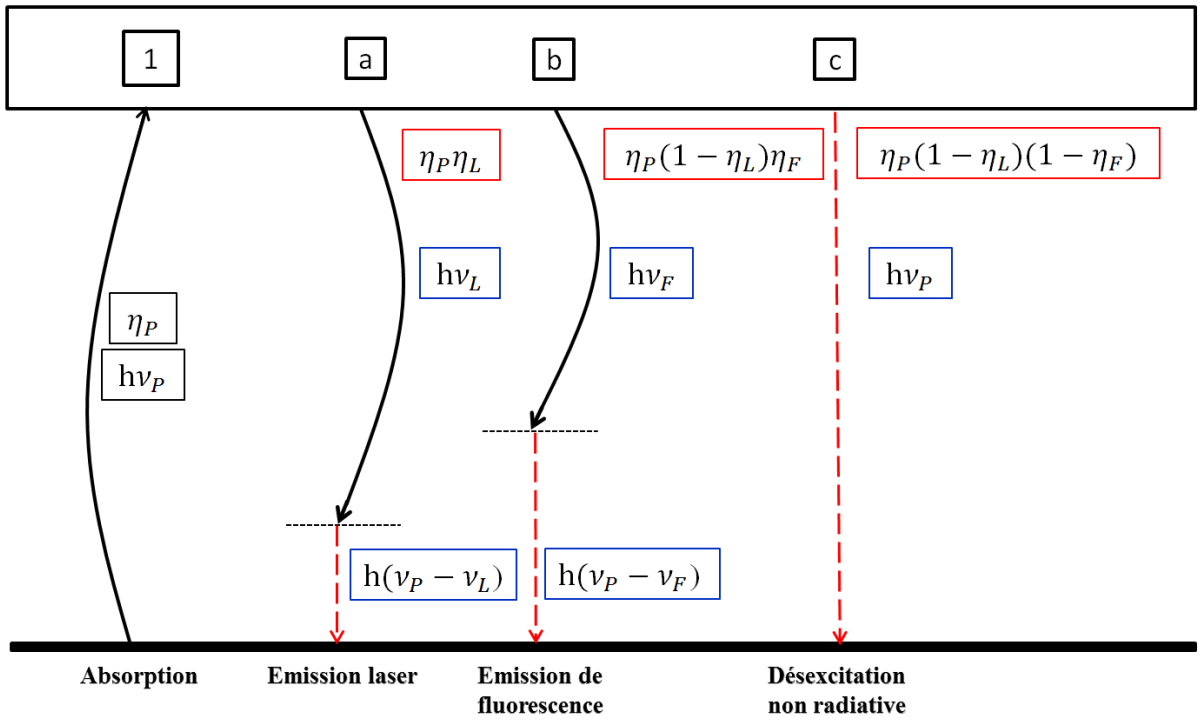


Figure I-23 *Schéma des processus radiatifs et non radiatifs en jeu lors de la relaxation de l'ion Nd. Les processus sont accompagnés de la notation de leur énergie et probabilité respectives. Les traits en pointillés représentent des désexcitations non radiatives et en traits pleins noirs les désexcitations radiatives.*

En lisant la [**Figure I-23**] de gauche à droite :

1 Les photons incidents ont une énergie $h\nu_P$ et sont absorbés par le matériau avec une probabilité η_P.

a Les ions Nd excités émettent un photon laser d'énergie $h\nu_L$ avec une probabilité $\eta_P\eta_L$. A la suite de cette émission, l'ion se désexcite par émission non radiative en dissipant une quantité de chaleur $h(\nu_P-\nu_L)$.

b Les ions Nd excités se désexcitent spontanément (fluorescence) en émettant un photon d'énergie $h\nu_F$ avec une probabilité $\eta_P(1-\eta_L)\eta_F$. A la suite de cette émission, l'ion se désexcite par émission non radiative en dissipant une quantité de chaleur d'énergie $h(\nu_P-\nu_F)$.

c Les ions Nd excités relaxent leur énergie par processus non radiatifs avec une probabilité $\eta_P(1-\eta_L)(1-\eta_F)$. L'énergie des phonons est $h\nu_P$. Dans ce cas toute l'énergie du photon incident est restituée sous forme de chaleur.

La quantité de chaleur déposée par émission stimulée et spontanée est causée par la différence d'énergie entre les longueurs d'onde d'émission et la longueur d'onde de pompe. Le ratio

thermique global se calcule en fonction des trois rendements η_P, η_L et η_F et de la quantité d'énergie libérée par chaque processus [33]:

$$\eta_H = 1 - \eta_P \left[\eta_L \frac{\lambda_P}{\lambda_L} + (1 - \eta_L)\eta_F \frac{\lambda_P}{\overline{\lambda_F}} \right] \quad \textbf{(25)}$$

Avec $\overline{\lambda_F}$ la longueur d'onde d'émission centrale de la fluorescence. La caractérisation des matériaux sous pompage est réalisée dans toute la suite de l'étude en l'absence d'extraction laser. Le rendement d'extraction laser η_L est donc fixé à $\eta_L = 0$. En l'absence d'effet laser, le ratio thermique s'écrit :

$$\eta_H = 1 - \eta_P \eta_F \frac{\lambda_P}{\overline{\lambda_F}} \quad \textbf{(26)}$$

Dans ce cas, il dépend uniquement du rendement quantique de fluorescence et du rendement quantique d'absorption. Nous fixerons les valeurs du rendement quantique d'absorption η_P en supposant que tous les photons absorbés vont vers l'état excité, soit $\eta_P = 1$.

3.2 Calcul du ratio thermique dans le cas du LG760 et du Nd :Lu :CaF_2

Lorsque les longueurs d'onde d'émission de fluorescence sont connues, il est possible de calculer le dépôt thermique théorique à l'aide des rapports de branchement des longueurs d'onde de fluorescence (β_i). Ces rapports de branchement correspondent à la probabilité d'émission de fluorescence à une certaine longueur d'onde [4]. Pour l'ion Nd, il existe quatre sous niveaux donnant lieu à quatre longueurs d'onde d'émission possibles [**Figure I-2**]. Les valeurs des rapports de branchement de l'ion Nd pour chaque niveau d'émission de fluorescence sont répertoriées dans [**Table I-2**] pour le 0,5Nd :5Lu :CaF_2 [3] et le LG760 [1].

Rapport de branchement	$\beta_{\frac{9}{2}}$	$\beta_{\frac{11}{2}}$	$\beta_{\frac{13}{2}}$	$\beta_{\frac{15}{2}}$
LG760 [1]	$\lambda_{\frac{9}{2}}$ =880 nm 40 %	$\lambda_{\frac{11}{2}}$ =1053 nm 50 %	$\lambda_{\frac{13}{2}}$ =1350 nm 9,5 %	$\lambda_{\frac{15}{2}}$ =1850 nm 0,5 %
0,5Nd :5Lu :CaF_2 [3]	$\lambda_{\frac{9}{2}}$ =867 nm 43,8 %	$\lambda_{\frac{11}{2}}$ =1054,4 nm 44,9 %	$\lambda_{\frac{13}{2}}$ =1333 nm 11,3 %	0 %

Table I-2 *Rapport de branchement du 0,5Nd :5Lu :CaF_2 et du LG760 avec leur longueur d'onde d'émission respective*

Ainsi le dépôt thermique induit dans le matériau dopé Nd s'écrit :

$$\eta_H = 1 - \eta_F \left[\beta_{\frac{9}{2}} \frac{\lambda_P}{\lambda_{\frac{9}{2}}} + \beta_{\frac{11}{2}} \frac{\lambda_P}{\lambda_{\frac{11}{2}}} + \beta_{\frac{13}{2}} \frac{\lambda_P}{\lambda_{\frac{13}{2}}} + \beta_{\frac{15}{2}} \frac{\lambda_P}{\lambda_{\frac{15}{2}}} \right] \quad \textbf{(27)}$$

Seules les valeurs du rendement quantique de fluorescence η_F restent à déterminer dans l'expression [Eq. **27**]. Le rendement quantique de fluorescence est déterminé par le rapport entre les phénomènes radiatifs et non radiatifs qui se produisent lors de la désexcitation des ions Nd. La relation entre la probabilité de désexcitation radiative et non radiative s'écrit [1]:

$$W_{NR} = (1 - \eta_F) W_F \quad \textbf{(28)}$$

avec les grandeurs suivantes :
- $W_F = {\tau_F}^{-1}$ (s^{-1}) la probabilité de désexcitation en fluorescence et τ_F le temps de vie de fluorescence.

- $W_{NR} = {\tau_{NR}}^{-1}$ (s^{-1}) la probabilité de désexcitation non radiative et τ_{NR} le temps de vie des phénomènes non radiatifs.

- $\eta_F W_F = {\tau_{rad}}^{-1}$ (s^{-1}) la probabilité de désexcitation radiative et τ_{rad} le temps de vie des phénomènes radiatifs.

Les valeurs rapportées dans la littérature pour un matériau type verre phosphate dopé Nd sont répertoriées dans la [**Table I-3**].

Réf	Matériau	Section efficace d'émission (10^{20} cm^2)	Concentration en ion Nd massique (%) et volumique (cm^{-3})	Temps de vie de radiatif τ_{rad} (µs)	Rendement quantique de fluorescence η_F	Temps de vie de fluorescence τ_F (µs)
[34]	LG-760	4,6	1% $0{,}9.10^{-20} cm^{-3}$	330	-	320
[35]	«PANK»	-	2% $1{,}85.10^{-20} cm^{-3}$	-	0,6	247,5
[1]	LG-760	4.2	0,4% $0{,}37.10^{-20}$cm^{-3}	387,6	0.935	362,3
[7]	LG-760	4.5	1% $0{,}9.10^{-20}$cm^{-3}	330	-	320
[1]	LG-760		3% $2{,}72.10^{-20} cm^{-3}$	395,3	0,753	297,6
[36]	LG-770	3.9	4,5% $4{,}2.10^{-20} cm^{-3}$	349	-	≈ 357

Table I-3 *Comparaison du temps de vie radiatif, du rendement quantique de fluorescence et du temps de vie de fluorescence entre matériaux verre phosphate dopés Nd. Les valeurs utilisées pour déterminer les paramètres d'un échantillon de LG760 dopé à 2% sont surlignées en bleu.*

Les valeurs répertoriées dans le cas du LG760 sont pour des dopages à 0,4%, 1% et 3%. Le temps de vie de fluorescence décroit lorsque la concentration en Nd augmente, conséquence des effets de cluster des ions Nd [§ **1.3**]. Néanmoins le temps de vie de fluorescence donné par les références [1] et [7] ne suit pas exactement une relation linéaire. Les données de ces trois paramètres spectroscopiques varient donc légèrement selon les auteurs. Dans le cas de notre échantillon de LG760, le dopage est de 2% massique. Les temps de vie radiatif τ_{rad} et de fluorescence τ_F de cet échantillon sont déterminés à partir des valeurs répertoriées dans la référence [1] à l'aide d'une approximation linéaire.

L'expression [Eq. **28**] permet ensuite de déduire les valeurs du rendement quantique de fluorescence η_F et du temps de vie des effets non radiatifs τ_{NR} dans le cas du LG760 :

$$\tau_{rad} = 392{,}3\ \mu s \qquad \tau_F = 322{,}5\ \mu s$$

$$\eta_F = 0{,}822 \qquad \tau_{NR} = 1{,}81\ ms$$

Dans le cas du Nd :Lu :CaF_2, l'étude spectroscopique du CIMAP a permis de déterminer ces paramètres dans le cas d'un dopage à 0.5% de Nd et 5% de Lu :

$\tau_{rad} = 350\ \mu s$ (CIMAP) $\qquad$ $\tau_F = 310\ \mu s$ (CIMAP)

$\eta_F = 0{,}885$ (recalculée [Eq. **28**]) $\qquad$ $\tau_{NR} = 2{,}71\ ms$ (CIMAP)

L'application numérique du calcul du ratio thermique, est présentée [Chap. **III**, §**1.1.1**] dans le cadre des simulations numériques de dépôt thermique.

La puissance thermique déposée dans le matériau, notée P_{th} $[W]$, est proportionnelle à la puissance optique absorbée P_{abs} et au ratio thermique η_H. Son expression est définie par [23]:

$$P_{th} = \eta_H P_{abs} \tag{29}$$

3.3 Equation de la chaleur et formalisme analytique du pompage transverse inhomogène mono-coup

L'origine du dépôt de chaleur dans les matériaux dopés Nd a été détaillée [§ **3**]. Pour caractériser la répartition de chaleur induite par le pompage, le formalisme de la distribution de température est introduit dans le repère du laboratoire $(0, x, y, z)$. À partir de la distribution de température, nous pourrons par la suite calculer les contraintes thermomécaniques, responsables de l'anisotropie induite dans les matériaux. Dans ce paragraphe, les notations et grandeurs spécifiques à l'étude des phénomènes thermiques sont présentées et appliquées dans le cas d'un pompage transverse, inhomogène et mono-coup.

3.3.1 *Equation de la chaleur cas général*

La distribution de température est solution de l'équation de la chaleur, d'expression [Eq. **30**] :

$$\rho C_P \frac{\partial T(x,y,z,t)}{\partial t} - \kappa \Delta T(x,y,z,t) = Q_0(x,y,z,t) \tag{30}$$

avec ρ la masse volumique [$kg.m^{-3}$], C_P la capacité calorifique massique à pression constante [$J.kg^{-1}.K^{-1}$], κ conductivité thermique [$W.m^{-1}.K^{-1}$] et Q_0 la source volumique de chaleur [$W.m^{-3}$]. Les grandeurs intrinsèques au matériau (ρ, C_P, κ) sont supposées homogènes et indépendantes de la température lors du pompage. Le premier terme de cette équation correspond à la variation temporelle de la température, le deuxième terme à la variation spatiale de la température où Δ est l'opérateur Laplacien. Le dernier terme est la source de

chaleur $Q_0(x,y,z,t)$. La grandeur $\frac{\kappa}{\rho C_P}$ correspond à la diffusivité thermique ($m^2.s^{-1}$.). Cette équation décrit l'évolution de la température dans un volume donné par conservation de l'énergie déposée et en régime de conduction.

La résolution en régime stationnaire est considérée dans le cas des lasers continus. Dès lors, la distribution de température est indépendante du temps ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$) et l'équation de la chaleur s'écrit :

$$\Delta T(x,y,z,t) = -\frac{Q_0(x,y,z,t)}{\kappa} \quad \textbf{(31)}$$

La masse volumique ρ ainsi que la capacité calorifique massique C_P ne sont plus influentes dans le cas des lasers continus. Dans notre configuration d'étude, le dépôt de chaleur est fourni par une seule impulsion laser plus ou moins courte (400 µs, 3 ms). La chaleur se relaxe et le matériau revient à température ambiante. La relaxation de la température est traitée [Chap **III**] dans le cas d'un barreau parallélépipédique de LG760 sous pompage inhomogène transverse.

3.3.2 *Hypothèses et conditions aux limites*

La variation de température au premier instant peut être approchée en supposant que sur un laps de temps infinitésimal la température n'a pas varié spatialement. Dans ce cas, par conservation de l'énergie déposée dans le matériau, la variation de température s'écrit [Eq. **32**].

$$\frac{\delta T(x,y,z,t)}{\delta t} = \frac{Q_0(x,y,z,t)}{\rho\, C_P} \quad \textbf{(32)}$$

Avec $\frac{\delta T}{\delta t}$ en $K.s^{-1}$ la variation de température estimée sur un intervalle de temps infinitésimal. Cette hypothèse est valable lorsque le temps de dépôt d'énergie (µs, ms) est bien plus court que le temps de transfert de chaleur (de l'ordre de la seconde [Chap. **III**, § **8.2.1**]) sur une distance significative. L'expression [Eq. **32**] permet d'estimer la température dans le matériau juste après l'impulsion de pompe. Une application numérique au cas de notre configuration expérimentale est donnée [Chap. **III**, § **2.2**] afin de vérifier les calculs du modèle de simulation.

Le choix des conditions aux limites fixe la température des surfaces inférieure et supérieure du matériau à $T_0 = 20°C$.

$$T(y = -2\ mm) = T(y = 2\ mm) = T_0 \quad \textbf{(33)}$$

D'autre part, le transfert de chaleur par conduction est favorisé devant celui en convection. La condition aux limites appliquée sur la surface gauche et droite du matériau [**Figure III-1**], en contact avec l'air, impose un flux thermique nul dans la direction suivant $(0x)$:

$$\vec{n}.\kappa\vec{\nabla}T = 0 \quad \textbf{(34)}$$

où $\vec{n}$ est le vecteur normal à la surface, dirigé vers l'extérieur du matériau.

3.4 Relaxation des modes thermiques

L'objectif de ce paragraphe est d'étudier la relaxation de la température $T(x, y, z, t)$ dans le cas de notre configuration expérimentale, détaillée dans le chapitre [Chap. **III**]. Pour ce paragraphe nous ne mentionnons que les paramètres utiles à l'étude de la relaxation de température :

-la longueur du matériau dans la direction $(0y)$ est notée $L \in [-2mm; 2mm]$

-le pompage est rectangulaire, d'épaisseur 1 mm dans la direction $(0y)$.

- la relaxation spatiale de température s'effectue dans la direction où la conduction est favorisée, selon la direction $(0y)$.

Pour cette étude, la solution $T(x, y, z, t)$ de l'équation de la chaleur [Eq. **30**] est définie uniquement avec la variable spatiale y et la variable temporelle t, soit $T(y, t)$. La résolution de l'équation de la chaleur s'effectue par séparation des variables [37]. La température s'écrit sous forme d'une série de Fourier :

$$T(y, t) = \sum_{n=1}^{N} D_n \ \sin\left(\frac{n\pi}{L}y\right) e^{\left(-\frac{t}{\tau}\right)} \quad \textbf{(35)}$$

Avec n le numéro du mode thermique et D_n les coefficients de Fourier définis par l'expression :

$$D_n(f) = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} f(y) \sin\left(\frac{n\pi}{L}y\right) dy \quad \textbf{(36)}$$

La fonction f est définie par la condition initiale ($t = 0$) :

$$f(y) = T(y, t = 0) = \sum_{n=1}^{N} D_n \sin\left(\frac{n\pi}{L} y\right) \quad \textbf{(37)}$$

Le temps caractéristique de décroissance des modes thermiques τ dépend des paramètres physiques du matériau (ρ, C_P, κ), définis dans le paragraphe [§ **3.3**]. Le temps de vie caractéristique τ (s) du mode thermique n est défini par l'expression [Eq. **38**]:

$$\tau = \frac{\rho C_P}{\kappa} \frac{L^2}{n^2 \pi^2} \quad \textbf{(38)}$$

Ce temps caractéristique détermine la durée de vie de l'harmonique d'ordre n, constituant la distribution de température $T(y, t)$. Il est inversement proportionnel au carré de l'ordre de l'harmonique [Eq. **38**]. Plus l'harmonique est d'ordre élevé, plus son temps de vie est court.

La [**Figure I-24**] représente une coupe de la température à la surface d'entrée de la pompe, obtenue par simulation sur le logiciel COMSOL® [Chap. **III**]. Le profil de température est rectangulaire au temps t = 3 ms et devient hyperbolique à partir de t = 10 ms puis sinusoïdal à $t = 1\,s$.

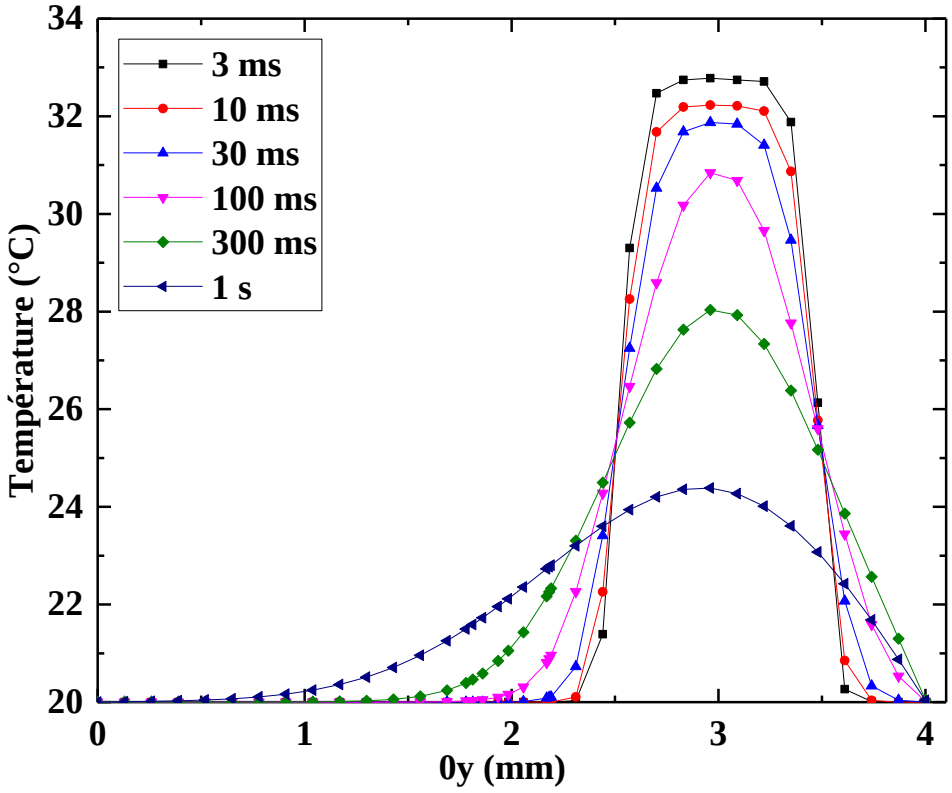


Figure I-24 *Profil de température à la surface d'entrée de la pompe. Cas du LG760 (calcul numérique).*

Pour étudier l'évolution temporelle des modes thermiques, le profil rectangulaire de température à $t = 3\,ms$ [**Figure I-24**] est simulé par une fonction supergaussienne de largeur 1 mm, centrée sur l'intervalle [0 mm, 1mm]. La fonction f [Eq. **37**] est définie par :

$$f(y) = e^{-\left(\frac{y-0,5}{0,4}\right)^8} \quad \textbf{(39)}$$

Afin de retrouver la décomposition en série de Fourier des modes thermiques, la fonction spatiale f est définie sur un intervalle symétrique avec un pas d'échantillonnage dy. L'intervalle des fréquences spatiales contient le même nombre de points d'échantillonnage et est défini par $[-\nu_{max}; \nu_{max}]$ où $\nu_{max} = \frac{\pi(N-1)^2}{2N}$ avec N le nombre de points d'échantillonnage. Le spectre [Eq. **36**] est symétrique [**Figure I-25**].

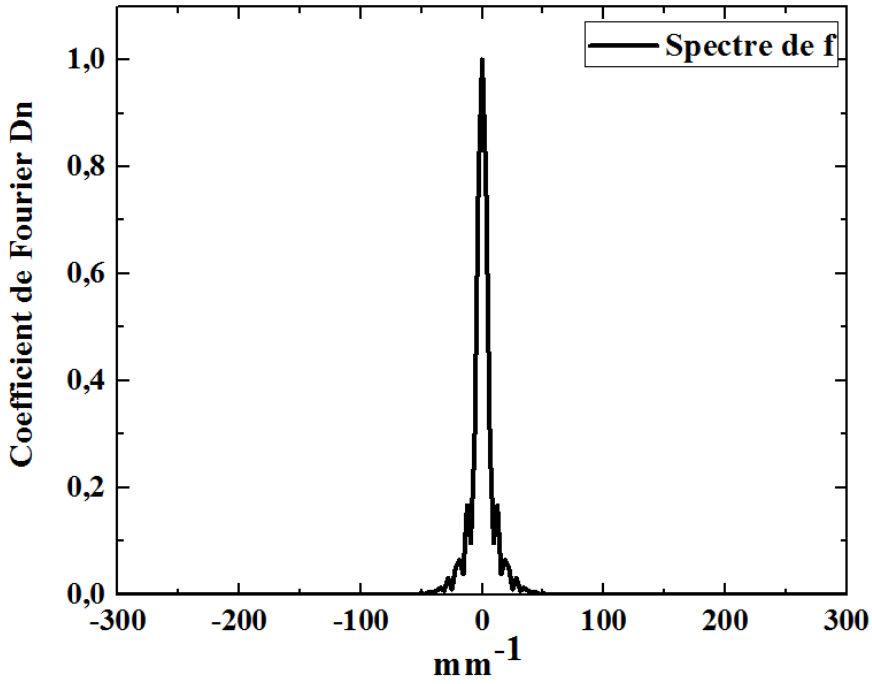


Figure I-25 *Spectre de la fonction* f(y) *[Eq. 39]*

Les amplitudes des harmoniques [**Figure I-25**] sont comparées à l'énergie totale correspondant à la somme des amplitudes D_n. Dans notre cas, l'harmonique de fréquence nulle concentre 24 % de l'énergie totale, le premier harmonique 19 %, le second 7 % jusqu'à l'harmonique d'ordre 7 contenant 1 % de l'énergie totale. Par conséquent, les autres modes ont des amplitudes correspondant à moins de 1 % de l'énergie totale.

Pour reconstruire la fonction $f(y)$ ([**Figure I-24**], à 3 ms), les modes utilisés sont ceux dont l'amplitude D_n est supérieure à 0,1 % de l'énergie totale :

$$\frac{D_n}{\sum_{n=1}^{N} D_n} > 0{,}1\ \% \qquad \textbf{(40)}$$

Par ce critère, la reconstruire de la fonction $f(y)$ est réalisée en sommant les 14 premiers modes thermiques [**Figure I-26**].

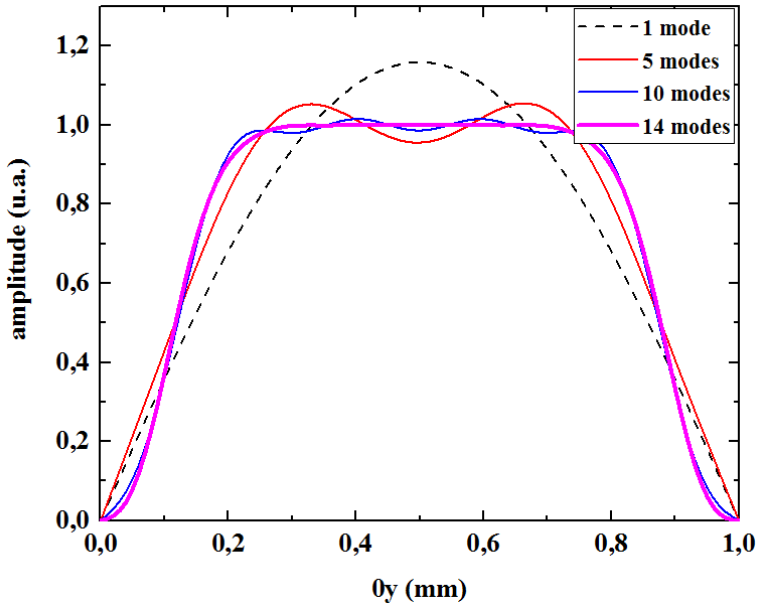


Figure I-26 *Reconstruction de la fonction* f(y) *[Eq. 39]*

L'énergie négligée est estimée à $0{,}003\,\%$. La reconstruction des modes thermiques nous permet d'estimer que la température $T(y, t = 3\,ms)$ [**Figure I-24**] est composées des harmoniques $n = 1,..,14$. En fonction du temps de vie caractéristique de ces harmoniques, la répartition spatiale de la température $T(y,t)$ varie d'un profil rectangulaire à un profil parabolique puis sinusoïdal [**Figure I-24**]. Les temps de vie caractéristiques des harmoniques sont représentés [**Figure I-27**].

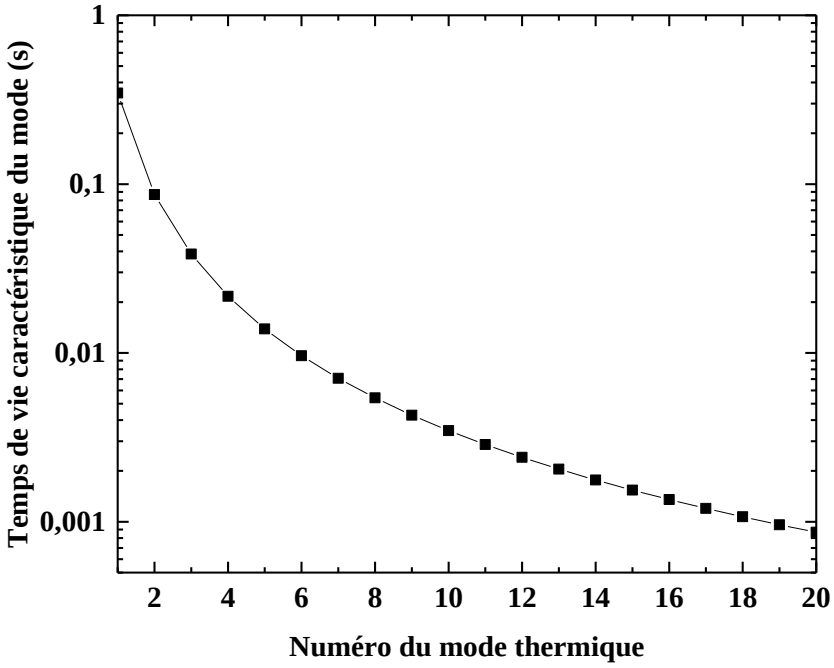


Figure I-27 *Temps de vie caractéristique des modes thermiques*

Dans le cas du matériau d'étude LG760, le temps de vie caractéristique [Eq. **38**] du mode d'ordre $n = 14$ vaut $2\,ms$. Par conséquent, à $2\,ms$, le mode $n = 14$ a une amplitude réduite d'un facteur 1/e et la distribution de température ne correspond déjà plus rigoureusement à une supergaussienne d'ordre 8. L'amplitude du mode $n = 14$ continue à baisser au-delà de $2\,ms$ mais il reste présent dans la décomposition en série de Fourier de la fonction $f(y)$.

De $3\,ms$ à $10\,ms$, les modes d'ordre 14 jusqu'à 7 ont leur amplitude réduite d'un facteur supérieur à 1/e. La température $T(y, t = 10\,ms)$ est composée par les modes d'ordre 1 à 7 dont l'amplitude est encore élevée et des modes 8 à 14 dont l'amplitude est négligeable devant celles des autres modes. De $10\,ms$ à $30\,ms$, le profil de $T(y, t = 30\,ms)$ devient hyperbolique. Enfin, de $30\,ms$ à $100\,ms$ les modes 2 et 3 ont leur amplitude réduite d'un facteur 1/e. A partir de $t = 100\,ms$, le profil de température $T(y, t > 100\,ms)$ est principalement composé du mode 1, sinusoïdal. L'harmonique d'ordre 1 possède un temps de vie caractéristique de $340\,ms$. Au-delà de $340\,ms$, le mode d'ordre 1 voit son amplitude baisser d'un facteur supérieur à 1/e. La décomposition en série de Fourier de la fonction $T(y, t = 10\,ms)$ conserve l'ensemble des modes mais avec l'amplitude du mode 1 supérieure à celles des 13 autres modes.

Finalement, la température décrite dans le repère du laboratoire, est composée de modes ayant chacun son temps de relaxation. Plus le mode est d'ordre élevé, plus il relaxe rapidement. Pour une source de chaleur dont le profil ne présente pas de fronts raides (gaussienne, sinusoïde...), la relaxation de la température suit une loi en exponentielle décroissante. En revanche, pour une source de chaleur présentant des fronts raides comme ceux de la supergaussienne [Eq. **39**], la relaxation de la température n'est plus exponentielle mais possède différents régimes de relaxation, régis par les temps caractéristiques de vie des modes thermiques impliqués.

4 Mécanique des solides continus pour l'étude des contraintes induites par pompage

Dans cette partie, nous présentons le formalisme utilisé pour calculer les contraintes thermomécaniques induites par le pompage. Dans un premier temps, nous introduisons les notations générales [§ **4.1**] avant de présenter les équations de Hooke, permettant de relier les déplacements aux contraintes mécaniques [§ **4.2**]. Les conditions initiales et aux limites propres au cas expérimental sont développées [§ **4.3**]. Enfin, le calcul des contraintes limites de fractures du LG760 et du CaF_2 sont présentés [§ **4.4**]. Le formalisme général est présenté dans le repère du laboratoire.

4.1 Formalisme général

En mécanique des solides continus, le tenseur déplacement $[U]$ définit le déplacement d'un élément de volume dV sous l'effet d'une contrainte (interne ou externe) [38]. Le terme de déplacement contient la notion de rotation et de déformation que peut subir le volume dV.

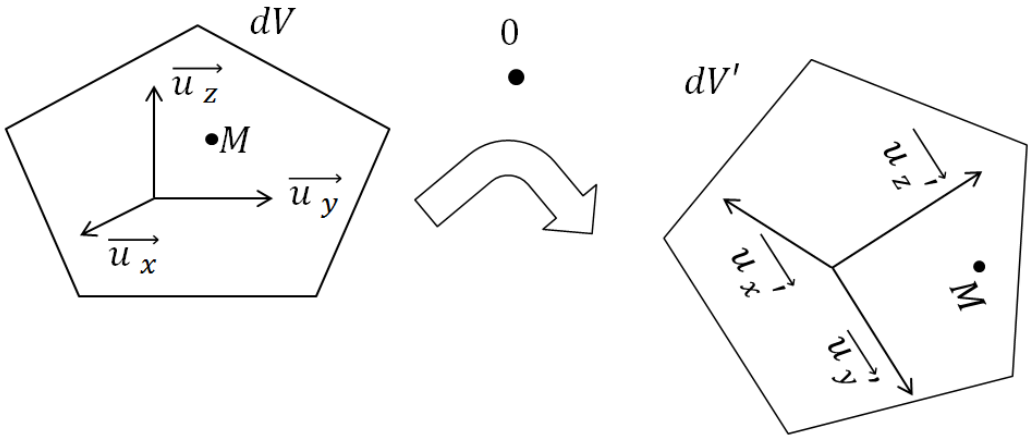


Figure I-28 *Schéma d'un volume élémentaire évoluant selon une rotation et une déformation quelconques.*

Un point M fixe dans le volume dV garde les mêmes coordonnées dans ce volume [**Figure I-28**]. Pour caractériser la rotation et la déformation subies par le volume dV, les vecteurs du volume dV' sont exprimés dans la base du volume initial dV :

$$\begin{aligned}
\vec{u}'_x &= \vec{u}_x + \frac{\partial \vec{u}_x}{\partial x}\vec{u}_x + \frac{\partial \vec{u}_x}{\partial y}\vec{u}_y + \frac{\partial \vec{u}_x}{\partial z}\vec{u}_z \\
\vec{u}'_y &= \vec{u}_y + \frac{\partial \vec{u}_y}{\partial x}\vec{u}_x + \frac{\partial \vec{u}_y}{\partial y}\vec{u}_y + \frac{\partial \vec{u}_y}{\partial z}\vec{u}_z \\
\vec{u}'_z &= \vec{u}_z + \frac{\partial \vec{u}_z}{\partial x}\vec{u}_x + \frac{\partial \vec{u}_z}{\partial y}\vec{u}_y + \frac{\partial \vec{u}_z}{\partial z}\vec{u}_z
\end{aligned} \qquad \textbf{(41)}$$

L'expression [Eq. **41**] peut s'écrire sous une forme matricielle qui permet d'identifier le tenseur déplacement $[U]$:

$$\begin{pmatrix} u'_x \\ u'_y \\ u'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{\partial u_x}{\partial x} & \frac{\partial u_x}{\partial y} & \frac{\partial u_x}{\partial z} \\ \frac{\partial u_y}{\partial x} & \frac{\partial u_y}{\partial y} & \frac{\partial u_y}{\partial z} \\ \frac{\partial u_z}{\partial x} & \frac{\partial u_z}{\partial y} & \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{pmatrix} \qquad \textbf{(42)}$$

$$[U] = \begin{pmatrix} \frac{\partial u_x}{\partial x} & \frac{\partial u_x}{\partial y} & \frac{\partial u_x}{\partial z} \\ \frac{\partial u_y}{\partial x} & \frac{\partial u_y}{\partial y} & \frac{\partial u_y}{\partial z} \\ \frac{\partial u_z}{\partial x} & \frac{\partial u_z}{\partial y} & \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{pmatrix} \qquad \textbf{(43)}$$

Le tenseur déplacement $[U]$ contient toute l'information sur le déplacement subi par le volume initial dV.

L'écriture de $[U] = \frac{1}{2}([U] + {}^t[U]) + \frac{1}{2}([U] - {}^t[U])$ permet de distinguer dans le premier terme une matrice symétrique caractérisant une déformation de la base initiale et dans le second terme une matrice antisymétrique associée à une rotation de la base initiale. La partie déformation en $\frac{1}{2}([U] + {}^t[U])$ est conservée dans le cas d'un matériau isotrope. Le tenseur associé est appelé tenseur de déformation et s'écrit [39]:

$$\left[\varepsilon_{ij}\right] = \frac{1}{2}\left[\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j}\right] \quad \textbf{(44)}$$

4.2 Equation de Hooke

4.2.1 *Cas général*

La déformation d'un volume élémentaire dans un milieu isotrope est caractérisée par le tenseur $\left[\varepsilon_{ij}\right]$ (sans unité), à ne pas confondre avec le tenseur permitivité [§ **2**]. Ces déformations peuvent résulter de forces mécaniques en traction ou compression. Dans le cas général, on associe au tenseur déformation $\left[\varepsilon_{ij}\right]$ le tenseur de contraintes $\left[\sigma_{ij}\right]$ (en Pa) résultant des forces subies par le volume dV. Les composantes de ces deux tenseurs sont reliées par les équations de Hooke :

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{(1+\nu)}\left[\varepsilon_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu} Tr(\boldsymbol{\varepsilon})\delta_{ij}\right] \quad \textbf{(45)}$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{E}\left[(1+\nu)\sigma_{ij} - \nu\, Tr(\boldsymbol{\sigma})\delta_{ij}\right] \quad \textbf{(46)}$$

Ici, $Tr(\boldsymbol{\varepsilon})$ et $Tr(\boldsymbol{\sigma})$ sont respectivement la trace du tenseur déformation et du tenseur de contraintes, E est le module d'Young et ν est le coefficient de Poisson. Ces deux derniers paramètres sont intrinsèques au matériau étudié et caractérisent son comportement sous contraintes. Ces deux expressions sont auto-consistantes, l'expression [Eq. **46**] s'obtient en inversant les termes de l'expression [Eq. **45**].

4.2.2 *Dilatation thermique et résolution numérique pas à pas*

La déformation d'un volume élémentaire peut aussi résulter d'autres phénomènes appliqués comme par exemple la modification de température interne du matériau. La modification de température entraine alors des déformations liées à l'expansion thermique.

4.2.2.1 Cas de la dilatation thermique

Lors du pompage optique, le dépôt de chaleur introduit une variation de température notée ΔT. Cette chaleur déposée va introduire des déformations internes au matériau. Dans ce

cas, le tenseur déformation $[\varepsilon_{ij}]$ s'écrit sous une forme faisant intervenir uniquement la variation de température et la dilatation thermique :

$$\varepsilon_{ij\,Therm} = \alpha_T \Delta T \delta_{ij} \quad \textbf{(47)}$$

où δ_{ij} est le symbole de Kroenecker et α_T est l'expansion thermique (K^{-1}) du matériau étudié. Cette forme du tenseur déformation est valable pour l'ensemble des volumes chauffés dans le matériau. Ces déformations locales entrainent l'apparition de contraintes purement mécaniques. On définit un tenseur de contraintes $[\sigma_{ij\,Meca}]$ relié au tenseur déformation $[\varepsilon_{ij\,Therm}]$ par la loi de Hooke :

$$\sigma_{ij\,Meca} = \frac{E}{(1+\nu)}\left[\varepsilon_{ij\,Therm} - \frac{\nu}{1-2\nu} Tr(\boldsymbol{\varepsilon}_{\boldsymbol{Therm}})\delta_{ij}\right] \quad \textbf{(48)}$$

La contribution thermique est déjà prise en compte dans l'expression du tenseur de déformation $[\varepsilon_{ij\,Therm}]$ et n'apparait pas dans l'expression du tenseur des contraintes $[\sigma_{ij\,Meca}]$.

4.2.2.2 Calcul numérique pas à pas

La résolution numérique des tenseurs locaux de contraintes est réalisée sur l'ensemble des volumes dV du matériau. Le calcul du tenseur de contraintes locales d'un volume dV_1 induit de proche en proche des contraintes locales sur le volume voisin dV_2. Ces contraintes induites sont à prendre en compte comme conditions aux limites dans le calcul du tenseur de contraintes locales du volume dV_2. Il en est de même pour les tenseurs de déformations locales.

Ce calcul du tenseur de contraintes d'un volume dV tient compte des contraintes interne du volume (induit par la thermique) ainsi que la contribution des contraintes extérieures par les volumes voisins. Le tenseur général de déformations $[\varepsilon_{ij}]$ dépend uniquement des contraintes mécaniques précédemment calculées [Eq. **48**]. Ces dernières sont induites initialement par une variation de température ΔT [Eq. **47**].

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{E}\left[(1+\nu)\sigma_{ij\,Meca} - \nu\,Tr(\sigma_{Meca})\delta_{ij}\right] \quad (\textbf{49})$$

L'équation de Hooke, donnée précédemment [Eq. **49**], est appliquée ici au cas concret d'une dilatation thermique. Le pendant en termes de contraintes est donné par l'expression suivante :

$$\sigma_{ijMéca} = \frac{E}{(1+\nu)}\left[\varepsilon_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu} Tr(\boldsymbol{\varepsilon})\delta_{ij}\right] \quad (\mathbf{50})$$

4.3 Conditions initiales et conditions aux limites

4.3.1 *Conditions initiales*

Le matériau est initialement l'équilibre et ne possède aucune contrainte interne. Cette condition [39] s'exprime par l'expression [Eq. **51**]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad \mathbf{(51)}$$

La condition d'équilibre [Eq. **51**] est aussi réalisée lorsque le matériau est sous contrainte. Dans ce cas, l'intégrale de ses contraintes sur l'ensemble de son volume est nulle.

4.3.2 *Conditions aux limites*

Le matériau est supposé libre de se dilater ou de se contracter dans les directions normales aux surfaces. La condition aux limites suivante représente l'absence de contraintes selon la normale aux frontières du matériau [39]. En utilisant la notation de sommation d'Einstein, la condition aux limites s'écrit :

$$\sigma_{ij} n_j = 0 \quad \mathbf{(52)}$$

Par conséquent, aucune force de rappel ne s'exerce à la surface du matériau.

4.4 Calcul de la contrainte limite de fracture des matériaux Nd :Lu :CaF_2 et LG760

Dans le cas du CaF_2 la contrainte limite de fracture σ_{TS} est donnée par le constructeur [40]. Elle est donnée en fonction de la qualité du polissage des matériaux. Plus il y a de micro fractures et de rugosité, moins la contrainte limite de fracture est élevée. Dans le cas d'un polissage grossier la contrainte limite est de $\sigma_{TS} = 34{,}1 \pm 15{,}1\ MPa$ et elle est de $\sigma_{TS} = 157{,}2 \pm 13{,}7\ MPa$ pour un polissage raffiné.

Dans le cas du LG760, la donnée du constructeur est la « Fracture Toughness », traduit par « résistance à la fracture » : $K_{IC} = 0{,}47\ MPa.m^{1/2}$. Pour relier ce paramètre à la contrainte limite de fracture, le formalisme utilisé est celui des matériaux très fragiles dans le cas d'une contrainte de Mode I. La contrainte de Mode I correspond à un chargement en tension [41]. Le paramètre K_I correspond à l'intensité de contrainte induite par une micro-fracture dans le matériau, calculée pour le Mode I. Sa valeur limite est notée K_{IC} [42]. L'expression du paramètre K_I est donnée par l'expression :

$$K_I = \left[\frac{1.1\sqrt{\pi}}{\phi}\right]\sigma\sqrt{a} \qquad \textbf{(53)}$$

avec ϕ caractérisant le défaut de surface, σ la contrainte appliquée sur le matériau et a le demi petit axe de la micro-fracture [43]. Pour des micro-fractures de formes elliptiques d'épaisseur inférieure à 0,25 fois l'épaisseur du matériau et un matériau initialement sans contraintes, l'expression de la résistance à la fracture K_{IC} s'écrit :

$$K_I = 1{,}24\ \sigma\sqrt{a} \qquad \textbf{(54)}$$

En reprenant la valeur critique K_{IC} fournie par le constructeur, il est possible d'estimer la contrainte limite de fracture en fonction de la taille de la micro-fracture. Dans la [**Figure I-29**], la contrainte limite de fracture est représentée pour des tailles de micro-fractures elliptiques, de petit axe allant de $100\ \mu m$ à $1\ mm$.

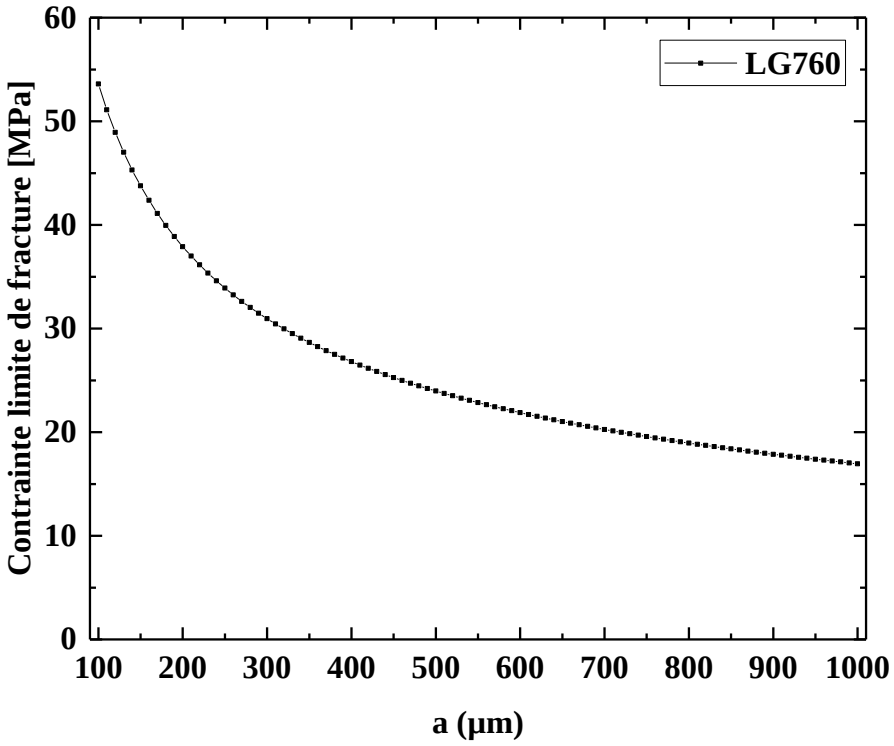


Figure I-29 *Estimation de la contrainte limite de fracture* σ_{TS} *du LG760 en fonction de la taille des micro-fractures*

Pour des micro-fractures de petit axe de taille $100\ \mu m$, la contrainte limite de fracture est estimée à $53{,}6\ MPa$. Pour les fractures plus importantes de petit axe de taille $1\ mm$, la valeur de la contrainte limite est réduite à $17\ MPa$.

Ce paragraphe nous permet pour la suite de l'étude de savoir si lors du pompage, les contraintes induites dans les matériaux sont proches ou non de la contrainte limite de fracture. Les mesures de biréfringence sous pompage [Chap. **II**] sont répétées de nombreuses fois et l'intérêt est de ne pas introduire de fractures, même infimes, dans les matériaux d'étude. Une contrainte proche de la contrainte limite de fracture pourrait à l'usage casser le matériau ou bien introduire des contraintes parasites perturbant la mesure.

5 Biréfringence induite par contraintes thermomécaniques

Dans les paragraphes précédents, nous avons décrit les phénomènes thermiques induits par le pompage et les contraintes thermomécaniques liées au dépôt thermique. Dans ce paragraphe, nous présentons le formalisme permettant d'étudier les changements d'état de polarisation provoqués par les variations d'indice de réfraction du milieu sous contraintes thermomécaniques. La différence entre les variations d'indice de réfraction est appelée biréfringence. La biréfringence est la grandeur utilisée dans toute cette thèse pour caractériser les changements d'état de polarisation. Ce paragraphe introduit les grandeurs et les notations permettant de faire le lien entre les contraintes thermomécaniques et la biréfringence induites par pompage.

En rappel, le matériau étudié est initialement isotrope d'indice n_0, les états de polarisation $\overrightarrow{D_1}$, $\overrightarrow{D_2}$ ont été définis dans le repère optique $(0, X, Y, Z)$ [§ **2**] et les grandeurs thermiques [§ **3**] et mécaniques [§ **4**] dans le repère du laboratoire $(0, x, y, z)$. Toutes les grandeurs d'étude optiques, thermiques et mécaniques sont définies localement. La biréfringence induite par le pompage optique n'est pas identique en tout point du matériau. Pour finir, les calculs de biréfringence sont réalisés dans le repère du laboratoire.

5.1 Repère cartésien et plan d'observation de la biréfringence induite

L'étude de la biréfringence induite se fait dans le repère du laboratoire noté $(0, x, y, z)$. Ce repère est conservé dans le cadre expérimental comme dans l'ensemble des calculs théoriques de biréfringence induite. L'axe $(0z)$ est considéré dans l'ensemble de l'étude comme la direction de propagation du faisceau laser. Les effets induits sur le faisceau sont analysés à la surface de sortie du matériau en $z = L$. L'observation se fait donc sur le plan de coordonnées $(0, x, y, z = L)$ [44].

5.2 Formalisme général de la biréfringence induite

Dans cette partie, nous introduisons les notations et les calculs utiles pour passer des contraintes induites par le pompage optique à la biréfringence induite sur le faisceau lumineux. Le tenseur imperméabilité $\bar{\bar{B}}$ est introduit comme l'inverse du tenseur permittivité $\bar{\bar{\varepsilon}}$ [Eq. **14**] et s'écrit :

$$B_{ik}\varepsilon_{kj} = \delta_{ij} \qquad \textbf{(55)}$$

Avec $\bar{\bar{\delta}}$ le symbole de Kronecker. Le tenseur imperméabilité $\bar{\bar{B}}$ est de rang 2 et il est symétrique. Soumis à une contrainte mécanique, il subit des variations qui peuvent être exprimées suivant :

$$B_{ij} = B_{0,ij} + \Delta B_{ij} \quad \textbf{(56)}$$

où $B_{0,ij}$ représente les composantes du tenseur imperméabilité initial sans contrainte mécanique $\overline{\overline{B_0}}$ d'expression [23]:

$$B_{0,ij} = \left[n_0 + \frac{dn}{dT}(T(x,y,z) - T_0)\right]^{-2} \delta_{ij} \quad \textbf{(57)}$$

avec n_0 l'indice de réfraction à température ambiante T_0 et $\frac{dn}{dT}$ le coefficient de variation d'indice de réfraction en fonction de la température.

Les variations du tenseur imperméabilité dues aux contraintes induites sont calculées à partir du tenseur de contraintes $[\sigma_{ij}]$ et s'écrivent [45]:

$$\Delta B_{ij} = \Pi_{ijkl}\sigma_{kl} \quad \textbf{(58)}$$

où Π_{ijkl} est appelé tenseur piézo-optique. C'est un tenseur de rang 4, contenant alors 3^4 termes. Les tenseurs imperméabilité et de contraintes sont symétriques : $\Delta B_{ij} = \Delta B_{ji}$ et $\sigma_{kl} = \sigma_{lk}$. Avec la notation contractée de Voigt [Eq. **59**] [45],

$$1 = (1,1),\ 2 = (2,2),\ 3 = (3,3),\ 4 = (2,3),\ 5 = (1,3),\ 6 = (1,2) \quad \textbf{(59)}$$

il est possible de simplifier l'expression [Eq. **58**] par l'expression :

$$\Delta B_m = \pi_{mn}\sigma_n \; avec \; (m,n = 1,\dots,6) \quad \textbf{(60)}$$

avec

$$\begin{aligned} \pi_{mn} &= \pi_{ijkl} \; pour \; n = 1,2 \; ou \; 3 \\ \pi_{mn} &= 2\pi_{ijkl} \; pour \; n = 4,5 \; ou \; 6 \end{aligned} \quad \textbf{(61)}$$

Sous forme réduite, le tenseur piézo-optique Π_{ijkl} prend la forme d'une matrice 6 x 6 [Eq. **60**]. Dans le cas d'un matériau isotrope ou cristallin cubique, le tenseur piézo-optique s'écrit :

$$\Pi_{ijkl} = \begin{bmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{12} & \pi_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} \end{bmatrix} \quad \textbf{(62)}$$

avec la relation entre les coefficients piézo-optiques : $\pi_{44} = \pi_{11} - \pi_{12}$ dans le cas d'un matériau isotrope. Le nombre de termes nuls dans le tenseur dépend de la symétrie du matériau considéré. Dans le cas d'un matériau cubique ou isotrope, les symétries sont nombreuses et permettent l'annulation de la majorité des coefficients du tenseur Π_{ijkl} [45].

La notation [Eq. **59**] permet de transformer le tenseur des contraintes en un vecteur à 6 composantes :

$$\sigma_{kl} = \begin{pmatrix} \sigma_{1(11)} \\ \sigma_{2(22)} \\ \sigma_{3(33)} \\ \sigma_{4(23)} \\ \sigma_{5(13)} \\ \sigma_{6(12)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{pmatrix} \quad \textbf{(63)}$$

De cette manière, il est possible de calculer le tenseur imperméabilité $\overline{\overline{\Delta B}}$ [Eq. **64**]

$$\begin{bmatrix} \Delta B_{11} \\ \Delta B_{22} \\ \Delta B_{33} \\ \Delta B_{23} \\ \Delta B_{13} \\ \Delta B_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{12} & \pi_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix} \quad \textbf{(64)}$$

Le tenseur imperméabilité total $\bar{\bar{B}}$ est la résultante d'un tenseur initial $\overline{\overline{B_0}}$ et des variations induites par les contraintes mécaniques :

$$\begin{bmatrix} B_{11} \\ B_{22} \\ B_{33} \\ B_{23} \\ B_{13} \\ B_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{0,11} \\ B_{0,22} \\ B_{0,33} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Delta B_{11} \\ \Delta B_{22} \\ \Delta B_{33} \\ \Delta B_{23} \\ \Delta B_{13} \\ \Delta B_{12} \end{bmatrix} \quad \textbf{(65)}$$

La forme matricielle des variations du tenseur imperméabilité dans le repère cartésien du laboratoire s'écrit :

$$\Delta B_{ij} = \begin{bmatrix} \Delta B_x & \Delta B_{xy} & \Delta B_{xz} \\ \Delta B_{xy} & \Delta B_y & \Delta B_{yz} \\ \Delta B_{xz} & \Delta B_{yz} & \Delta B_z \end{bmatrix} \quad \textbf{(66)}$$

Remarque : La diagonalisation du tenseur $\bar{\bar{B}} = \overline{\overline{B_0}} + \overline{\overline{\Delta B}}$ donne des valeur propres égales à la somme des valeurs de la diagonale du tenseur $\overline{\overline{B_0}}$ avec les valeurs propres du tenseur $\overline{\overline{\Delta B}}$. Cette relation n'est vraie que si les valeurs de la diagonale du tenseur $\overline{\overline{B_0}}$ sont identiques. Dans notre cas, les valeurs de la diagonale tenseur $\overline{\overline{B_0}}$ sont identiques et valent $\frac{1}{{n_0}^2}$.

L'observation de la biréfringence induite est limitée au plan transverse à la direction de propagation du faisceau laser, soit au plan d'observation de coordonnées $(0, x, y, z = L)$ en sortie du barreau. Pour cela, seules les composantes de coordonnées $(0, x, y)$ du tenseur imperméabilité sont conservées. La forme réduite de la variation du tenseur imperméabilité s'écrit [44] :

$$\Delta B_{\perp} = \begin{bmatrix} \Delta B_x & \Delta B_{xy} \\ \Delta B_{xy} & \Delta B_y \end{bmatrix} \quad \textbf{(67)}$$

L'expression des valeurs propres de cette sous matrice notées ΔB_1 et ΔB_2 est donnée par :

$$\Delta \mathrm{B}_{1,2} = \frac{1}{2}\left(\Delta \mathrm{B}_{\mathrm{x}} + \Delta B_y \pm \sqrt{\left(\Delta \mathrm{B}_{\mathrm{x}} - \Delta B_y\right)^2 + 4{\Delta B_{xy}}^2}\right) \quad \textbf{(68)}$$

Par définition, ces valeurs propres sont homogènes à l'inverse d'un indice de réfraction au carré. Elles sont notées Δn_1 et Δn_2 :

$$\Delta B_{1,2} = \frac{1}{\left(\Delta n_{1,2}\right)^2} \quad \textbf{(69)}$$

Les vecteurs propres associés à ces deux valeurs propres représentent les deux vecteurs polarisations linéaires qui ne sont pas affectées par le changement d'état de polarisation. En référence à la notation utilisée en [§ **2.3**], ces polarisations sont notées $\overrightarrow{D_1}$, $\overrightarrow{D_2}$. L'indice de réfraction vue par $\overrightarrow{D_1}$ est noté n_1 et celui vu par $\overrightarrow{D_2}$ est noté n_2. Ces deux nouveaux indices

contiennent la valeur de l'indice de réfraction initial n_0 ainsi que la variation apportée par les contraintes mécaniques $\Delta n_{1,2}$:

$$n_{1,2} = n_0 + \Delta n_{1,2} \quad \textbf{(70)}$$

Le passage de l'expression [Eq. **68**] à l'expression [Eq. **69**] n'est pas simple à calculer. Il est possible de faciliter ce passage par une linéarisation de $\Delta B_{1,2}$ en fonction de $\Delta n_{1,2}$. Cette linéarisation est possible car les variations d'indice de réfraction induites $\Delta n_{1,2}$ sont très faibles devant la valeur de l'indice de réfraction initial : $\Delta n_{1,2} \ll n_0$. Dans ce cas, l'expression [Eq. **69**] peut s'écrire sous la forme d'un développement limité au premier ordre [46] :

$$\Delta B_{1,2} \approx -\frac{2}{{n_{1,2}}^3}\Delta n_{1,2} \approx -\frac{2}{{n_0}^3}\Delta n_{1,2} \quad \textbf{(71)}$$

De cette manière, l'expression des indices de réfractions est similaire à celle calculée à l'expression [Eq. **68**] au facteur $-\frac{2}{{n_0}^3}$ près.

La biréfringence est définie comme étant la différence entre les deux valeurs propres n_1 et n_2 :

$$\Delta n = |n_1 - n_2| = |\Delta n_1 - \Delta n_2| \quad \textbf{(72)}$$

La formule linéarisée [Eq. **71**] appliquée à la différence des indices n_1 et n_2 donne une expression linéarisée de la biréfringence induite :

$$\Delta n = \frac{{n_0}^3}{2}\sqrt{\left(\Delta B_x - \Delta B_y\right)^2 + 4{\Delta B_{xy}}^2} \quad \textbf{(73)}$$

La factorisation de l'expression [Eq. **73**] par les coefficients piézo-optiques permet de mettre en évidence la relation entre les contraintes et la biréfringence induite :

$$\Delta n = -\frac{{n_0}^3}{2}|\pi_{11} - \pi_{12}|\sqrt{\left(\sigma_x - \sigma_y\right)^2 + 4{\sigma_{xy}}^2} \quad \textbf{(74)}$$

Néanmoins lors des calculs numériques, aucune simplification n'est utilisée [Chap. **III**, § **4.1.1**]. Cette simplification a pour effet de minimiser la contrainte de cisaillement σ_{xy} qui joue un rôle important dans la distribution spatiale de la biréfringence induite.

L'angle entre les directions des vecteurs propres de polarisation ($\overrightarrow{D_1}$, $\overrightarrow{D_2}$) et l'axe $(0x)$ du repère du laboratoire est noté $\alpha = (0x, \overrightarrow{D_1})$ [**Figure I-30**].

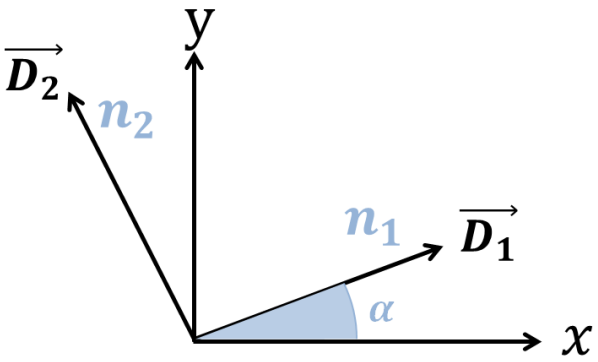


Figure I-30 *Schéma des axes propres polarisation* ($\overrightarrow{D_1}$, $\overrightarrow{D_2}$) *dans le repère du laboratoire (0,x,y) et la direction de biréfringence* α.

La valeur de cet angle est directement liée aux composantes du tenseur imperméabilité réduite [Eq. **67**] [47]:

$$tan(2\alpha) = \frac{2\Delta B_{12}}{\Delta B_{11} - \Delta B_{22}} \qquad \textbf{(75)}$$

5.3 Distinction entre les axes propres de biréfringence et de contrainte

Les vecteurs propres de polarisation ($\overrightarrow{D_1}$, $\overrightarrow{D_2}$) sont associés au tenseur imperméabilité défini par l'expression [Eq. **56**]. Les variations du tenseur imperméabilité sont dues à des contraintes mécaniques d'expression [Eq. **63**]. L'expression détaillée du tenseur imperméabilité détaillée par l'expression [Eq. **76**] [45] :

$$[B_{ij}] = [B_{0,ij}] + [\Pi_{ijkl}][\sigma_{kl}]$$

$$= \begin{bmatrix} \frac{1}{{n_0}^2} + \pi_{11}\sigma_x + \pi_{12}(\sigma_y + \sigma_z) & \pi_{44}\sigma_{xy} & \pi_{44}\sigma_{xz} \\ \pi_{44}\sigma_{xy} & \frac{1}{{n_0}^2} + \pi_{11}\sigma_y + \pi_{12}(\sigma_x + \sigma_z) & \pi_{44}\sigma_{yz} \\ \pi_{44}\sigma_{xz} & \pi_{44}\sigma_{yz} & \frac{1}{{n_0}^2} + \pi_{11}\sigma_z + \pi_{12}(\sigma_x + \sigma_y) \end{bmatrix} \quad \textbf{(76)}$$

avec le tenseur imperméabilité initial $[B_{0,ij}]$ défini [Eq. **57**] et le tenseur piézo-optique $[\Pi_{ijkl}]$ défini [Eq. **62**]. Les tenseurs contraintes $[\sigma_{kl}]$ et imperméabilité $[B_{ij}]$ possèdent visiblement des valeurs propres différentes et des vecteurs propres associés différents. De plus, les coefficients piézo-optiques dépendent du matériau en jeu.

Finalement, hors cas particulier, les vecteurs propres de biréfringence $(\vec{D}_1, \vec{D}_2)$ sont toujours considérés distincts des vecteurs propres de contraintes.

5.4 Critère du ratio d'anisotropie ξ

Le critère de ratio d'anisotropie, en anglais « stress-optic anisotropy ratio », a été défini pour la première fois dans les travaux [48] :

$$\xi = \frac{\pi_{44}}{\pi_{11} - \pi_{12}} \quad \textbf{(77)}$$

où π_{ij} sont les coefficients piézo-optiques définis dans le paragraphe [§ **5.2**]. Ces travaux montrent que pour un cristal de ratio négatif $\xi < 0$, il existe une orientation cristalline permettant de supprimer la biréfringence induite par contraintes thermomécaniques. Cette affirmation suppose certaines hypothèses :

- le calcul de biréfringence doit être effectué dans le plan transverse à la direction de propagation du faisceau laser (hypothèse faite pour l'obtention de l'expression [Eq. **67**])

- le cristal doit être cubique (cas du CaF_2 entre autre).

La recherche de ce résultat provient de la volonté d'annuler la composante croisée ΔB_{xy} du tenseur imperméabilité réduit [Eq. **67**]. En effet, si une polarisation rectiligne est envoyée sur un des deux axes propres, l'état de polarisation n'est pas altéré. Par contre, si la composante ΔB_{xy} intervient, l'onde ne reste pas rectiligne, son état de polarisation change et le faisceau laser subit des pertes d'intensité au passage dans un polariseur. Dans le repère du laboratoire, la composante ΔB_{xy} s'exprime par l'expression suivante :

$$\Delta B_{xy} = \pi_{66}\sigma_{xy} \quad \textbf{(78)}$$

Avec π_{66} la projection des coefficients piézo-optiques π_{11}, π_{12} et π_{44} dans la base du laboratoire. La projection est réalisée à l'aide des angles de coordonnées sphériques définis [**Figure I-21**] :

$$\pi_{66} = (\pi_{11} - \pi_{12})cos^2\theta + \pi_{44}sin^2\theta \quad \textbf{(79)}$$

Cette expression n'est valable que dans le cas où la direction de propagation de l'onde $\vec{k}$ est dans un plan diagonal, soit $\varphi = 45°$. L'expression [Eq. **79**] permet de mettre en évidence la nécessité d'avoir $(\pi_{11} - \pi_{12})$ et π_{44} de signe opposé de sorte à annuler la composante ΔB_{xy}, correspondant à la condition $\xi < 0$. Dans ce cas, il existe un angle noté θ_c pour lequel la biréfringence s'annule :

$$tan^2\theta_c = -\frac{1}{\xi} \quad \textbf{(80)}$$

Ce résultat a été vérifié sur des cristaux de CaF_2 [49] et de BaF_2 [48] pour lesquels l'angle θ_c vaut respectivement 56,3° et 66,4°. L'optimisation de la biréfringence induite dans les barreaux de Nd :Lu :CaF_2 est traitée par la suite dans le [Chap. **IV**]. Dans ce paragraphe, une étude détaillée de l'influence de l'orientation cristalline sur la biréfringence induite est présentée.

6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les caractéristiques spectroscopiques de l'ion Nd et présenté celles du matériau choisi, le $Nd:Lu:CaF_2$, pour remplacer le LG760 dans l'amplificateur régénératif [§ **1**]. Le $Nd:Lu:CaF_2$ conserve les spécificités du LG760 avec une conductivité thermique dix fois plus élevée. Ce critère est important pour pouvoir augmenter le régime impulsionnel récurrent, limité jusqu'alors à 1 tir toutes les 5 minutes. Nous avons présenté ensuite les notions d'optique anisotrope et les notations de la direction de polarisation $\vec{D}$ d'étude [§ **2**] afin d'introduire le formalisme utilisé dans l'ensemble des chapitres. L'objectif est de caractériser les pertes d'intensité du faisceau laser par changement d'état de polarisation dans le $Nd:Lu:CaF_2$ sous pompage. Pour cela, nous avons présentés les phénomènes responsables de la charge thermique dans les matériaux dopés Nd ainsi que le ratio thermique pour le calcul de la quantité de chaleur déposée [§ **3**]. Le formalisme des contraintes thermomécaniques induites par le dépôt de chaleur est donné par les équations de Hooke, permettant de relier directement les variations de température aux contraintes mécaniques [§ **4**]. A partir des contraintes thermomécaniques induites dans le matériau, la variation des indices de réfraction est calculée à l'aide du tenseur piézo-optique [§ **5**] en tout point du matériau. Cette variation nous permet de calculer la biréfringence induite localement dans le repère du laboratoire, responsable des pertes d'intensité induite sur le faisceau laser que nous cherchons à caractériser. La biréfringence est étudiée dans le plan transverse à la direction de propagation du faisceau à amplifier afin de pouvoir par la suite comparer cette étude au cas concret expérimental.

II. Mesures polarimétriques pour une résolution spatiale et temporelle de la biréfringence induite.

Ce chapitre est dédié à la partie expérimentale de cette thèse. L'historique des mesures polarimétriques est exposé [§ **1**] avant de détailler le principe de la mesure [§ **2**]. Le montage expérimental [§ **3**], les hypothèses [§ **4**] et les choix de mesures [§ **5**] sont présentés successivement. L'objectif est de caractériser les pertes d'intensité du faisceau laser par changement d'état de polarisation dans le matériau de référence, le LG760, et le matériau d'étude, le Nd :Lu :CaF_2. Les pertes d'intensité sont directement liées à la biréfringence, provoquée par les contraintes thermomécaniques lors du pompage. Une méthode algébrique permettant de reconstruire uniquement la biréfringence induite par le pompage [§ **6**] à partir des mesures de biréfringence totale et intrinsèque [§ **7**] est présentée. Les reconstructions de biréfringence induite dans le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 sont données [§ **8**]. Enfin, la comparaison entre le LG760 et le matériau d'étude Nd :Lu :CaF_2 est développée [§ **9**].

1 Historique de la mesure et définition de la polarimétrie

La polarimétrie est une mesure de la variation de l'état de polarisation de la lumière. Elle permet de caractériser un matériau anisotrope par mesure du retard de phase qu'il induit sur les composantes de polarisation du champ incident. La connaissance de ce retard de phase permet d'obtenir directement la différence des indices associés [Chap **I**, §**2.3**], c'est à dire la biréfringence [Eq. **72**]. Ce retard de phase sera étudié selon les axes neutres du matériau anisotrope.

Historiquement, les premières mesures polarimétriques ont été réalisées dans le domaine de la cristallographie pour la détermination d'irrégularités dans les cristaux [50]. La biologie a eu recours à la polarimétrie pour des observations non intrusives de cellules observées [51] ou la détection de glaucomes dans l'œil humain [52]. La polarimétrie a ensuite été utilisée comme mesure de contrôle de qualité dans les matériaux transparents comme le plastique [53], le verre [54], et en particulier les fibres optiques [55]. L'intérêt est de déterminer les contraintes mécaniques résiduelles après fabrication. Dans le cas des fibres optiques utilisées comme systèmes de télécommunications, la mesure permet d'évaluer les pertes par changement d'état de polarisation.

L'étude polarimétrique d'un matériau consiste à placer ce matériau entre un polariseur et un analyseur croisés [56]. La rotation du système polariseur-analyseur permet de retrouver le déphasage induit par le matériau, directement proportionnel à la différence de deux indices donc à une valeur de la biréfringence. Des lames de retard sont souvent utilisées pour éviter de tourner l'ensemble polariseur-analyseur. Ces méthodes sont dites de compensation et consistent à trouver le minimum d'intensité transmise en sortie du système. Ces méthodes utilisent un (ou deux) compensateur (lame à retard choisie par l'utilisateur) lorsque l'échantillon est observé entre polariseur-analyseur croisés.

Les méthodes de mesure polarimétrique sont variées. Par exemple la méthode de Sénarmont [57] utilise une lame quart d'onde et un analyseur, la méthode de Brace-Köhler utilise une lame de retard quelconque placée entre polariseur-analyseur croisés [58]. Les méthodes de mesures ont évolué en fonction des besoins en résolution pour les applications associées. La méthode de Brace-Köhler a été développée pour mesurer dans un premier temps la biréfringence en un seul point [59] puis sur la surface complète de l'échantillon [58]. Cette dernière utilise une approximation sur les petites valeurs de retard de phase et l'intensité minimale trouvée ne correspond pas à l'extinction totale. La méthode « Two Wave Plate Compensator » (TWC) [58] a été introduite afin d'éviter cette approximation, affectant la précision de la mesure. Elle consiste à utiliser deux lames à retard placées de part et d'autre de l'échantillon, insérées entre polariseur-analyseur croisés. Le retard de chaque lame est différent et connu. Cette technique peut être couplée à un microscope polarisant pour l'observation de la biréfringence induite dans les fibres optiques dans le but de contrôler la qualité de fabrication. La méthode TWC ne requiert l'utilisation que de polariseurs et de lames à retard et donne une très bonne résolution spatiale allant jusqu'à 0,45 µm et une

résolution de la mesure de retard de $0{,}06\,nm$. Le seul inconvénient de cette méthode est le temps d'acquisition des mesures, qui sont réalisées « pas à pas ».

Pour optimiser le temps d'acquisition des mesures, des systèmes ont été développés comme les modulateurs photoélastiques [60] [61]. Ils remplacent les lames d'onde dans le montage et permette de faire varier le retard de phase simplement. Avec un modulateur photoélastique, la précision du retard de phase est de $0{,}005\,nm$ et celle de l'angle propre [Eq. **75**] est inférieure à 1° pour un retard supérieur à $0{,}5\,nm$. Cependant, l'utilisation d'un modulateur photoélastique admet une faible résolution spatiale, limitée à $0{,}5\,mm$. Parallèlement, des montages polarimétriques compacts ont été développés en intégrant des systèmes biréfringents sophistiqués comme un duo de prismes biréfringents [62], ou des détecteurs à pixels polarisés [PolarCam, [63]]. De cette façon, les mesures « pas à pas » nécessaires pour retrouver le retard de phase sont réalisées en une seule fois. Pour ces systèmes polarimétriques compacts, la biréfringence se déduit de la mesure des paramètres de Stockes qui fournit une grande précision de mesure du retard ($\pm\, 0{,}008\,nm$). La résolution spatiale de ces systèmes dépend du nombre de pixels, de la caméra utilisée et du système d'imagerie. Finalement, ces dispositifs de mesures présentent l'avantage majeur de réduire considérablement le temps d'acquisition des mesures. En contrepartie, ces instruments sont coûteux et leur résolution spatiale ne peut pas être adaptée.

Nous restreindrons notre étude à un montage de type TWC. Dans notre cas, le montage TWC est utilisé avec deux lames demi-onde. Ce montage a l'avantage de permettre des mesures de retard de phase précises et d'adapter la résolution spatiale. De plus c'est un système complet à faible coût et facilement modifiable.

2 Principe de la mesure

L'objectif de la mesure est de caractériser la biréfringence induite par pompage optique transverse, inhomogène et mono-coup dans les matériaux LG760 et Nd :Lu :CaF_2. Pour cette étude, la répartition spatiale et l'évolution temporelle sont mesurées par une méthode polarimétrique introduite dans le paragraphe précédent. Le montage polarimétrique est composé d'un polariseur-analyseur parallèles fixes et de deux lames demi-onde disposées de part et d'autre de l'échantillon [**Figure II-1**].

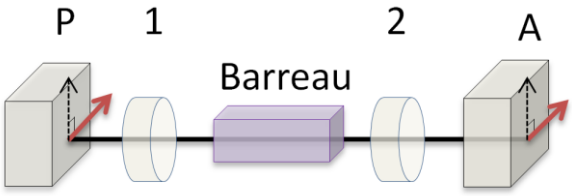


Figure II-1 . *P : polariseur, A : analyseur, 1 et 2 : lame λ/2. La polarisation est représentée par les flèches rouges.*

Le principe de la mesure consiste à évaluer le changement d'état de polarisation induit par l'échantillon d'une onde incidente polarisée rectilignement. Ce changement d'état de polarisation est contenu dans le déphasage entre les deux polarisations propres du matériau anisotrope [Eq. **18**] :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1 - n_2)\,L \qquad \textbf{(81)}$$

où n_1 et n_2 sont les deux indices portés par les deux polarisations propres et L la longueur de l'échantillon. La mesure ne permet d'avoir accès qu'à la différence des indices n_1 et n_2 correspondant exactement à la biréfringence. La mesure du déphasage $\Delta\varphi$ se fait à la sortie de l'échantillon en chaque point de la surface, repéré par ses coordonnées cartésiennes $(x, y, z = L)$. La distribution de la biréfringence est obtenue par l'expression suivante :

$$\Delta n(x,y) = \frac{\lambda}{2\pi\,L}\,\Delta\varphi(x,y) \qquad \textbf{(82)}$$

La fonction de transfert du système décrit [**Figure II-1**] peut se calculer à l'aide du formalisme de Jones [Annexe **A**, § **1**]. L'intensité transmise par l'analyseur prend l'expression suivante :

$$I_A = I_0 sin^2\big(2(\theta - \alpha)\big) sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \quad \textbf{(83)}$$

avec α l'angle entre la polarisation propre $\overrightarrow{D_1}$ et l'axe $0x$ du laboratoire et $\frac{\theta}{2}$ l'angle entre les axes neutres des lames demi-onde et l'axe $0x$ du laboratoire. Chaque point de la surface de sortie de l'échantillon obéit à l'expression [Eq. **83**]. Pour trouver le déphasage local $\Delta\varphi(x, y, z = L)$, on mesure l'intensité $I_A(x, y, z = L)$ pour différentes valeurs de θ [**Figure II-2**]. A partir de ces mesures le signal $I_A(x, y, z = L)$ est reconstruit par un ajustement analytique de l'expression [Eq. **83**] utilisant la méthode des moindres carrés.

Les angles θ_{max} et θ_{min} sont les valeurs pour lesquelles l'intensité transmise I_A est respectivement maximale et minimale. Après normalisation par l'intensité maximale I_0, la fonction $sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)$ correspond à l'amplitude du signal mesuré normalisé :

$$\frac{I_A(\theta)}{I_0} = sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) sin^2\big(2(\theta - \alpha)\big) \quad \textbf{(84)}$$

Le déphasage local prend alors l'expression :

$$\Delta\varphi(x, y, z = L) = 2 * \arcsin\sqrt{\frac{I_A(\theta_{max})}{I_0}} \quad \textbf{(85)}$$

L'angle α se déduit au minimum local de la courbe $\frac{I_A(\theta)}{I_0}$ [**Figure II-2**].

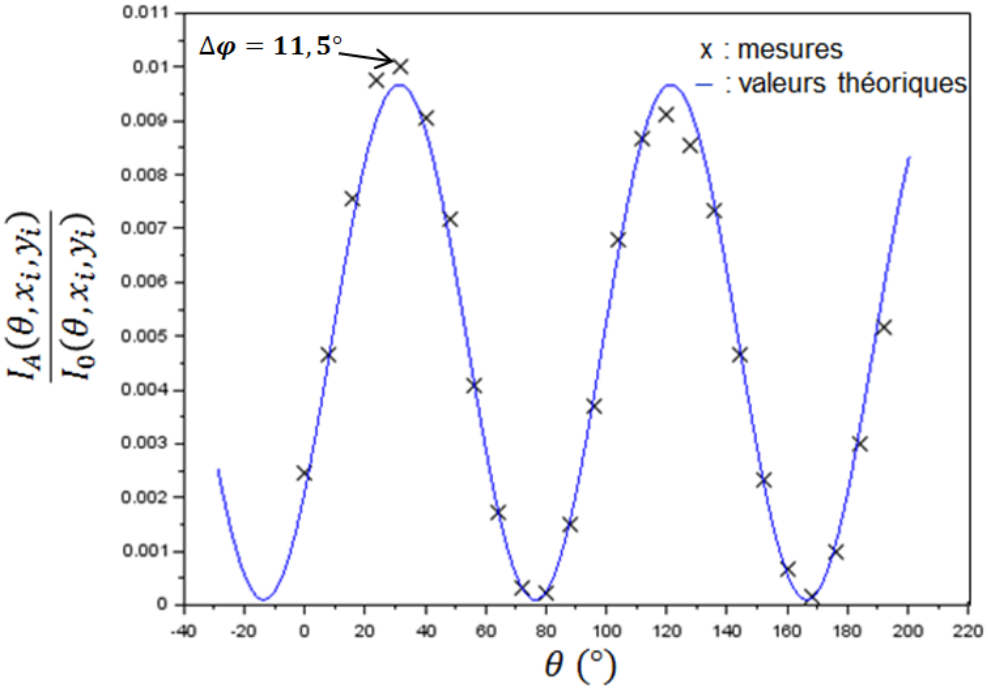


Figure II-2 *Courbe théorique (trait plein bleu) et expérimentale (croix noires) de l'intensité transmise à travers l'analyseur reçue par un pixel de la caméra. La rotation des deux lames demi-onde va de 0° à 180°. Le signal est normalisé par rapport à l'intensité maximale.*

La procédure expérimentale est détaillée par la suite dans la partie [§ **7**].

3 Montage expérimental

Le montage expérimental utilisé pour la mesure de biréfringence est présenté [**Figure II-3**]. C'est un montage composé de deux blocs : le premier bloc est le système de pompage par diode, l'autre bloc est composé du système polarimétrique qui permet de mesurer la biréfringence des échantillons.

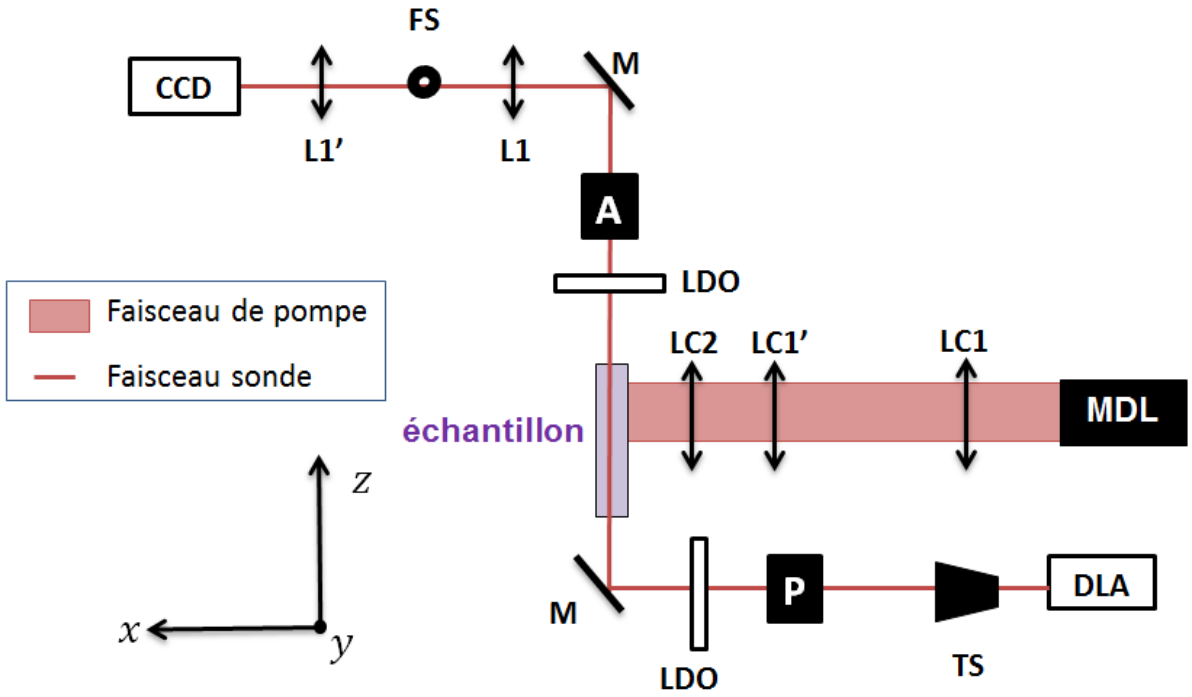


Figure II-3 *Montage expérimental pour la résolution spatiale et temporelle de la biréfringence induite. M, miroirs; L, lentilles; LC, lentilles cylindriques; TS, télescope; FS, filtre spatial; LDO, lames demi-onde; P, polariseur; A, analyseur; DLA, diode laser accordable ; MDL, module de diode laser.*

3.1 Dispositif de pompage par diode laser

3.1.1 *Imagerie et caractéristiques des diodes de pompe*

La ligne de pompe est schématisée par un large trait rouge [**Figure II-3**]. En début de ligne de pompe se trouve le module de diodes laser alignées sur huit barres horizontales [**Figure II-4**, gauche]. Sur la [**Figure II-4**, droite], la face de sortie du barreau sous pompage est imagée. Les 8 barres de diodes de pompe se distinguent nettement.

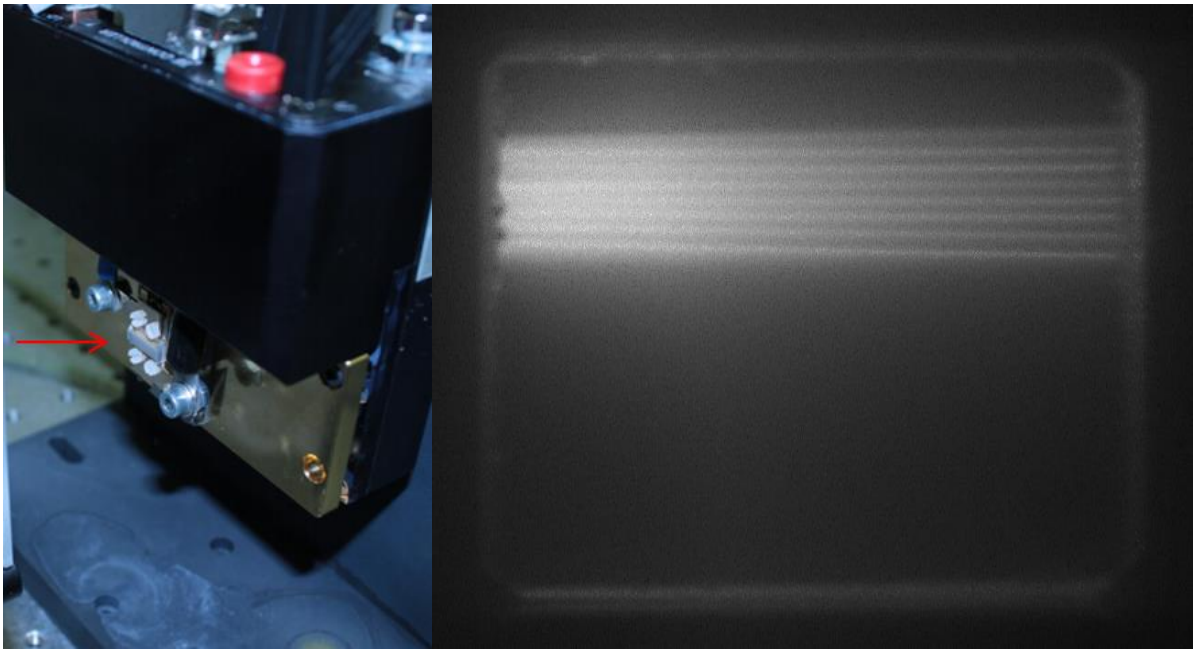


Figure II-4 *Image de gauche : Au bout de la flèche rouge, les diodes montées sur un système de refroidissement Peltier pour l'asservissement température-longueur d'onde. Image de droite : Echantillon de Nd :Lu :CaF_2 fluorescent sous pompage. Les 8 barres de diodes de pompe se distinguent dans l'épaisseur du matériau. La fluorescence est émise dans toutes les directions de l'espace. Celle recueillie sur la photo correspond à la fluorescence émise dans la direction du faisceau sonde.*

Les barres de diodes ont été imagées [**Figure II-5**] afin d'atteindre les dimensions souhaitées sur la face d'entrée du matériau.

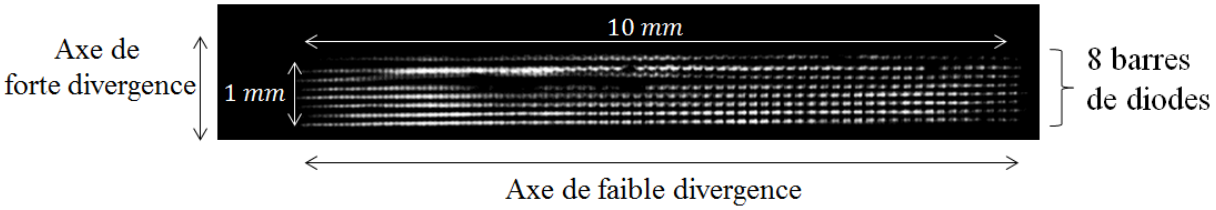


Figure II-5 *Profil des diodes laser de pompe sur l'échantillon*

Le profil de pompe sur l'échantillon est rectangulaire de dimension $1\,mm$ par $10\,mm$. Ce choix arbitraire a été fait pour mettre en exergue les phénomènes thermomécaniques induits dans le matériau en augmentant la densité d'énergie incidente.

La divergence des diodes est déjà pré-corrigée selon l'axe de forte divergence par le constructeur. L'imagerie des diodes suivant l'axe de faible divergence est réalisée à l'aide de

deux lentilles cylindriques (CL1 and CL1', focale de 75 mm [**Figure II-3**]) et le plan focal de l'axe de forte divergence est rattrapé par une troisième lentille cylindrique (CL2, focale de 50 mm [**Figure II-3**]).

Le faisceau de pompe doit rester collimaté lorsqu'il traverse l'échantillon. La largeur du faisceau selon l'axe de forte divergence (demi hauteur) et l'axe de faible divergence (demi longueur) est mesurée [**Figure II-6**] à différentes positions dans le matériau à partir de sa position centrale. Selon l'axe de forte divergence, la demi hauteur du faisceau varie de 50 µm (soit 100 µm sur sa hauteur totale). La variation de la demi largeur est négligeable.

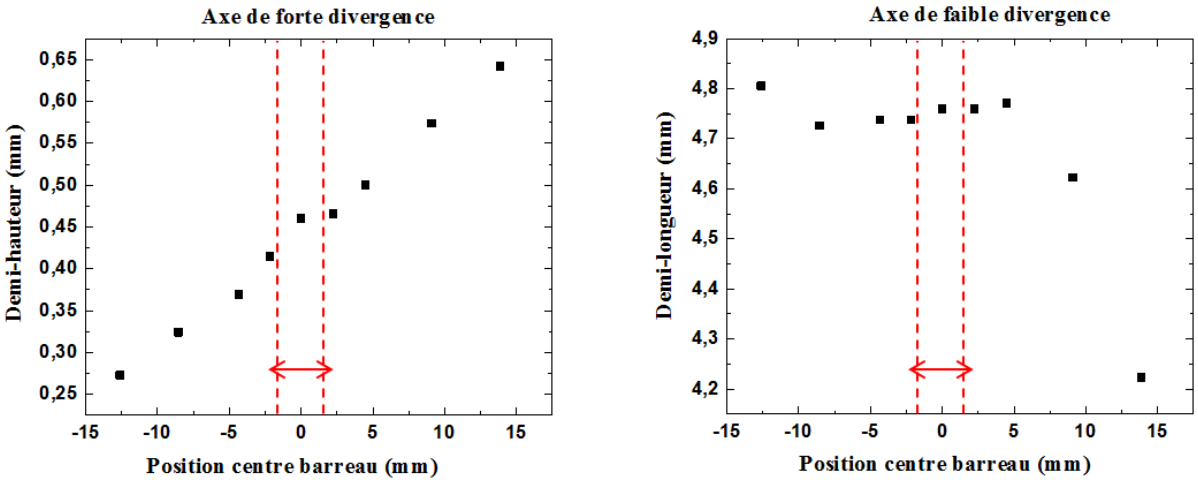


Figure II-6 *Demi hauteur et demi longueur du faisceau au passage dans le barreau. La flèche rouge représente la position de l'échantillon.*

Les barres d'erreurs des mesures de taille du faisceau [**Figure II-6**] sont comprises dans la largeur et la hauteur des petits carrés noirs.

3.1.2 *Caractéristiques des diodes de pompe*

Les diodes de pompe utilisées sont des diodes Quantel (QD-Q1408-BO). Elles délivrent une puissance de 800 W pour une durée d'impulsion de 400 µs. Cette durée d'impulsion correspond au temps de vie radiatif des ions dans l'état excité [Chap. **I**, § **1.6**] dont les valeurs ont été calculées [Chap. **I**, § **3.2**]. Dans le cas du LG760 et du Nd :Lu :CaF_2 ce temps de vie est estimé à 392,3 µs et 350 µs respectivement. Les diodes de pompe ont donc été optimisées pour une durée d'impulsion de 400 µs. Dans le cas de notre étude, ce temps a été volontairement augmenté jusqu'à 3 ms. De cette façon, l'énergie incidente passe de 320 mJ à 1,8 J et les mesures sont réalisées avec un meilleur rapport signal à bruit sans atteindre la limite de fracturation des échantillons.

Les mesures présentées dans ce chapitre ont été réalisées à différentes longueurs d'onde de pompe : $791nm$, 793 nm, 794 nm et 797 nm. L'objectif de ces mesures est double : dans un premier temps le pompage du LG760 à 791 nm permet de déposer la même quantité d'énergie et de la même façon que dans le Nd :Lu :CaF_2 pompée à 797 nm. Ensuite, ces mesures permettent de comparer le code de simulation [Chap. **III**] aux mesures pour différentes longueurs d'onde de pompe.

Deux modules de diodes ont été nécessaires pour ces mesures. Le premier émet à une longueur d'onde centrée autour de 797 nm pour une durée d'impulsion de 400 μs et le deuxième à 791 nm pour la même durée d'impulsion. Les diodes sont asservies en température (0,3 nm par degré) permettant de modifier la longueur d'onde de pompe. La longueur d'onde 793 nm est obtenue à partir du module à 791 nm.

Lors du changement d'un module de diodes, l'ajustement sur le Peltier de refroidissement [**Figure II-4**, gauche] peut varier. Par conséquent, la largeur spectrale des diodes peut être modifiée à chaque changement de module. Une variation de la largeur spectrale entraine une modification de l'énergie déposée dans le matériau. Les différentes largeurs spectrales obtenues sont présentées [§ **9**]. Les mesures réalisées sur le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 [§ **7** et § **8**] sont effectuées avec un pompage à 797 nm.

3.2 Dispositif polarimétrique pour la mesure de biréfringence

La ligne du faisceau laser est schématisée par un trait plein rouge [**Figure II-3**]. Le faisceau laser est émis en continu par une diode laser fibrée accordable (TLB 6700, New Focus) à une longueur d'onde de 1053 nm. Cette longueur d'onde correspond à la longueur d'onde laser d'émission de l'ion Nd, permettant de traiter les effets thermomécaniques à la longueur d'onde de fonctionnement du système. Le faisceau en sortie de fibre est agrandi d'un facteur 4 par deux lentilles (TS, [**Figure II-3**]) pour que le faisceau laser recouvre toute la surface de l'échantillon, soit une surface de $4\ x\ 4\ mm^2$. Le polariseur de Glan (P) et l'analyseur (A) [**Figure II-3**], sont parallèles et fixés pour l'ensemble des mesures. La rotation de la polarisation du faisceau laser est assurée par les deux lames demi-onde (LDO, [**Figure II-3**]). Elles conservent un angle permanent de 45° entre elles et sont tournées simultanément d'un angle θ. La surface de sortie de l'échantillon est imagée avec un jeu de deux lentilles en montage 4f (L1 and L1', focale de 200 mm) dans lequel est inséré un filtre spatial (FS, [**Figure II-3**]) afin de minimiser la fluorescence émise par l'échantillon de sorte que la caméra CCD (A120F, Basler) enregistre uniquement l'image du faisceau en sortie de l'échantillon. La résolution de la caméra est de 155 $pixels/mm$. La [**Figure II-7**] nous montre la résolution de l'ensemble du système de mesure (banc complet). Il est possible de distinguer deux traits espacés tous les $1/12.5\ mm$ correspondant à une résolution de 80 μm.

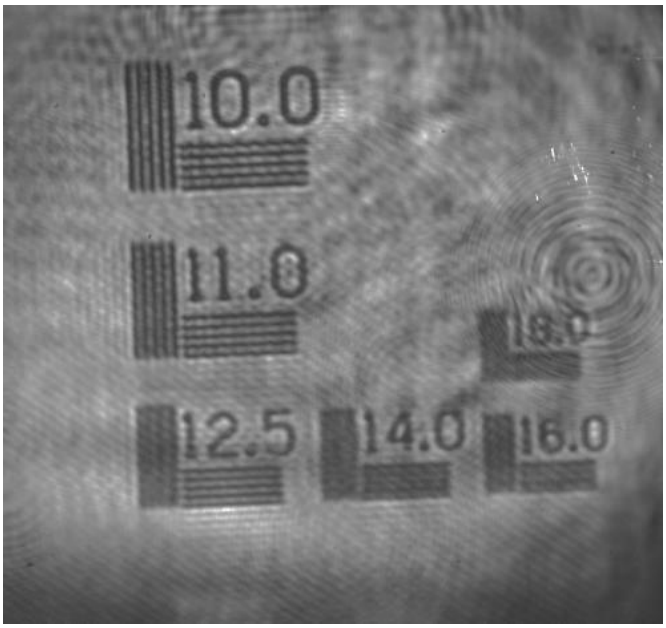


Figure II-7 *Mesure de résolution du banc expérimental*

Pour estimer la biréfringence minimale interprétable, le bruit de signal de la caméra est noté S_B et l'intensité maximale reçue par un pixel I_0. L'intensité maximale est obtenue lorsque les lames demi-onde ont leur axe neutre aligné sur l'axe neutre commun au polariseur et à l'analyseur parallèles. L'intensité I_0 est mesurée à l'aide de filtre neutre pour éviter de saturer la caméra. La valeur du filtre neutre est notée OD. Le rapport signal sur bruit est défini par l'expression suivante :

$$\eta = \frac{S_B}{(I_0 - S_B)10^{OD}} \quad \textbf{(86)}$$

Le rapport η correspond à l'amplitude maximale atteinte par la courbe $\frac{I_A(\theta)}{I_0}$ [Eq. **84**] lorsque la caméra ne reçoit aucun signal lumineux. Nos valeurs expérimentales donnent un rapport de $\eta \approx 4.10^{-4}$ ce qui correspond à une valeur de déphasage de $\Delta\varphi \approx 4.10^{-2}\, rad$ et donc une valeur de biréfringence minimale interprétable de $\Delta n \approx 2{,}7.10^{-7}$.

4 Hypothèses de mesure : absence de double réfraction

Le repère d'étude et les notations utilisées sont présentés dans le paragraphe [Chap **I**, § **5.1**]. Le faisceau laser traverse le matériau sous pompage selon l'axe $(0z)$ et subit une variation de polarisation due aux contraintes thermomécaniques induites par le pompage optique. L'hypothèse pour l'ensemble des mesures considère le phénomène de double réfraction négligeable dans le matériau. Pour vérifier cette hypothèse, le calcul de l'angle de walk-off [Eq. **24**] est réalisé pour une direction de propagation $\vec{u}$ parallèle au vecteur d'onde $\vec{k}$ maximisant sa valeur. Cette direction de propagation correspond à un angle de 45° entre deux axes de la base optique $(0, X, Y, Z)$.

En se plaçant par exemple dans le plan principal $(0, X, Y)$ l'angle de walk-off s'écrit :

$$\rho_{(0,X,Y)}(\varphi = 45°) = \arccos\left(\frac{\frac{1}{2}\left(1 + \left[\frac{{n_Y}^2}{{n_X}^2}\right]\right)}{\sqrt{\frac{1}{2}\left(1 + \left[\frac{{n_Y}^4}{{n_X}^4}\right]\right)}}\right) \quad \textbf{(87)}$$

L'angle de walk-off est calculé pour $n_X = n_0 = 1{,}52$ (indice du LG760) et $n_Y = n_0 - \Delta n$, avec Δn la biréfringence. L'angle de walk-off est représenté en [**Figure II-8**] en fonction de la biréfringence.

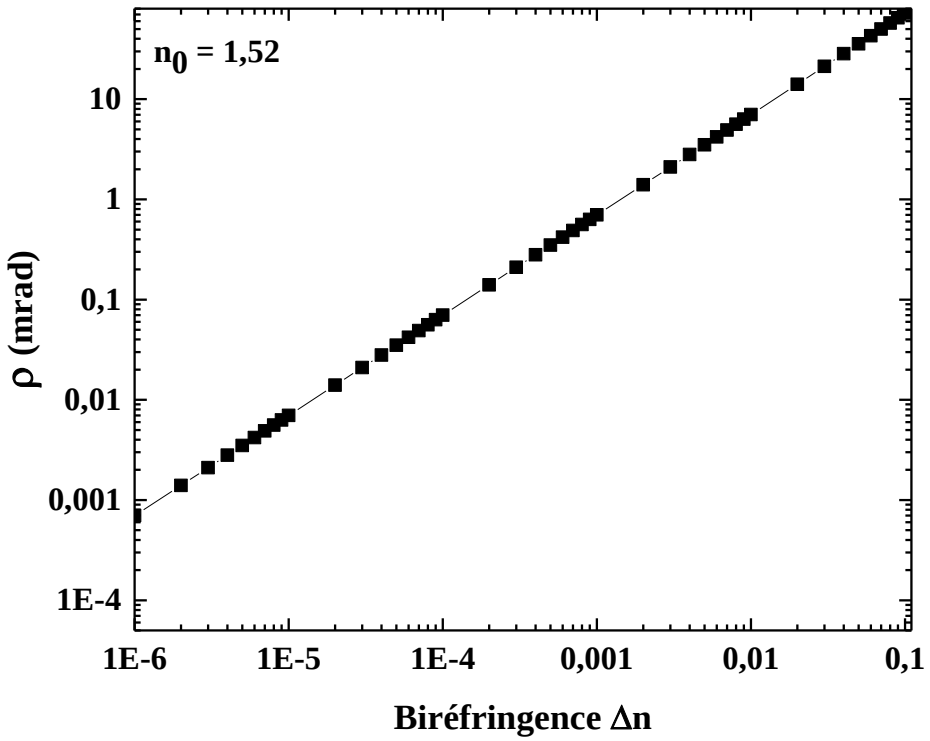


Figure II-8 *Angle de walk-off en fonction de la biréfringence* $\Delta n = [10^{-6},..,10^{-1}]$.

Une valeur limite de biréfringence, notée Δn_{max}, est introduite pour laquelle la double réfraction est supérieure au pouvoir de résolution du système [§ 3.2], estimé à 80 µm. Dans le cas d'un barreau de longueur 25 mm et d'un faisceau de diamètre 4 mm, la biréfringence limite est estimée à $\Delta n_{max} \approx 5.10^{-3}$. La mesure de biréfringence (donnée dans la suite de ce chapitre) donne des valeurs de l'ordre de $\Delta n \approx 10^{-6}$ soit trois ordres de grandeur inférieurs à la biréfringence limite. Par conséquent, l'angle de walk-off est supposé nul dans toute la suite de cette étude.

Cette hypothèse permet d'utiliser le formalisme présenté dans le [Chap. **I**, § **5.1**] pour lequel la biréfringence induite est calculée dans le plan transverse à la direction de propagation du faisceau laser. Cette hypothèse est valable pour un calcul de la biréfringence induite sur toute la longueur du matériau, en particulier dans le plan d'observation de coordonnées $(0, x, y, z = L)$.

5 Choix des temps de mesure post-impulsion

Le temps caractéristique d'établissement des contraintes mécaniques étant beaucoup plus court que celui de la diffusion thermique, le choix des temps d'observation pour les mesures de biréfringence est déterminé par les phénomènes thermiques. Le temps caractéristique de relaxation thermique τ_C est défini [Chap. **I**, § **3.4**], [Eq. **38**, rappelée ici]:

$$\tau = \frac{\rho C_P}{\kappa} \frac{L^2}{n^2 \pi^2}$$

avec L la distance ente le centre de la pompe et le maintien de refroidissement et κ, ρ et C_p les paramètres du matériau définis [Chap. **I**, § **3.3.1**]. Les temps caractéristiques des modes 1 sont pour le Nd :Lu :CaF_2 de 76 ms et pour le LG760 de 340 ms. Les temps d'observations des mesures doivent être centrés sur les temps de relaxation des modes 1 des deux matériaux. Ces temps d'observations doivent être étendus jusqu'à la limite de signal observable.

Le premier temps d'observation de la biréfringence est à $t = 10\,ms$ après le début de l'impulsion de pompe. De cette façon, la fluorescence résiduelle ne contribue pas au signal mesuré. Le dernier temps de mesure est à $t = 1\,s$, limite à partir de laquelle le signal n'est plus détectable. Une mesure à $t = 100\,ms$ est réalisée afin d'observer la biréfringence cumulée en régime impulsionnel à une récurrence de $10\,Hz$. L'ensemble des mesures présentées sont réalisées aux temps $10\,ms$, $30\,ms$, $100\,ms$, $300\,ms$ et $1\,s$ après le début de l'impulsion de pompe.

Pour ces temps de mesures, la chaleur déposée au centre du matériau n'a pas encore atteint les surfaces refroidies du matériau [**Figure III-21**].

6 Méthode algébrique de reconstruction de la biréfringence induite

Dans ce chapitre, nous présentons les mesures de biréfringence réalisées sur le LG760 et les échantillons de Nd :Lu :CaF_2 [§ **7**]. Les mesures **sans** pompage donnent accès à la biréfringence intrinsèque de l'échantillon et **sous** pompage à la biréfringence totale, comprenant la biréfringence intrinsèque et induite par le pompage.

Dans le [Chap. **III**], nous cherchons à simuler la biréfringence mesurée dans le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2. La biréfringence intrinsèque étant aléatoire d'un échantillon à l'autre, nous simulons uniquement la biréfringence induite par le pompage. Pour comparer simulation et mesure, il est nécessaire de soustraire la biréfringence intrinsèque des échantillons à la biréfringence totale mesurée. Pour cela, nous avons mis en place une méthode algébrique présentée dans ce paragraphe.

6.1 Formalisme de la méthode

La biréfringence induite par pompage est reconstruite par une méthode algébrique s'appuyant sur le formalisme de Jones [Annexe **A**, § **1**]. Le formalisme de Jones décrit les perturbations vues par le champ lors de sa propagation dans le matériau. Il néglige les effets de réfraction et le faisceau est supposé non divergeant lors de sa propagation dans le matériau. Nous supposons que la dépolarisation est négligeable en sortie du matériau. La matrice de Jones associé à un point $(0, x, y, z = L)$ de la surface de sortie du matériau s'écrit :

$$J_i = R_{E\to\alpha_i} M_i R_{\alpha_i\to E} \quad \textbf{(88)}$$

Où E est la base du laboratoire, α_i l'angle entre le vecteur polarisation $\overrightarrow{D_1}$ et l'axe (Ox) du laboratoire. La matrice de rotation $R_{E\to\alpha_i}$ et la matrice de retard M_i sont définies par les expressions suivantes :

$$R_{\alpha_i\to E} = \begin{pmatrix} cos(\alpha_i) & -sin(\alpha_i) \\ sin(\alpha_i) & cos(\alpha_i) \end{pmatrix} \quad \textbf{(89)}$$

$$M_i = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\Delta\varphi_i} \end{pmatrix} \quad \textbf{(90)}$$

Avec $\Delta\varphi_i$ le retard de phase associé à la biréfringence [Eq. **81**].

6.2 Application à la reconstruction de la biréfringence induite

6.2.1 *Notation*

La matrice de Jones J_1 est associée à la biréfringence intrinsèque, J_2 à la biréfringence induite par le pompage et J_3 à la biréfringence totale. En utilisant le formalisme de Jones, la biréfringence totale est déterminée par le produit des matrices de biréfringence induite et de biréfringence intrinsèque. Ces deux matrices sont calculées sur la longueur de l'échantillon *L* :

$$J_3 = J_1 * J_2 \quad \textbf{(91)}$$

L'ordre de multiplication $J_1 * J_2$ ou $J_2 * J_1$ correspond à l'ordre dans lequel la lumière voit les perturbations. Cet ordre n'est à priori pas connu et le produit de matrice n'est pas commutatif :

$$J_1 * J_2 \neq J_2 * J_1. \quad \textbf{(92)}$$

6.2.2 *Egalité des valeurs propres et vecteurs propres obtenus avec $J_1 * J_2$ et $J_2 * J_1$*

La biréfringence totale et l'angle α associé sont calculés à partir des valeurs propres et des vecteurs propres de la matrice J_3 [Eq. **91**]. Nous montrons dans ce paragraphe que les valeurs propres (biréfringence) et les vecteurs propres (angle α) sont identiques pour les expressions $J_3 = J_1 * J_2$ et $J_3 = J_2 * J_1$. Pour cela nous utilisons les propriétés suivantes :

1) Le spectre (valeurs propres) d'une matrice (diagonalisable) est le même que celui de sa matrice transposée :

$$sp(A^T) = sp(A) \quad \textbf{(93)}$$

2) La transposée d'un produit de matrice s'écrit comme le produit inversé des matrices transposées :

$$(AB)^T = B^T A^T \quad \textbf{(94)}$$

3) La transposée d'une matrice de rotation correspond à la matrice de rotation d'angle opposé et la transposé d'une matrice diagonale est identique à la matrice initiale :

$$R_{\alpha_i \to E}{}^{T} = R_{\alpha_i \to E}{}^{-1} = R_{E \to \alpha_i}$$
$$M_i{}^{T} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\Delta\varphi_i} \end{pmatrix}^{T} = M_i \qquad \textbf{(95)}$$

La propriété 1) permet d'écrire la relation $sp(J_3{}^{T}) = sp(J_3)$. Les propriétés 2) et 3) permettent de détailler l'expression de la transposée de la matrice J_3 :

$$\begin{aligned} J_3{}^{T} &= (J_1 * J_2)^T \\ &= \left(R_{E\to\alpha_1} M_1 R_{\alpha_1\to E} * R_{E\to\alpha_2} M_2 R_{\alpha_2\to E}\right)^T \\ &= R_{\alpha_2\to E}{}^{T} M_2{}^{T} R_{E\to\alpha_2}{}^{T} R_{\alpha_1\to E}{}^{T} M_1{}^{T} R_{E\to\alpha_1}{}^{T} \\ &= R_{E\to\alpha_2} M_2 R_{\alpha_2\to E} R_{E\to\alpha_1} M_1 R_{\alpha_1\to E} \\ &= J_2 * J_1 \end{aligned} \qquad \textbf{(96)}$$

La biréfringence totale et l'angle α sont déterminés à partir du spectre de la matrice J_3. Le calcul [Eq. **96**] permet de montrer que l'ordre d'écriture de la matrice J_3 n'a pas d'influence sur les calculs de la biréfringence totale et de l'angle α :

$$sp(J_3{}^{T}) = sp(J_3) \equiv sp(J_1 * J_2) = sp(J_2 * J_1) \qquad \textbf{(97)}$$

6.2.3 *Reconstruction de la biréfringence induite*

Les matrices de Jones (différentes de la matrice nulle) ont un déterminant non nul et sont donc inversibles. Avec cette dernière propriété, il est possible d'isoler la matrice de Jones de la biréfringence induite J_2 des deux autres matrices J_1 et J_3 correspondant aux biréfringences mesurées expérimentalement :

$$J_2 = J_1{}^{-1} * J_3 \qquad \textbf{(98)}$$

A partir de l'expression [Eq. **98**] la biréfringence induite et de l'angle α induit s'obtiennent en calculant le spectre de la matrice de Jones de la biréfringence induite J_2 :

$$sp(J_2) = sp(J_3{}^{T} * J_1{}^{-1}) = sp(J_1{}^{-1} * J_3) \qquad \textbf{(99)}$$

Cette méthode algébrique est utilisée pour la reconstruction de la biréfringence du LG760 et des échantillons de Nd :Lu :CaF_2 [§ **8**].

Nous avons ainsi démontré qu'il était possible de calculer la biréfringence induite à partir de mesures de biréfringence totale et intrinsèque. Nous appliquons cette méthode dans le [§ **8**].

7 Mesure de la biréfringence intrinsèque et totale des échantillons

Les mesures de biréfringence se déclinent en trois temps. La première mesure est celle de l'intensité maximale I_0 pour la normalisation de l'ensemble des mesures. La deuxième mesure est celle de la biréfringence intrinsèque des échantillons. Cette biréfringence, propre à chaque échantillon, est due principalement à des contraintes résiduelles suite à la fabrication (pousse cristalline pour le Nd :Lu :CaF_2 [§ **1.7**]) ou lors de la taille de l'échantillon. La dernière mesure est celle de la biréfringence totale.

Dans cette partie sont présentées les mesures de biréfringence intrinsèque et totale qui sont réalisées sur les deux types de matériaux LG760 et Nd :Lu :CaF_2 [§ **7.1** et § **7.2**]. La biréfringence induite par le dépôt de chaleur est reconstruite à l'aide de la méthode algébrique qui extrait la biréfringence intrinsèque des images de biréfringence totale [§ **8**]. L'étude de la relaxation temporelle de la biréfringence induite est ensuite présentée et les deux matériaux testés sont comparés [§ **9**].

7.1 Mesure de la biréfringence intrinsèque et totale : Cas du LG760.

Pour chaque échantillon étudié, trois mesures successives sont réalisées : la mesure de l'intensité maximale I_0, la mesure de l'intensité $I_A(\theta)$ en sortie de l'échantillon sans pompage et enfin la mesure de l'intensité $I_A(\theta)$ en sortie de l'échantillon avec pompage. Ces deux dernières mesures nous permettent respectivement de retrouver la biréfringence totale et intrinsèque. Dans ce paragraphe, ces trois mesures successives sont présentées pour le cas du matériau LG760.

7.1.1 *Protocole de mesure de l'intensité maximale I_0*

Cette mesure consiste à connaître l'intensité maximale vue par chaque pixel de la caméra. Pour cela, l'ensemble des lames demi-onde est aligné avec le système polariseur-analyseur. Pour éviter de saturer en intensité la caméra, un filtre neutre est inséré. La mesure de l'intensité maximale I_0 permet, comme expliqué dans le paragraphe [§ **5**], de normaliser les valeurs d'intensité acquises pendant la mesure. La [**Figure II-9**] représente l'intensité maximale I_0 du LG760, enregistrée sur un format de 16 bits de valeurs associées [0,.., 65 536].

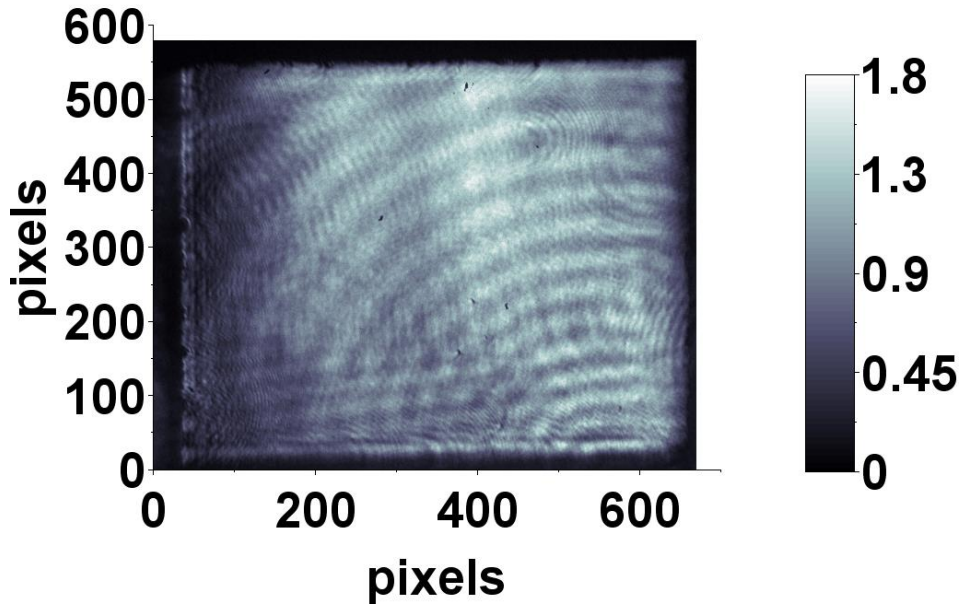


Figure II-9 *(Echelle 10^4, de 1 à 65 536) Mesure de l'intensité maximale de l'échantillon de LG760*

La normalisation des acquisitions par l'image [**Figure II-9**] permet d'atténuer les irrégularités du faisceau laser et les interférences créées par les optiques relayant le faisceau jusqu'à la caméra.

7.1.2 *Protocole de mesure de la biréfringence intrinsèque de l'échantillon*

Comme chaque échantillon testé, le LG760 présente naturellement de la biréfringence. Bien que ce matériau soit considéré isotrope, il existe des contraintes résiduelles suite à la fabrication de l'échantillon. La mesure de cette biréfringence intrinsèque à l'échantillon est importante pour pouvoir distinguer ensuite les contraintes induites par pompage de celles initialement présentes dans le matériau.

Pour cette mesure, les lames à retard conservent un angle de 45° entre elles afin de réaliser une extinction du signal, comme si le polariseur et l'analyseur étaient croisés. Par rotation des lames demi-onde d'un angle $\frac{\theta}{2}$, l'intensité perçue en chaque point de la caméra décrit un signal suivant l'expression [Eq. **83**]. Pour chaque position des lames demi-onde, l'intensité $I_A(\theta)$ vue par la caméra est enregistrée. Les mesures sont réalisées par pas de 4 degrés sur une demi-période du signal d'expression [Eq. **83**], soit un intervalle de 0 à 45 degrés.

Chaque image enregistrée par la caméra est normalisée par l'intensité maximale I_0 avant de procéder à l'ajustement des mesures par l'expression analytique [Eq. **84**]. Le déphasage est alors calculé en chaque point $(x, y, z = L)$ de l'image donnant directement accès à la valeur de la biréfringence locale en $(x, y, z = L)$ [Eq. **82**]. La distribution de la biréfringence intrinsèque est présentée [**Figure II-10**].

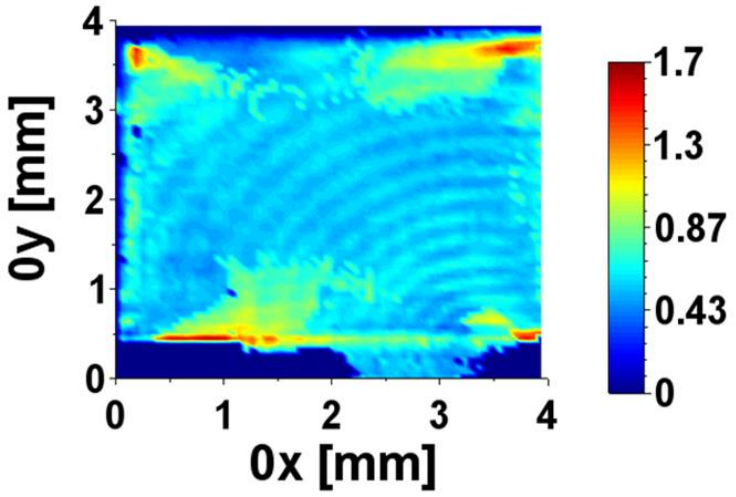


Figure II-10 *Mesure de la biréfringence intrinsèque de l'échantillon de LG760. (Amplitude 10^{-6})*

La biréfringence intrinsèque maximale est présente sur les bords de l'échantillon avec une amplitude de faible valeur à $1{,}7.10^{-6}$. L'amplitude du signal mesuré est très faible devant celle de l'intensité maximale I_0. Les interférences présentes sur [**Figure II-9**] sont atténuées sur [**Figure II-10**] suite à la normalisation par l'intensité I_0. La valeur moyenne de la biréfringence intrinsèque est évaluée sur une large zone centrée sur la surface de l'échantillon [**Figure II-11**]. Dans le cas du LG760 la valeur moyenne de la biréfringence intrinsèque est évaluée à $5{,}6.10^{-7}$.

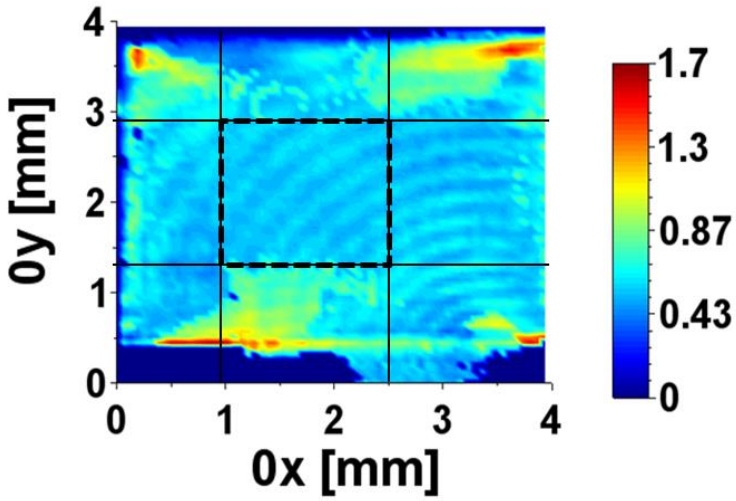


Figure II-11 *Zone de calcul de la biréfringence intrinsèque moyenne*

L'écart type est calculé sur cette même zone et permet de caractériser l'homogénéité de la biréfringence intrinsèque. L'échantillon de LG760 présente une biréfringence intrinsèque d'une bonne homogénéité avec un écart type d'un ordre de grandeur inférieur à la valeur moyenne.

7.1.3 *Protocole de mesure de la biréfringence totale et relaxation temporelle.*

La mesure de biréfringence totale s'effectue en synchronisant les diodes de pompe avec la détection de la caméra. La mesure s'effectue en mono-coup avec un délai de 10 s entre chaque impulsion afin que toutes les contraintes thermomécaniques disparaissent d'une mesure à l'autre. L'impulsion des diodes dure 3 ms. La caméra enregistre les images aux temps d'observation décrits dans le paragraphe [§ **4**]. De la même façon que pour mesurer la biréfringence intrinsèque, les lames demi-onde opèrent des rotations successives par pas de 4 degrés sur une demi-période du signal [Eq. **83**]. Pour chaque position des lames demi-onde, l'intensité $I_A(\theta)$ vue par la caméra est enregistrée [**Figure II-12**]. Les images sont normalisées par l'intensité I_0 avant de procéder à l'ajustement par le signal analytique [Eq. **84**]. Le déphasage calculé en chaque point $(x, y, z = L)$ de l'image permet de retrouver la biréfringence locale en $(x, y, z = L)$ [Eq. **82**].

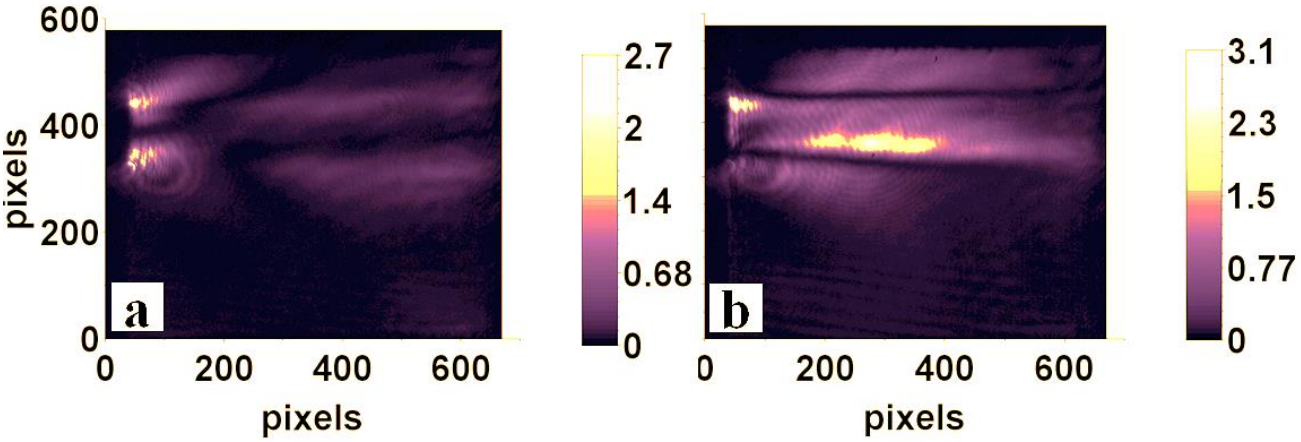


Figure II-12 *(Echelle 10^4, de 1 à 65 536) Image brutes de l'intensité transmise par l'analyseur lors du pompage du LG760 (échelle de couleur adaptée pour le contraste), 10 ms après le début de l'impulsion de pompe. Les lames demi-onde sont tournées de (a) θ= 0° et (b) θ = 16°. Le faisceau de pompe se situe en haut à gauche de l'échantillon.*

La distribution de la biréfringence totale du LG760 est présentée [**Figure II-13**] pour les temps d'observation à 10 ms, 30 ms, 100 ms, 300 ms et 1 s après le début de l'impulsion de pompe.

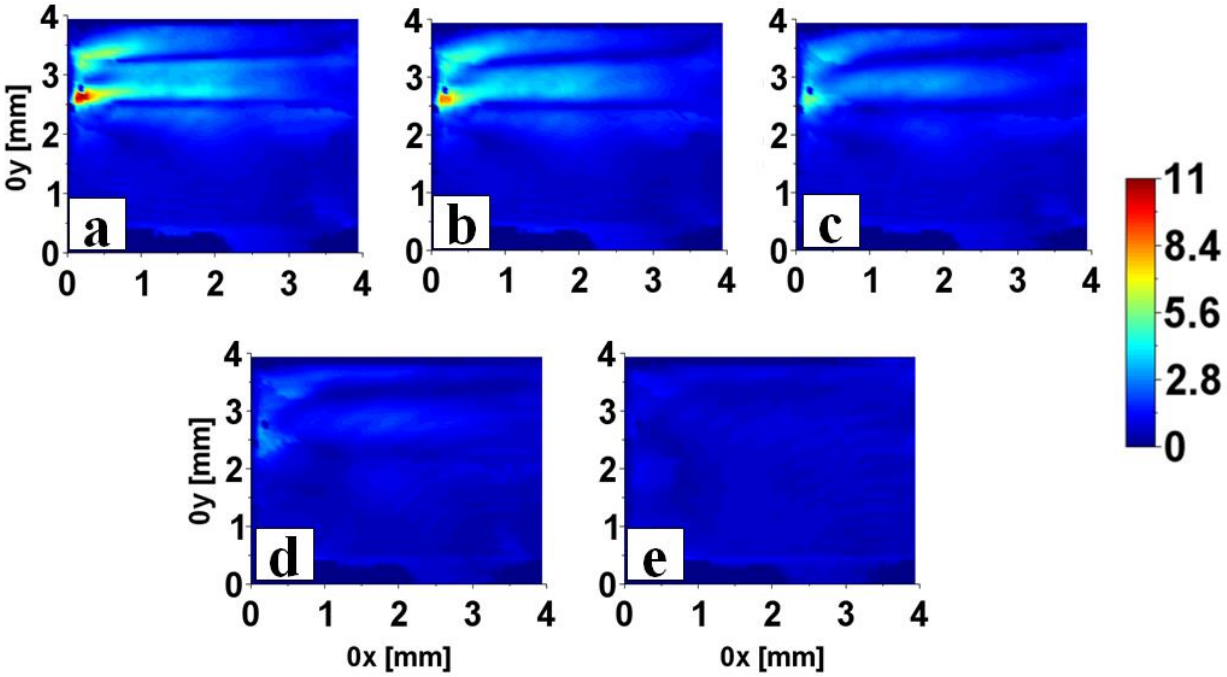


Figure II-13 *(Amplitude 10^{-6}) Mesure de la biréfringence totale de l'échantillon de LG760 (a) 10 ms (b) 30 ms (c) 100 ms (d) 300 ms (e) 1 s après le début de l'impulsion de pompe*

Le faisceau de pompe se situe en haut à gauche de l'échantillon. La distribution de biréfringence suit la géométrie rectangulaire des diodes de pompe. Les surfaces de l'échantillon de LG760 sont dépolies. De ce fait, le dépôt d'énergie ne suit pas exactement la loi de Beer-Lambert puisque que la taille du faisceau évolue à l'intérieur du matériau. De part et d'autre de la zone de pompe se forment deux lignes symétriques sur lesquelles la biréfringence est nulle. Hors de la zone de pompe, la biréfringence à la surface de l'échantillon est quasiment nulle. Pour caractériser la relaxation temporelle de l'échantillon, une surface de 550 μm^2 autour de la zone de pompe (représentée [**Figure II-14**]) est sélectionnée. La biréfringence totale moyenne est calculée dans cette zone. Elle est volontairement décalée vers l'intérieur du matériau pour éviter les effets parasites présents sur la surface d'entrée de la pompe. La surface est de taille réduite afin de ne pas tenir compte des zones d'annulation de la biréfringence (lignes symétriques de part et d'autre de la zone de pompe). Enfin, elle est volontairement petite afin de ne pas moyenner la biréfringence sur une trop longue distance d'absorption. Le choix de la zone de sélection influence directement la valeur de la biréfringence moyenne observée ainsi que son comportement dans le temps. C'est pourquoi elle est choisie identique entre les distributions de biréfringence induite expérimentales et simulées.

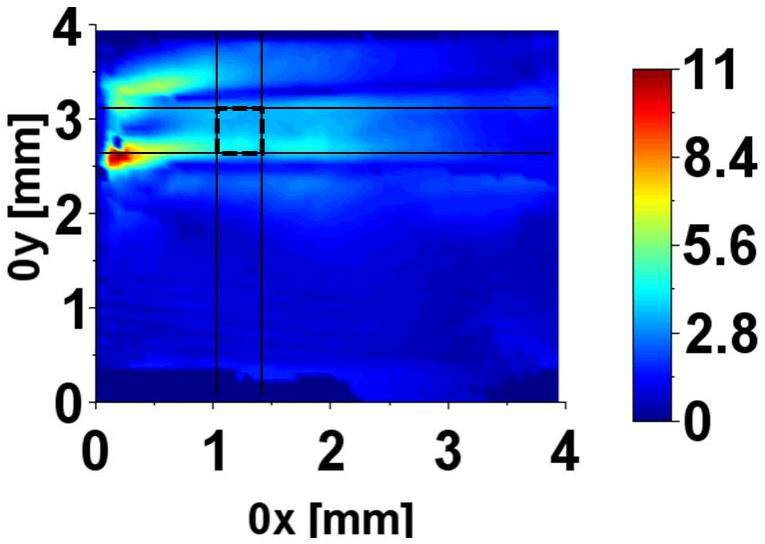


Figure II-14 *Zone de sélection pour le calcul de la biréfringence moyenne*

Les valeurs de biréfringence totale moyenne aux temps d'observation sont représentées sur la [**Figure II-15**] :

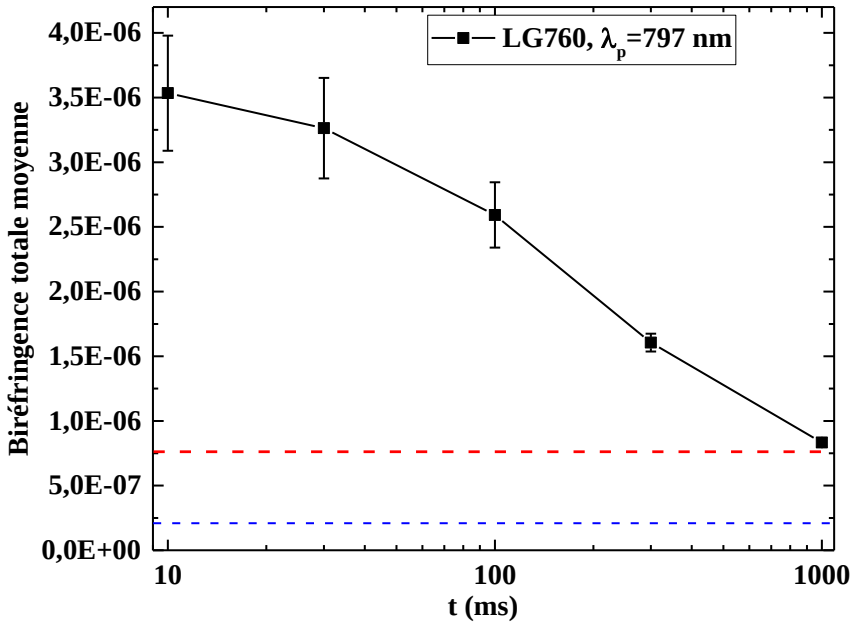


Figure II-15 *Relaxation temporelle de la biréfringence totale moyenne du LG760. La biréfringence intrinsèque moyenne est représentée en pointillés rouges et la biréfringence minimale interprétable est représentée en pointillés bleus. Les lignes entre les points de mesure sont un guide pour l'œil.*

La représentation de la biréfringence totale moyenne au cours du temps est introduite ici dans un premier temps et sera comparé dans la partie suivante à la biréfringence induite au cours du temps [**Figure II-22**]. Les mesures de biréfringence totale ont été réalisées plusieurs fois au cours des semaines. Les points noirs sur la [**Figure II-15**] représentent la valeur moyenne de l'ensemble des mesures effectuées sur l'échantillon de LG760. L'erreur quadratique est calculée à partir des différences obtenues entre les diverses mesures réalisées pour chaque temps d'observation. Cette erreur de mesure s'élève à 10 % à $t = 10\,ms$ jusqu'à 2 % à $t = 1\,s$. Les barres d'erreurs nous indiquent que les mesures sont répétables.

Pour une utilisation en régime impulsionnel à une récurrence de 10 Hz (un tir toutes les 100 ms), la distribution de biréfringence résiduelle à $t = 100\,ms$ [**Figure II-13**, (c)] est cumulée à chaque impulsion jusqu'à atteindre un régime stationnaire. Pour savoir si le matériau a relaxé partiellement ou entièrement les contraintes induites par le pompage, l'amplitude moyenne de la biréfringence totale à $t = 100\,ms$ [**Figure I-8**] est comparée à la valeur moyenne de la biréfringence intrinsèque [**Figure II-11**]. Dans le cas du LG760 la biréfringence totale à $100\ ms$ est 5 fois supérieure à la biréfringence intrinsèque moyenne, indiquant que le matériau ne s'est pas totalement relaxé.

Ces premières mesures sur le LG760 ont permis d'observer que de la biréfringence apparait dans la zone de pompe mais aussi de part et d'autre, indiquant que des contraintes induites par pompage se répartissent sur l'ensemble de la surface observée. La relaxation temporelle de la biréfringence totale suit la relaxation des contraintes thermomécaniques à l'intérieur du barreau. La relaxation des contraintes thermomécaniques suit celle de la température. Dans le [Chap. **I**, § **3.4**], nous avons vu que la relaxation thermique était régie par des temps caractéristiques de relaxation propre à chaque mode thermique, composant la distribution de température. La relaxation de la biréfringence dépend donc de l'évolution des modes thermiques de la distribution de température.

Après les mesures réalisées sur le matériau de référence, nous reproduisons le même protocole sur le matériau d'étude, le 0,5Nd :5Lu :CaF_2, présenté dans le paragraphe suivant.

7.2 Mesure de la biréfringence intrinsèque et totale : Cas du Nd:Lu:CaF_2.

Dans ce paragraphe les trois mesures successives réalisées sur le LG760 (mesure de l'intensité maximale I_0, mesure de l'intensité $I_A(\theta)$ en sortie de l'échantillon sans pompage et mesure de l'intensité $I_A(\theta)$ en sortie de l'échantillon avec pompage) sont effectuées sur six échantillons de Nd :Lu :CaF_2, fournis par le CIMAP. Ces six échantillons ont été envoyés en trois lots successifs.

7.2.1 *Protocole de mesure de l'intensité maximale I_0*

La procédure pour la mesure de l'intensité maximale I_0 est présentée dans le paragraphe [§ **7.1.2**]. La [**Figure II-16**] représente l'intensité maximale I_0 de échantillon de Nd :Lu :CaF_2, enregistrée sur un format de 16 bits de valeurs associées [0,.., 65 536].

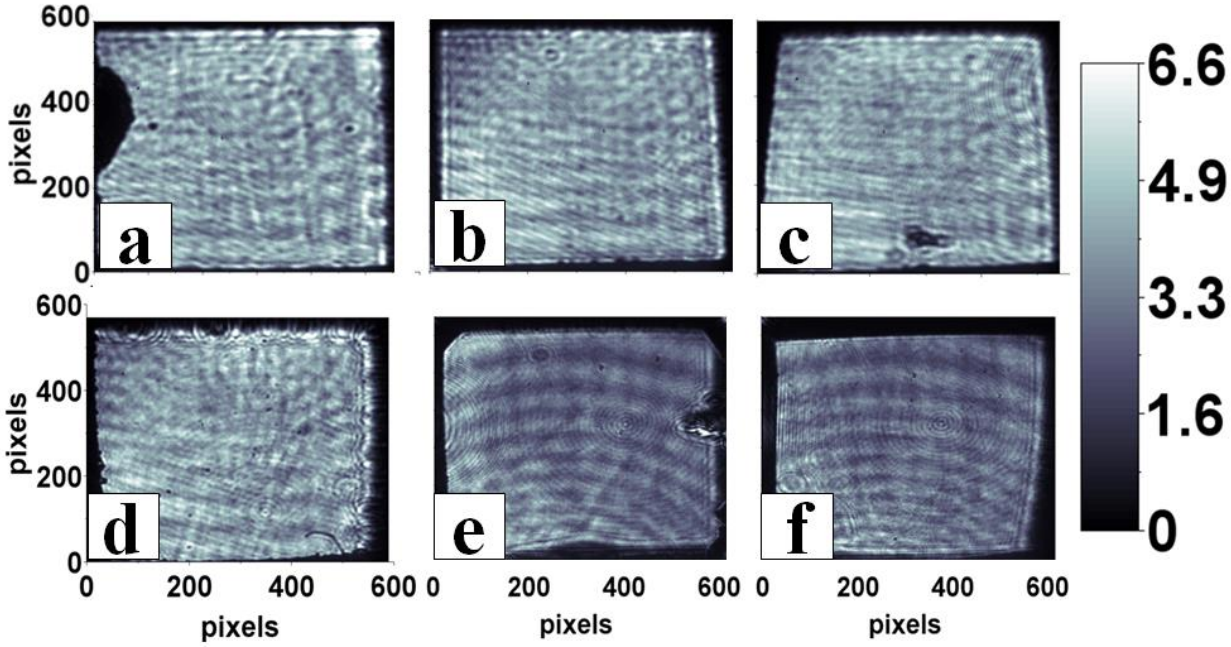


Figure II-16 *(Echelle 10^4, de 1 à 65 536) Mesure de l'intensité maximale I_0 des six échantillons de Nd :Lu :CaF2. Lot 1 (a, b), lot 2 (c, d) et lot 3 (e, f).*

Le placement des barreaux sur les mâchoires mécaniques se fait à la main. Il y a donc une imprécision de positionnement qui crée une légère anamorphose d'un barreau à l'autre. L'échantillon (a) [**Figure II-16**] est ébréché sur le bord gauche.

D'après la procédure décrite [§ **7.1**], la mesure de l'intensité maximale est suivie par la mesure de la biréfringence intrinsèque des échantillons.

7.2.2 *Protocole de mesure de la biréfringence intrinsèque des échantillons de Nd :Lu :CaF_2*

Le principe de cette mesure est expliqué paragraphe [§ **7.1.2**]. Chaque échantillon de Nd :Lu :CaF_2 est réalisé suivant la procédure décrite dans le paragraphe [Chap. **I**, § **1.7**]. Ils présentent donc des contraintes résiduelles propres à chacun. La biréfringence intrinsèque des six échantillons de Nd :Lu :CaF_2 est présentée [**Figure II-17**]. Pour repérer les échantillons de Nd :Lu :CaF_2, ils seront appelés (lot 1) B37 et B38, (lot 2) B48 et B51 et (lot 3) B52 et B70.

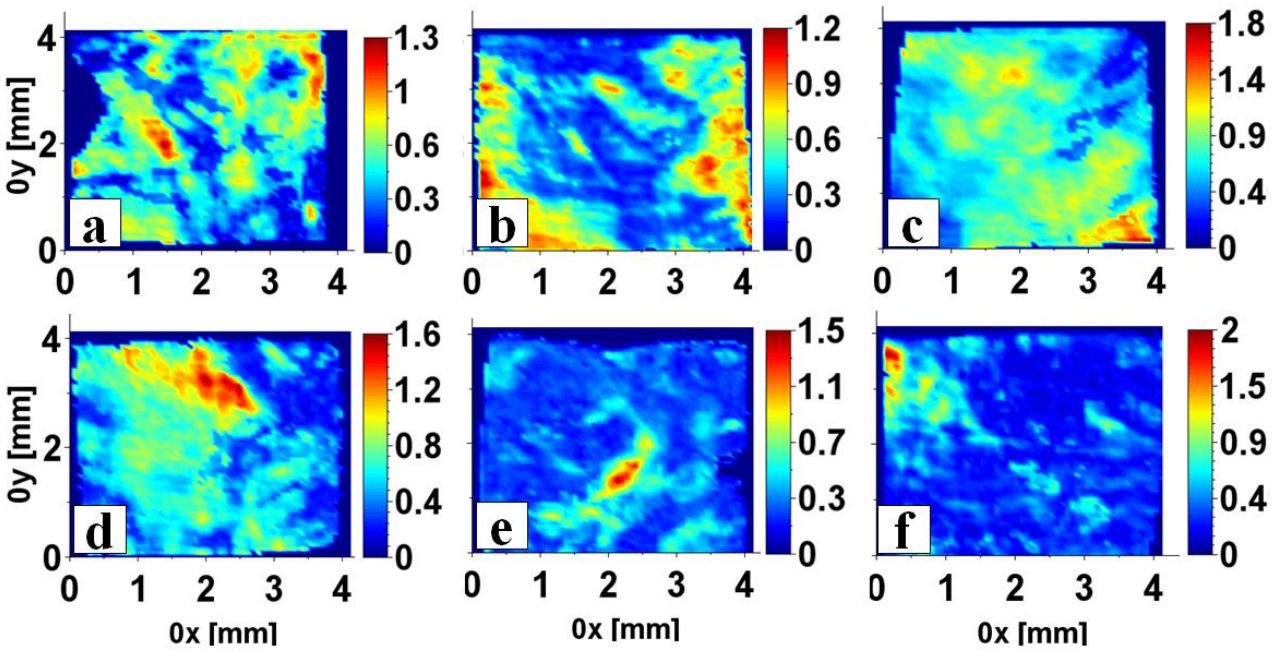


Figure II-17 *(Amplitude 10^{-6}) Mesure de la biréfringence intrinsèque des six échantillons de Nd :Lu :CaF_2. Lot 1 : (a) B37, (b) B38, lot 2 : (c) B48, (d) B51 et lot 3: (e) B52, (f) B70.*

La biréfringence intrinsèque des échantillons de Nd :Lu :CaF_2 est globalement très faible (proche du bruit de mesure) et inhomogène. Pour comparer la biréfringence intrinsèque du Nd :Lu :CaF_2 avec celle du LG760, la biréfringence intrinsèque moyenne et l'écart type sont calculés sur une large zone de l'échantillon [**Figure II-11**]. Cette zone est identique pour tous les échantillons. Les valeurs moyennes de biréfringence intrinsèque ainsi que l'écart type pour l'ensemble des échantillons de Nd :Lu :CaF_2 et le LG760 sont répertoriés dans la [**Figure II-18**] :

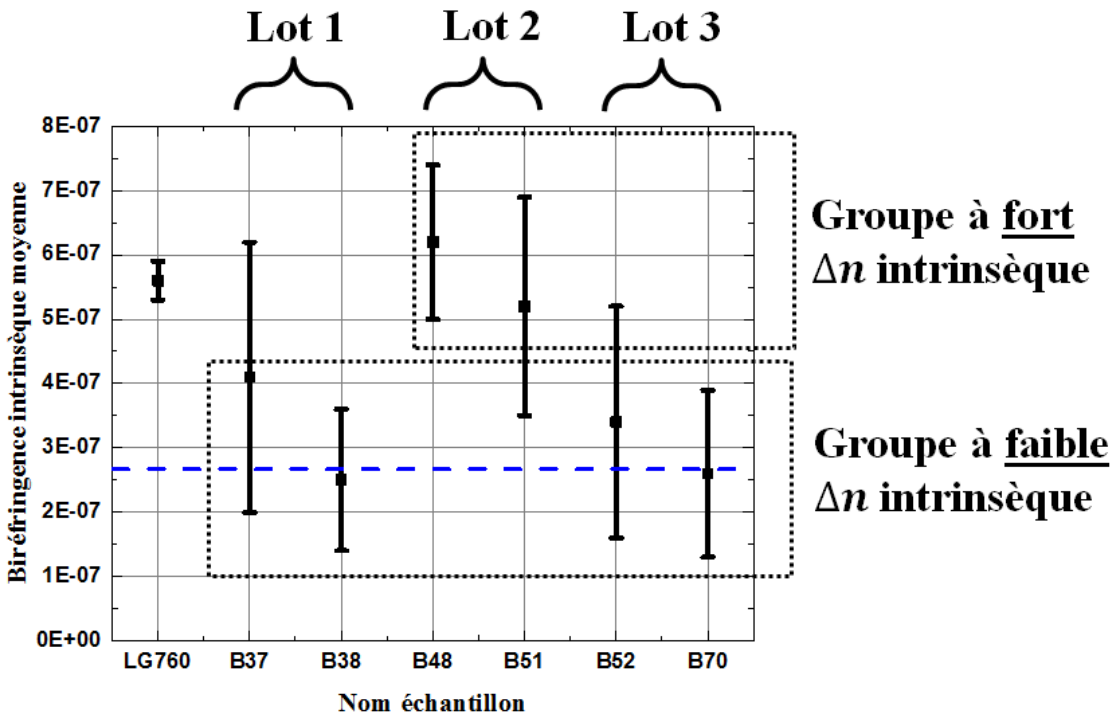


Figure II-18 *Valeur moyenne et écart type des biréfringences Δn intrinsèques de l'ensemble des échantillons étudiés. La biréfringence minimale interprétable est représentée en pointillés bleus.*

En moyenne, les échantillons de Nd :Lu :CaF_2 ont une biréfringence intrinsèque moins élevée que celle du LG760 mais sont beaucoup plus inhomogènes.

7.2.3 *Protocole de mesure de la biréfringence totale et relaxation temporelle.*

La biréfringence totale a été mesurée sur les six échantillons de Nd :Lu :CaF_2. Les [**Figure II-19**] et [**Figure II-20**] représentent la biréfringence totale obtenue sur deux échantillons de Nd :Lu :CaF_2 à différents temps d'observation après pompage. Les quatre autres échantillons présentent des biréfringences en amplitude similaires aux deux échantillons représentés. La restriction à deux représentations graphiques est donc suffisante pour la compréhension des phénomènes induits dans l'ensemble des échantillons de Nd :Lu :CaF_2. Sur les six échantillons testés, deux d'entre eux présentent une forte amplitude de biréfringence totale, les quatre autres présentant une faible biréfringence totale. Les deux échantillons présentés [**Figure II-19**] et [**Figure II-20**] appartiennent chacun à l'une de ces deux catégories qui sont détaillées dans ce paragraphe. Nous commençons par présenter la catégorie des échantillons peu biréfringents avec l'exemple de l'échantillon B37.

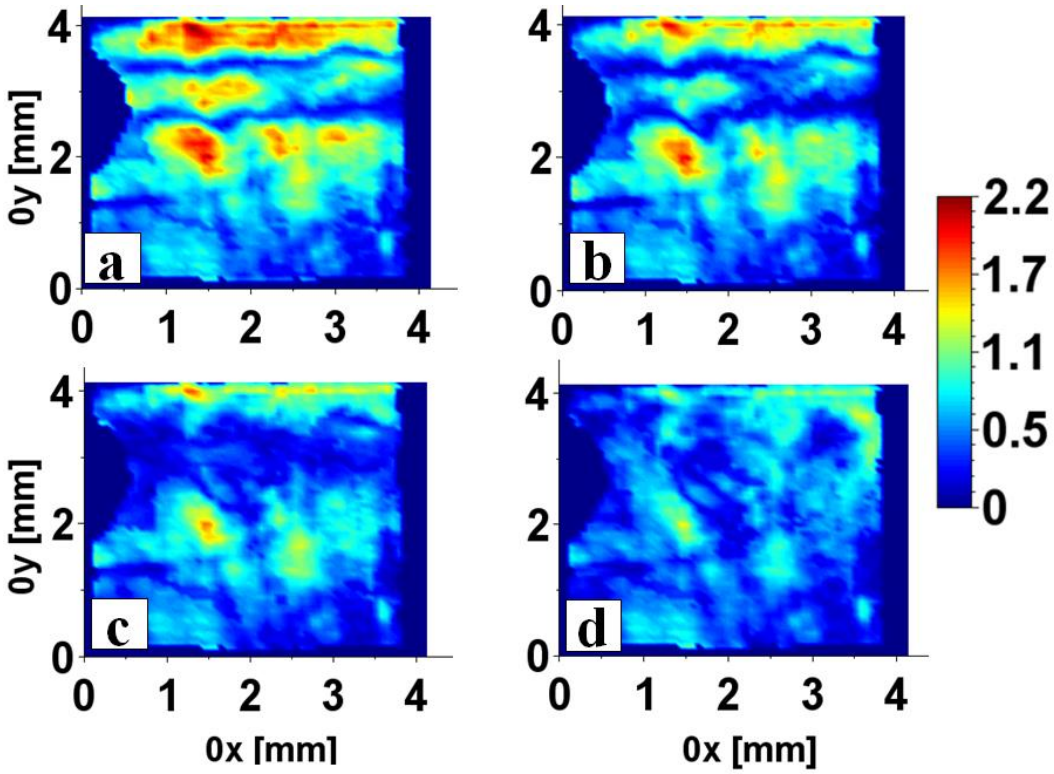


Figure II-19 *(Amplitude 10^{-6}) Biréfringence totale obtenue sur l'échantillon B37 (a) 10 ms (b) 30 ms (c) 100 ms (d) 1 s après le début de l'impulsion de pompe*

L'amplitude de la biréfringence obtenue à 10 ms permet de classer l'échantillon dans une des deux catégories. Dans le cas de l'échantillon B37 [**Figure II-19**] cette amplitude est très faible sur toute la surface de l'échantillon. La distribution de la biréfringence totale est bruitée à cause de la faible amplitude de la biréfringence induite devant l'amplitude de la biréfringence intrinsèque. L'amplitude de biréfringence totale maximale est obtenue de part et d'autre de la zone de pompe, en particulier sur les zones où la biréfringence intrinsèque est élevée [**Figure II-17**, (a)]. À $100\ ms$, la zone pompée de l'échantillon présente une biréfringence de l'ordre du bruit de mesure ($\Delta n \approx 2{,}7.10^{-7}$, [Chap **II**, § **3.2**], [Eq. **86**]). Puis à $1\ s$, la biréfringence induite s'est relaxée. La distribution de biréfringence totale est semblable celle de la biréfringence intrinsèque.

Lors d'un fonctionnement en régime impulsionnel à une récurrence de $10\ Hz$, (1 tir toute les 100 ms), la distribution de biréfringence résiduelle à $t = 100\ ms$ [**Figure II-13**, (c)] est cumulée après chaque impulsion. La relaxation de biréfringence totale à $t = 100\ ms$ est comparée à la valeur moyenne de la biréfringence intrinsèque. Dans le cas de l'échantillon B37, à $t = 100\ ms$, la distribution de biréfringence totale n'est pas identique à celle de la biréfringence intrinsèque. Par conséquent, à $t = 100\ ms$, la biréfringence ne s'est pas totalement relaxée.

Dans la catégorie des échantillons fortement biréfringents la [**Figure II-20**] présente l'exemple de l'échantillon B38 :

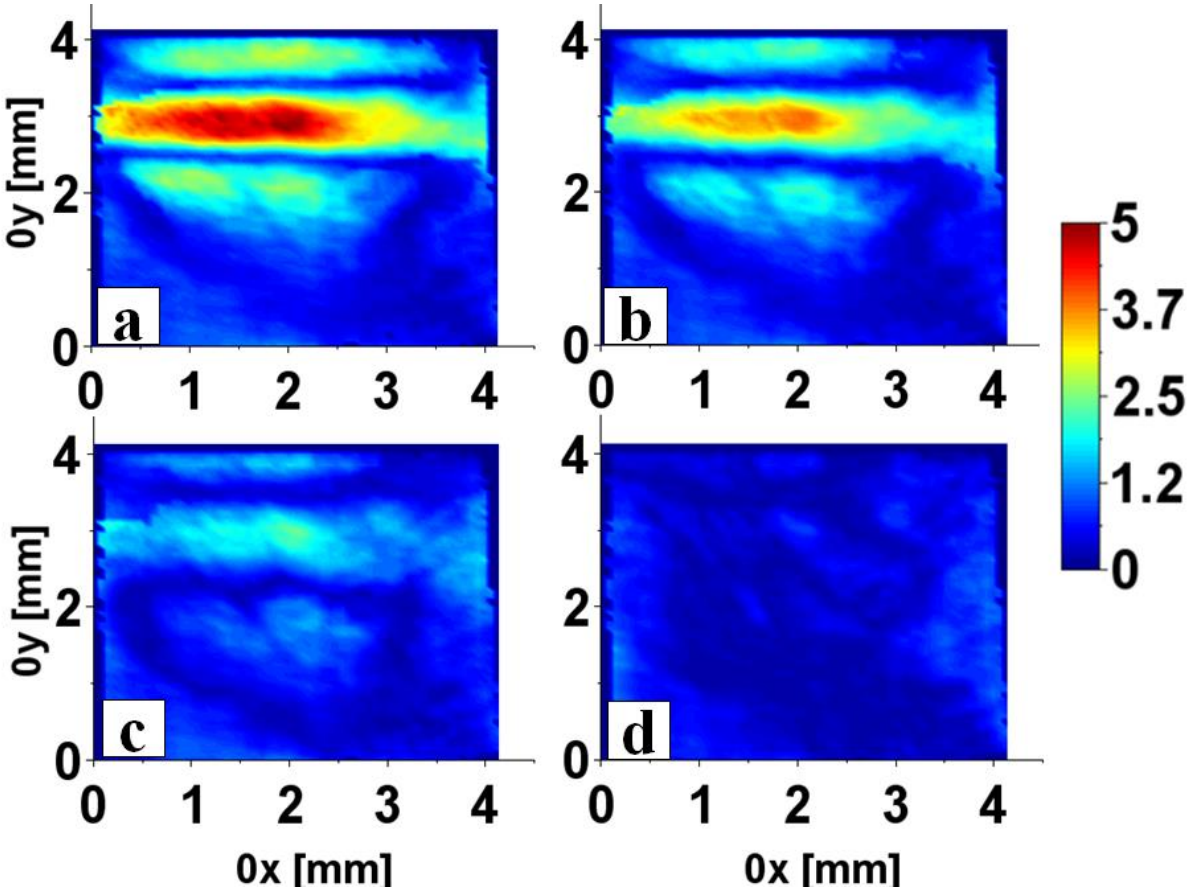


Figure II-20 *(Amplitude 10^{-6}) Biréfringence totale obtenue sur l'échantillon B38 (a) 10 ms (b) 30 ms (c) 100 ms (d) 1 s après le début de l'impulsion de pompe*

La distribution de la biréfringence totale se dessine nettement sur la zone de pompe ainsi que sur la zone périphérique. L'amplitude maximale (5.10^{-6}) est obtenue dans la zone de pompe [**Figure II-20**, (a)].

A t = 100 ms, la biréfringence atteint une valeur six fois supérieure à sa biréfringence intrinsèque. L'amplitude de la biréfringence totale et la relaxation temporelle de cet échantillon le rapproche plus du comportement du LG760 que de l'échantillon B37 de Nd :Lu :CaF_2. Les échantillons B37 et B38 de Nd :Lu :CaF_2 sont issus d'un même lot de synthèse. La qualité cristalline est donc identique entre les deux échantillons. Pourtant des comportements différents apparaissent lors du pompage. Ces deux échantillons absorbent la même énergie de pompe. La biréfringence moyenne totale varie d'un facteur 4 entre les deux échantillons. La disparité entre les échantillons de Nd :Lu :CaF_2 est étudiée dans le [Chap. **IV**].

8 Reconstruction de la biréfringence induite.

Dans les paragraphes précédents, les mesures réalisées sur le LG760 et les échantillons de Nd :Lu :CaF_2 sont les mesures de biréfringence intrinsèque et totale. Cette dernière contient la biréfringence intrinsèque et la biréfringence induite par le pompage. Par la méthode algébrique présentée [§ **6**], la biréfringence induite par pompage est extraite de la biréfringence totale en tenant compte de la biréfringence intrinsèque mesurée.

Par cette méthode, il est possible de comparer les matériaux indépendamment de leur état initial afin de mener une étude plus objective sur leur comportement sous pompage. La biréfringence induite reconstruite sera comparée aux simulations dans lesquelles la biréfringence intrinsèque aléatoire n'est pas prise en compte [Chap. **III**].

8.1 Reconstruction de la biréfringence induite dans le LG760

La reconstruction de la biréfringence induite dans le LG760 [**Figure II-21**] a été réalisée à partir des mesures de biréfringence totale [**Figure II-13**, § **7.1.3**] et de biréfringence intrinsèque [**Figure II-10**, § **7.1.2**]. La [**Figure II-21**] correspond à la reconstruction de la biréfringence induite dans le LG760, utilisant la méthode présentée dans le paragraphe [§ **6**].

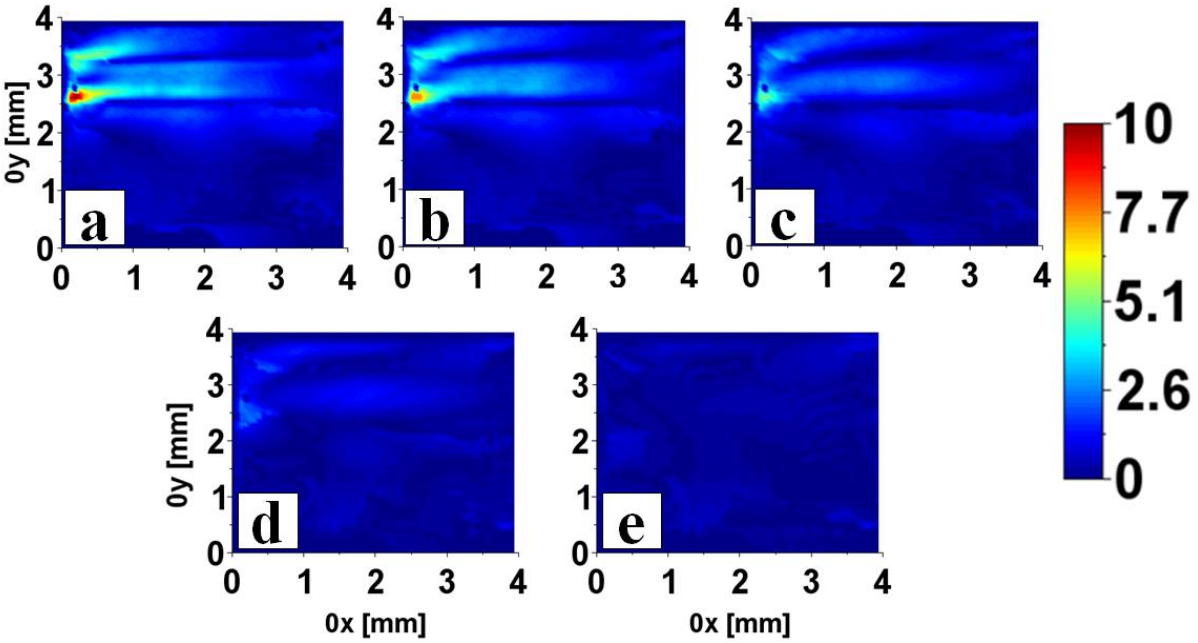


Figure II-21 *(Amplitude 10^{-6}) Reconstruction de la biréfringence induite dans le LG760. (a) 10 ms (b) 30 ms (c) 100 ms (d) 300 ms (e) 1 s après le début de l'impulsion de pompe.*

La distribution de biréfringence induite [**Figure II-21**] est très similaire à la distribution de la biréfringence totale [**Figure II-13**]. En effet, la biréfringence intrinsèque dans le LG760 est très faible devant la biréfringence totale. Sa grande homogénéité ne perturbe pas la

reconstruction même pour des faibles amplitudes de signal. À 1 *s*, la méthode de reconstruction a permis de s'affranchir des figures d'interférences qui étaient présentes sur les distributions de biréfringence totale et intrinsèque. Les relaxations temporelles de la biréfringence totale et induite sont comparées dans la [**Figure II-22**]:

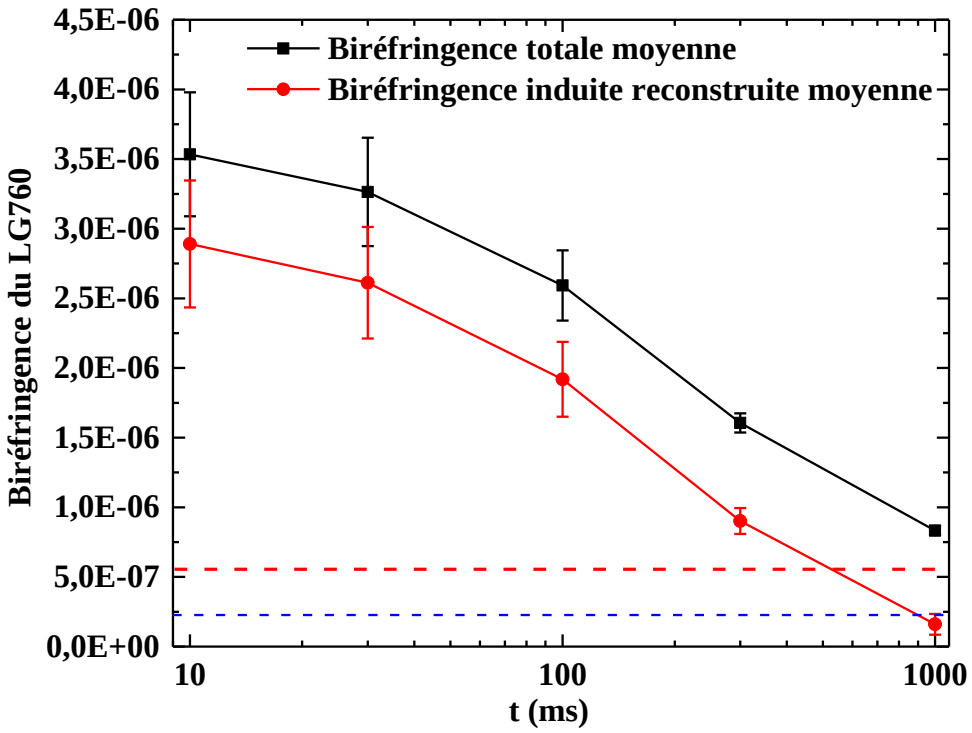


Figure II-22 *Relaxation de la biréfringence totale moyenne et de la biréfringence induite reconstruite moyenne du LG760. La biréfringence intrinsèque est représentée en pointillés rouges et la biréfringence minimale interprétable est représentée en pointillés bleus. Les lignes entre les points de mesure sont un guide pour l'œil.*

Sur le graphique [**Figure II-22**], les valeurs de biréfringence induite représentées sont moyennées sur l'ensemble des mesures réalisées sur le LG760. L'écart type est calculé entre les différents résultats de reconstruction de biréfringence induite effectué à partir de l'ensemble des mesures du LG760.

La relaxation de la biréfringence induite dans le LG760 suit la même tendance que celle de la biréfringence totale. L'écart entre les deux courbes [**Figure II-22**] est constant, de valeur égale à la biréfringence moyenne intrinsèque [**Figure II-18**, LG760].

8.2 Reconstruction de la biréfringence induite dans Nd :Lu :CaF_2

Dans le cas du Nd :Lu :CaF_2, la biréfringence intrinsèque est plus élevée et plus inhomogène que dans le LG760. Par conséquent, la différence entre la biréfringence totale et la biréfringence induite dans les échantillons de Nd :Lu :CaF_2 est plus nette. Les biréfringences induites des deux échantillons B37 et B38 [§ **7.2**] sont représentées [**Figure II-23**] et [**Figure II-25**]. La biréfringence induite reconstruite est d'abord présentée dans le cas des échantillons à faible amplitude de biréfringence avec l'exemple de l'échantillon B37 :

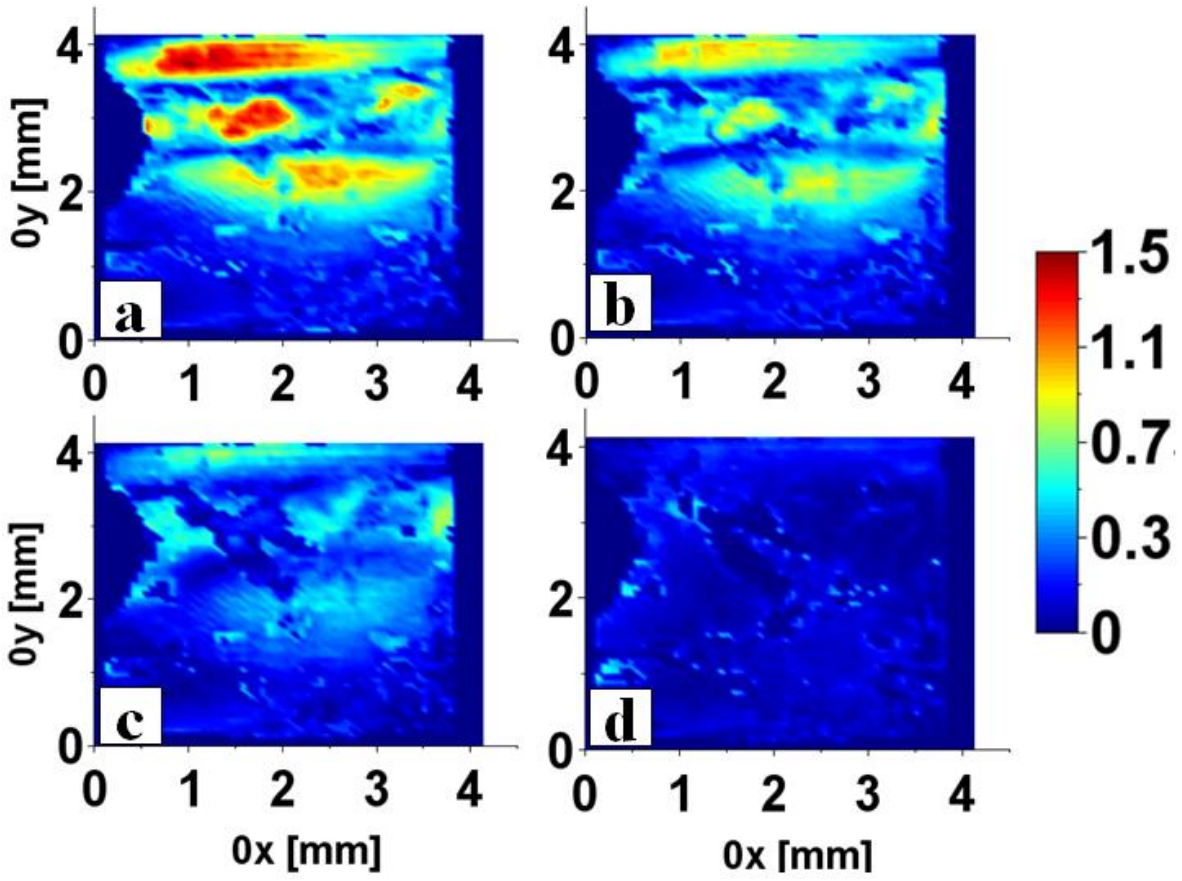


Figure II-23 *(Amplitude 10^{-6}) Reconstruction de la biréfringence induite de l'échantillon B37 de Nd :Lu :CaF_2 (a) 10 ms (b) 30 ms (c) 100 ms (d) 1 s après le début de l'impulsion de pompe.*

La distribution de la biréfringence induite de l'échantillon B37 est moins bruitée que celle de sa biréfringence totale [**Figure II-19**]. Le profil rectangulaire des diodes de pompe est reconnaissable au temps d'observation à 10 ms. Une légère divergence apparait en sortie du barreau, comme celle présente dans la [**Figure II-4**]. L'inhomogénéité de la biréfringence intrinsèque [**Figure II-17**, (a)] perturbe la distribution de la biréfringence induite, particulièrement visible sur les images [**Figure II-23** (b) et (c)]. Sur la [**Figure II-24**], la relaxation de la biréfringence totale et induite de l'échantillon B37 de Nd :Lu :CaF_2 est présentée :

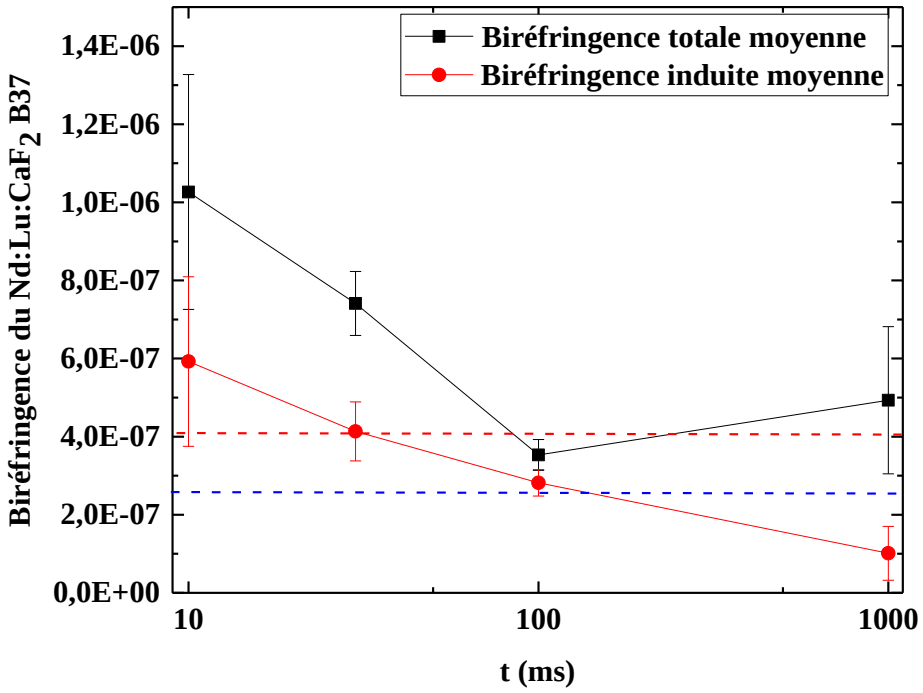


Figure II-24 *Relaxation de la biréfringence totale moyenne et de la biréfringence induite moyenne de l'échantillon B37 de Nd :Lu :CaF_2. La biréfringence intrinsèque est représentée en pointillés rouges et la biréfringence minimale interprétable est représentée en pointillés bleus. Les lignes entre les points de mesure sont un guide pour l'œil.*

De même que pour le LG760, les valeurs de biréfringence induite représentées sont moyennées sur l'ensemble des mesures réalisées sur l'échantillon B37. L'écart type est calculé entre les différents résultats de reconstruction de biréfringence induite.

L'écart entre les deux courbes [**Figure II-24**] est constant aux temps à $t = 10\,ms$ et $t = 30\,ms$, de valeur égale à la biréfringence moyenne intrinsèque [**Figure II-18**, B37]. À $t = 1\,s$ après pompage, la biréfringence induite est de valeur inférieure à celle de la biréfringence minimale interprétable ($\Delta n \approx 2{,}7.10^{-7}$, [Chap **II**, § **3.2**], [Eq. **86**]). La méthode de reconstruction de la biréfringence induite permet donc d'accéder à des valeurs de biréfringence non accessibles par la mesure. À $t = 100\,ms$, la biréfringence totale s'annule dans la zone de pompe [**Figure II-19**, (c)]. La biréfringence induite est quasiment nulle à $1\,s$. Par conséquent, la biréfringence totale n'est composée que de la biréfringence intrinsèque [**Figure II-23**, (d)]. Ce comportement se traduit [**Figure II-24**] par une relaxation non monotone de la biréfringence totale.

Dans le cas des échantillons de Nd :Lu :CaF_2 présentant une forte biréfringence, la distribution de biréfringence induite reconstruite est très proche de celle de la biréfringence totale [**Figure II-20**] comme le montre la [**Figure II-25**] :

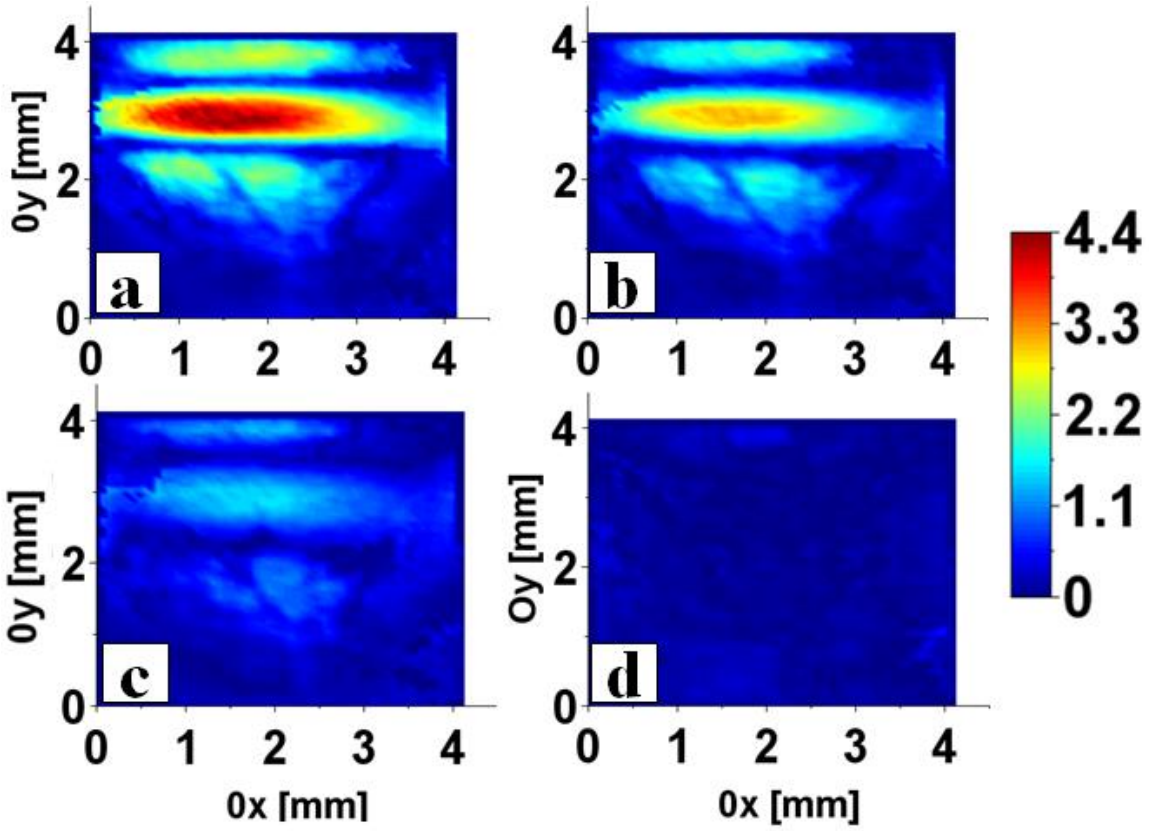


Figure II-25 *(Amplitude 10-6) Reconstruction de la biréfringence induite de l'échantillon B38 de Nd :Lu :CaF_2 (a) 10 ms (b) 30 ms (c) 100 ms (d) 1 s après le début de l'impulsion de pompe*

La biréfringence induite de l'échantillon B38 est similaire à celle obtenue pour le LG760. Lorsque la biréfringence induite est très supérieure en amplitude à la biréfringence intrinsèque, elle adopte le même comportement que la biréfringence totale. La [**Figure II-26**] représente la biréfringence totale et induite de l'échantillon B38 de Nd :Lu :CaF_2.

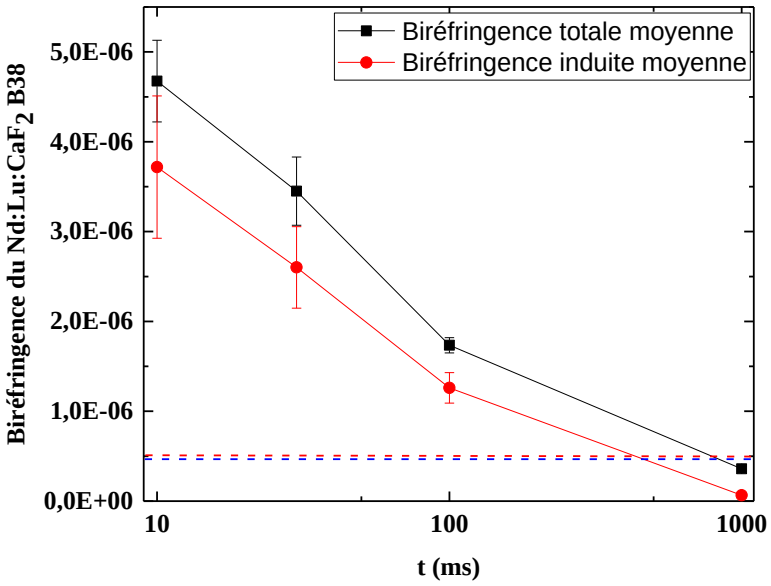


Figure II-26 *Relaxation de la biréfringence totale moyenne et de la biréfringence induite moyenne de l'échantillon B38 (Nd :Lu :CaF_2). La biréfringence intrinsèque est représentée en pointillés rouges et la biréfringence minimale interprétable est représentée en pointillés bleus. Les lignes entre les points de mesure sont un guide pour l'œil.*

Les valeurs de biréfringence induite représentées sont moyennées sur l'ensemble des mesures réalisées sur l'échantillon B38. Les écarts types sont calculés sur l'ensemble des mesures de biréfringence induite reconstruites. L'écart entre les deux courbes [**Figure II-26**] est constant de valeur égale à la biréfringence moyenne intrinsèque [**Figure II-18**, B38], de même que pour le LG760.

8.3 Comportement de l'angle propre de biréfringence dans le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2

L'angle propre α de biréfringence induite correspond à l'orientation des axes neutres de la biréfringence. Il est défini par l'expression [Eq. **75**, rappelée ici].

$$tan(2\alpha) = \frac{2\Delta B_{12}}{\Delta B_{11} - \Delta B_{22}}$$

avec ΔB_{ij} les coefficients du tenseur imperméabilité réduit [Eq. **67**]. L'angle propre α de la biréfringence totale et intrinsèque est extrait de la mesure de l'intensité [Eq. **83**, rappelée ici].

2
$$I_A = I_0 sin^2\big(2(\theta - \alpha)\big) sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)$$

L'information sur le signe de l'angle propre α est perdue par le carrée du sinus dans le terme $sin^2(2\alpha)$. L'intervalle de définition de la fonction $sin(2x)$ est [-45°,45°]. A partir des mesures, l'angle propre α est défini sur l'intervalle [0°,45°]. Par conséquent, les valeurs de l'angle propre sont connues à $\pm\frac{\pi}{4}$.

Dans ce paragraphe, les mesures de l'angle propre α sont présentées pour les deux matériaux, LG760 et Nd :Lu :CaF_2. Nous nous contenterons de faire des remarques générales pour décrire le comportement de l'angle propre et de l'amplitude de biréfringence associée.

La [**Figure II-27**] met en parallèle les distributions de biréfringence totale, intrinsèque et induite (de gauche à droite) avec les distributions des angles propres associés dans le LG760.

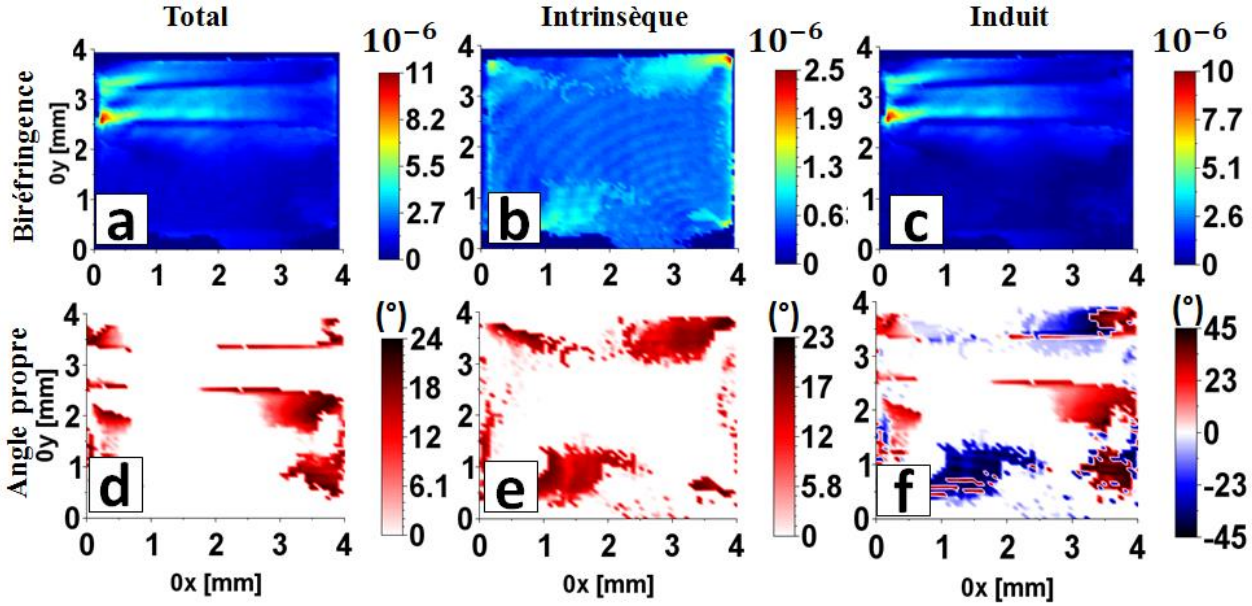


Figure II-27 *Distributions de biréfringence (a) totale à t = 10 ms, (b) intrinsèque, (c) induite à t = 10 ms et d'angle propre (d) total à t = 10 ms, (e) intrinsèque et (f) induit à t = 10 ms dans le LG760.*

L'angle propre suit la distribution de biréfringence dans les trois cas [**Figure II-27**, (d), (e), (f)]. La distribution de l'angle propre induit [**Figure II-27**, (f)] tient compte de la distribution de l'angle propre intrinsèque et total. Il n'est cependant pas évident de décrire exactement le comportement de l'angle induit en fonction des deux autres angles propres. Nous pouvons cependant extrapoler son comportement en reprenant l'expression [Eq. **98**, rappelée ici], reliant les matrices de Jones de la biréfringence intrinsèque J_1, induite J_2 et totale J_3.

$$J_2 = {J_1}^{-1} * J_3$$

Lorsque la matrice de la biréfringence intrinsèque J_1^{-1} est proche de la matrice identité (l'amplitude et l'angle propre de la matrice J_1^{-1} sont très faibles), la matrice de la biréfringence induite J_2 est équivalente à celle de la biréfringence totale J_3. Leurs amplitudes et angles propres (de même signe) sont très proches, ce qui est le cas dans la zone de pompe du LG760 [**Figure II-27**]. Dans le cas où la matrice de biréfringence totale J_3 est proche de la matrice identité, la matrice de la biréfringence induite J_2 et intrinsèque J_1^{-1} sont équivalentes en amplitude et en angle (de signe opposé). Ce cas est présent dans la partie non pompée (moitié basse du barreau) du LG760. Le cas délicat est lorsque les matrices de biréfringence totale J_3 et intrinsèque J_1^{-1} sont équivalentes. Il est difficile de prédire le comportement des angles propres de la matrice J_2 de biréfringence induite. Nous constatons juste que pour ce cas, la distribution de l'angle propre induit tient compte des distributions des angles propres intrinsèque et total.

Le cas des échantillons de Nd :Lu :CaF_2 à faible amplitude (échantillon B37) et à forte amplitude (échantillon B38) sont présentés. La [**Figure II-28**] met en parallèle les distributions de biréfringence totale, intrinsèque et induite (de gauche à droite) avec les distributions des angles propres associés, dans le cas de l'échantillon B37 (faible biréfringence induite).

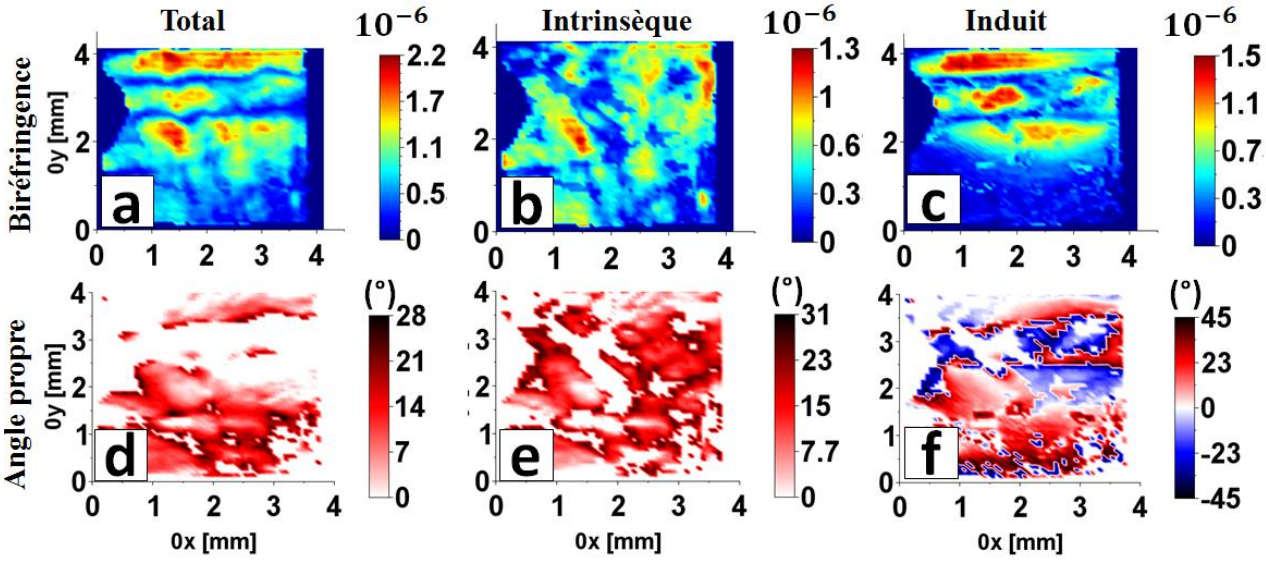


Figure II-28 *Distributions de biréfringence (a) totale à t = 10 ms, (b) intrinsèque, (c) induite à t = 10 ms et d'angle propre (d) total à t = 10 ms, (e) intrinsèque et (f) induit à t = 10 ms dans l'échantillon B37 de Nd :Lu :CaF_2.*

En reprenant les remarques faites pour le LG760, le cas délicat à interpréter en termes d'angle propre induit est présent plus globalement sur l'échantillon B37. La matrice de la biréfringence intrinsèque J_1^{-1} possède des angles propres et des amplitudes très bruités. Il est

donc difficile de supposer J_1^{-1} proche de la matrice identité comme pour le cas du LG760 dans la zone de pompe. De même pour la matrice de biréfringence totale J_3, hormis la zone de pompe où les angles propres sont nuls, la distribution de l'angle propre et de l'amplitude sont très bruités. Dans ce cas, l'angle propre induit tient compte de l'angle propre intrinsèque et total.

Pour les échantillons à forte biréfringence induite, le comportement de l'angle propre induit est présenté dans le cas de l'échantillon B38 [**Figure II-28**].

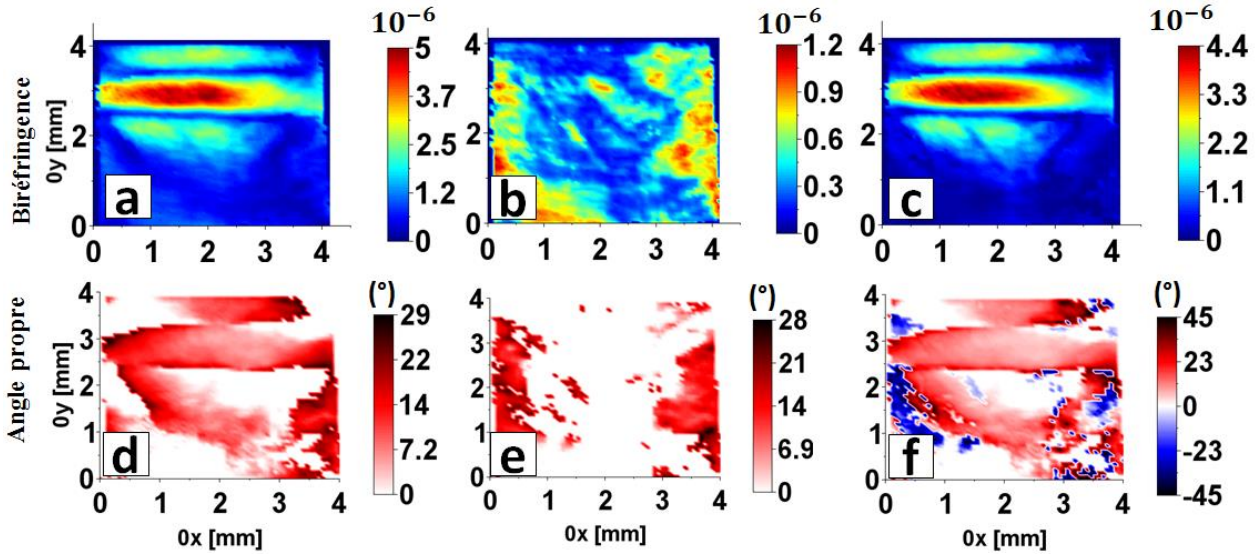


Figure II-29 *Distributions de biréfringence (a) totale à t = 10 ms, (b) intrinsèque, (c) induite à t = 10 ms et d'angle propre (d) total à t = 10 ms, (e) intrinsèque et (f) induit à t = 10 ms dans l'échantillon B38 de Nd :Lu :CaF_2.*

Le cas de l'échantillon B38, à forte biréfringence induite, est très proche de celui du LG760. La biréfringence intrinsèque est de faible amplitude et d'angle nul globalement sur toute la surface de l'échantillon. La matrice de la biréfringence intrinsèque J_1^{-1} peut être assimilée à la matrice identité sur la partie centrale de l'échantillon. La matrice de la biréfringence induite J_2 est équivalente à celle de la biréfringence totale J_3 dans cette zone. De même, la biréfringence totale [**Figure II-29**, (a)] et l'angle propre total [**Figure II-29**, (d)] sont très faibles simultanément sur la partie située sous l'entrée de la zone de pompe. Pour cette partie, l'angle propre de la matrice J_2 de la biréfringence induite [**Figure II-29**, (f)] est identique (de signe opposé) à l'angle propre de la matrice J_1^{-1} de la biréfringence intrinsèque.

En conclusion sur l'ensemble de ces mesures, nous avons étudié la biréfringence induite dans l'ensemble de nos échantillons de Nd :Lu :CaF_2 ainsi que dans le matériau de référence, le verre phosphate dopé Nd LG760. Les mesures de biréfringence ont été réalisées pour une configuration de pompage transverse inhomogène. Nous avons développé une méthode analytique permettant d'extraire la biréfringence induite des mesures de biréfringence totale et intrinsèque. Cette méthode réalisée avec le formalisme matriciel de Jones permet d'extraire l'amplitude $\Delta n(x, y, z = L)$ de biréfringence induite locale sur la surface de sortie des

échantillons, ainsi que l'angle propre induit $\alpha(x, y, z = L)$ local en sortie du matériau. Les résultats de biréfringence induite par cette méthode algébrique ne correspondent à une soustraction de la biréfringence totale par la biréfringence intrinsèque dans le cas général. Les calculs s'appuient sur des matrices de rotation et d'amplitude, le résultat final d'amplitude et d'angle propre de biréfringence induite est donc difficile à anticiper.

9 Comparaison de la biréfringence induite entre le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 à énergie égale déposée

Dans ce paragraphe, les matériaux LG760 et Nd :Lu :CaF_2 sont comparés en terme de biréfringence induite à énergie déposée égale dans le matériau. De cette manière, il est possible de comparer le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 sous pompage, indépendamment de leur état initial.

9.1 Coefficient d'absorption équivalent entre le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2

La [**Figure II-30**] représente le spectre d'absorption des matériaux LG760 et Nd :Lu :CaF_2 ainsi que le spectre des diodes de pompe.

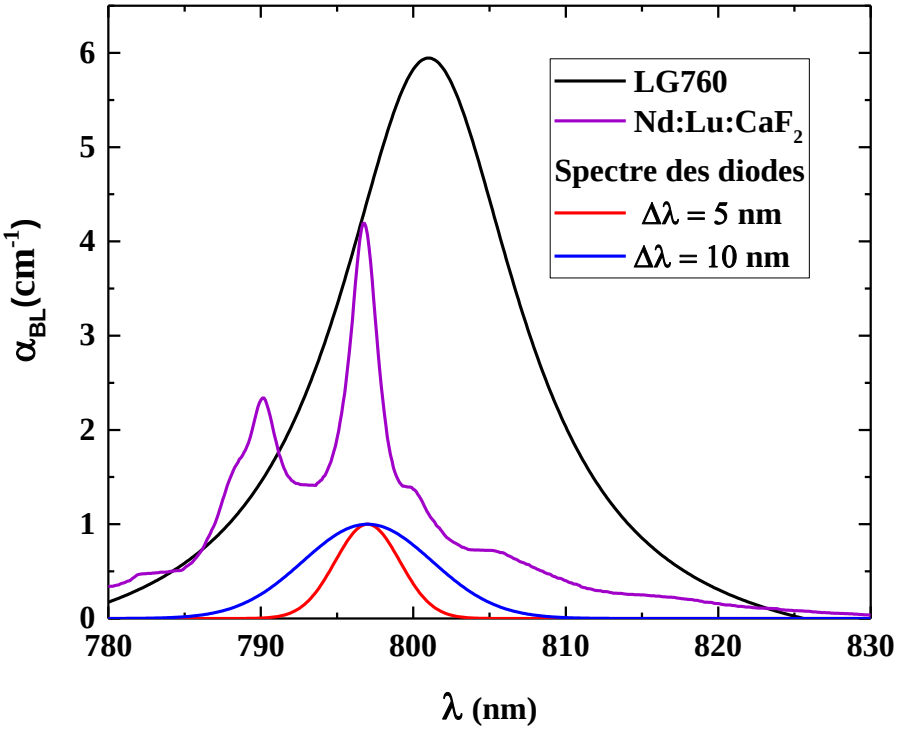


Figure II-30 *Spectre d'absorption du LG760 et du Nd :Lu :CaF2 et spectre d'émission des diodes de pompe centré à 797 nm de largeur spectrale de 5 nm et 10 nm.*

Pour déposer la même quantité d'énergie de la même façon dans le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2, le coefficient d'absorption équivalent $\alpha_{BL_{moy}}$ doit être identique entre les deux matériaux. Ce coefficient d'absorption équivalent est calculé à partir de la largeur spectrale des diodes de pompe qui pondère le coefficient d'absorption α_{BL}. Pour une longueur d'onde centrale de pompe λ_p, le coefficient d'absorption moyen est défini par :

$$e^{-\alpha_{BL_{moy}}(\lambda_p)} = \frac{\int S_{diode}(\lambda) * e^{-\alpha_{BL}(\lambda)}\, d\lambda}{\int S_{diode}(\lambda)\, d\lambda} \quad \textbf{(100)}$$

Avec $S_{diode}(\lambda)$ le spectre des diodes [**Figure II-30**] et $\alpha_{BL_{moy}}$ le coefficient d'absorption moyen.

La largeur spectrale des diodes, mesurée à l'aide d'un spectromètre, est de 2,5 nm pour une durée d'impulsion de 400µs. Pour la durée d'impulsion d'étude de 3 ms, la largeur spectrale des diodes varie autour de 4 à 5 nm en fonction de la longueur d'onde centrale de pompe [Chap. **II**, § **3.1.2**]. Plus la durée de pompage est longue, plus les diodes chauffent et se décalent en longueur d'onde.

Dans la [**Table II-1**] sont répertoriées les largeurs spectrales obtenues à différentes longueurs d'onde de pompe pour une durée d'impulsion de 3 ms :

Longueur d'onde centrale $\lambda\ (nm)$	Largeur spectrale mesurée $\Delta\lambda\ (nm)$	Coefficient d'absorption calculé selon [Eq. **100**] $\alpha\ (cm^{-1})$	
		LG760	Nd :Lu :CaF_2
791	5	1,53	1,73
793	4	2,1	-
794	4	2,44	-
797 (mesure 2)	5	-	2,22
797 (mesure 1)	10	3,17	1,72

Table II-1 *Mesure de la largeur spectrale des diodes de pompe et calcul du coefficient d'absorption associé*

Les premières mesures réalisées à 797 nm sont obtenues avec une largeur spectrale de 10 nm, réduite ensuite par une meilleur fixation des diodes au Peltier de refroidissement [§ **3.1.2**].

Certains échantillons de Nd :Lu :CaF_2 ont été mesurés avec la largeur spectrale de 10 nm, de coefficient d'absorption associé $\alpha = 1{,}72\ cm^{-1}$ [**Table II-1**, 797 (mesure 1)]. Pour comparer ces échantillons au LG760, la longueur d'onde de pompe adaptée est à 791 nm correspondant au coefficient d'absorption $\alpha = 1{,}53\ cm^{-1}$. L'autre partie des échantillons de Nd :Lu :CaF_2 a été mesurée avec la largeur spectrale de 5 nm , de coefficient d'absorption associé $\alpha = 2{,}22\ cm^{-1}$ [**Table II-1**, 797 (mesure 2)]. Pour comparer ces échantillons au LG760, la

longueur d'onde de pompe adaptée est à 793 nm correspondant au coefficient d'absorption $\alpha = 2{,}1\ cm^{-1}$.

9.2 Résultats de mesures pour la comparaison de la biréfringence induite entre le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 à énergie égale déposée

Le pompage des échantillons de Nd :Lu :CaF_2 à 797 nm donne lieu à deux coefficients d'absorption distincts en fonction de la largeur spectrale des diodes de pompe [§ **9.1**]. La comparaison du comportement sous pompage entre le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 doit tenir compte de cette variation. Dans un premier temps, le LG760 est pompé à 791 nm afin d'obtenir le même coefficient d'absorption que le Nd :Lu :CaF_2 pour la première largeur spectrale mesurée [**Table II-1**, 797 (mesure 1)]. Les échantillons de Nd :Lu :CaF_2 pompés avec cette largeur spectrale sont les échantillons B37, B38, B48 et B51. La biréfringence induite dans le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 pour un dépôt d'énergie identique est représentée [**Figure II-31**, (a)]. Dans un second temps, le LG760 est pompé à 793 nm afin d'obtenir le même coefficient d'absorption que le Nd :Lu :CaF_2 pour la seconde largeur spectrale mesurée [**Table II-1**, 797 nm (mesure 2)]. Les échantillons de Nd :Lu :CaF_2 pompés avec cette largeur spectrale sont les échantillons B38, B52 et B70. La biréfringence induite dans le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 pour un dépôt d'énergie identique est représentée [**Figure II-31**, (b)].

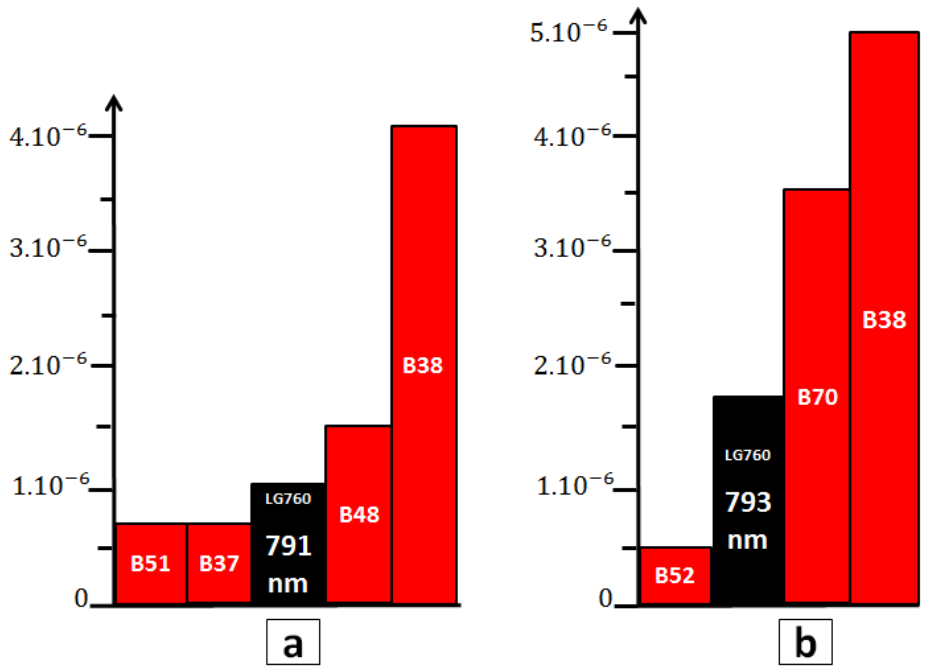


Figure II-31 *Histogramme des amplitudes de biréfringences induites moyennes obtenues à 10 ms après le début de l'impulsion de pompe. Le pompage du LG760 est à (a) 791 nm et le coefficient d'absorption dans les échantillons B37, B38, B48 et B51 de Nd :Lu :*CaF_2 *est de* $\alpha = 1{,}72\ cm^{-1}$. *Le pompage du LG760 est à (b) 793 nm et le coefficient d'absorption dans les échantillons B38, B52 et B70 de Nd :Lu :*CaF_2 *est de* $\alpha = 2{,}22\ cm^{-1}$.

La biréfringence induite du LG760 pompé à 791 nm est du même ordre que trois des échantillons de Nd :Lu :CaF_2 (B37, B48 et B51). L'échantillon B38 présente une biréfringence induite 3 fois plus élevée que celle du LG760. Les échantillons B51 et B70 sont légèrement moins biréfringents que le LG760.

Les deux catégories d'échantillons de Nd :Lu :CaF_2 mentionnées pour la biréfringence totale [§ **7.2.3**] sont conservées dans le cas de la biréfringence induite : quatre échantillons sur six présentent une faible biréfringence induite. L'échantillon B48 de biréfringence totale intermédiaire présente finalement une biréfringence induite faible.

L'amplitude de biréfringence du LG760 pompé à 793 nm [**Figure II-31**, (b)] est intermédiaire entre celle de l'échantillon B52 qui présente une faible biréfringence induite et les échantillons B38 et B70.

Finalement, à énergie déposée identique, trois échantillons de Nd :Lu :CaF_2 présentent une biréfringence induite plus faible que celle du LG760 (B37, B51, B52). Un seul parmi les six échantillons possède une biréfringence induite quasiment identique à celle du LG760 (B48) et deux présentent une biréfringence induite plus élevée que dans le LG760 d'un facteur 2 à 3.

Finalement la disparité entre les échantillons de Nd :Lu :CaF_2 demande de réaliser une étude supplémentaire, décrite dans le [Chap. **IV**], afin de déterminer si son utilisation serait plus avantageuse que celle du LG760.

En plus de la disparité en amplitude, une légère variation dans la distribution de la pompe est visible entre les six échantillons. La [**Figure II-32**] représente la distribution de biréfringence induite sur les six échantillons de Nd :Lu :CaF_2 à 10 ms après pompage.

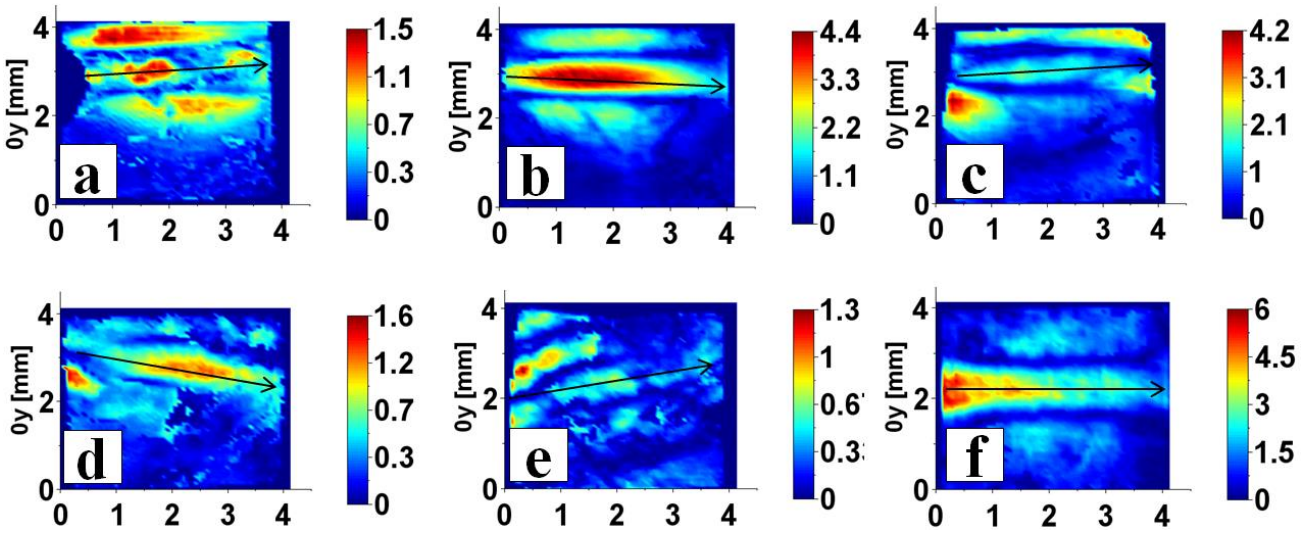


Figure II-32 *Biréfringence induite sur les six échantillons de Nd :Lu :CaF_2 à 10 ms après pompage. (Amplitude 10^{-6}) Lot 1 : (a) B37,(b) B38, lot 2 : (c) B48, (d) B51 et lot 3: (e) B52, (f) B70. La flèche noire indique l'orientation suivie par la distribution de biréfringence en dépit d'un pompage rigoureusement horizontal.*

Chaque échantillon reçoit la même quantité d'énergie déposée et le système de pompage diodes [§ 3] est vérifié à chaque mesure. Le faisceau de diodes est rigoureusement horizontal. Cependant, la distribution de la biréfringence induite s'oriente de façon aléatoire d'un échantillon à l'autre. L'étude de la disparité en amplitude des échantillons et de la variation de la distribution est l'objet de l'étude présentée dans le [Chap. **IV**].

10 Conclusion

Ce chapitre, dédié à la partie expérimentale, présente les mesures de biréfringence réalisées sur le matériau de référence, le LG760 et le matériau d'étude le Nd :Lu :CaF_2 . Une méthode algébrique utilisant le calcul matriciel de Jones a été développée [§ **6**]. Cette méthode nous permet d'extraire des mesures de biréfringence totale et intrinsèque [§ **7**] la biréfringence uniquement induite par le pompage [§ **8**]. De cette manière, les deux matériaux sont comparés indépendant de leurs états initiaux [§ **9]**. Les mesures de biréfringence ont été réalisées sur un barreau de LG760 et différents échantillons de Nd :Lu :CaF_2. Sur les six échantillons de Nd :Lu :CaF_2, quatre montrent une biréfringence induite plus faible en amplitude et plus dispersée spatialement que dans le LG760. Les deux autres échantillons présentent des biréfringences comparables à celle induite dans le LG760.

Le pompage par diodes est identique pour chaque échantillon et la biréfringence induite est directement liée aux contraintes mécaniques induite par le pompage. La disparité observée doit être expliquée par un phénomène indépendant du montage. Pour cela, un modèle numérique a été développé. Il est présenté dans le chapitre suivant.

III. Simulation de la biréfringence induite dans le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2

Dans le cadre d'étude de matériaux laser transparents, les simulations numériques de dépôt thermique et de contraintes mécaniques induites sont l'objet de diverses publications [64], [65], [66]. L'objectif premier de ces études est de pouvoir anticiper la déformation du front d'onde du faisceau à amplifier et les pertes par changement d'état de polarisation (biréfringence). Selon les géométries de matériau ou de pompage, les distributions de température et de contraintes peuvent largement varier et demandent pour cela un modèle numérique au plus proche des conditions expérimentales.

Le montage présenté dans le [Chap. **II**] permet d'effectuer les mesures de biréfringence induite dans le matériau par le pompage optique. Néanmoins, les contraintes thermomécaniques sont difficilement mesurables. C'est pourquoi un modèle de calcul numérique 3D a été développé afin de simuler le montage expérimental présenté [Chap. **II**, § **3**]. Ce modèle permet d'étudier les phénomènes difficilement mesurables comme la température et en particulier les contraintes thermomécaniques à l'origine de la biréfringence induite localement dans le barreau [Chap. **I**, § **5.2**]. La simulation permet donc de calculer localement la température dans l'ensemble du barreau puis les contraintes thermomécaniques associées. La résolution 3D de la biréfringence induite est ensuite ramenée à une projection en 2D dans le plan d'observation $(0, x, y, z = L)$ sur la surface de sortie du barreau. De cette manière, nous pouvons comparer les distributions de biréfringence induite obtenues expérimentalement avec les simulations [Chap. **II**].

Dans ce chapitre, les paramètres physiques et les paramètres matériaux utilisés pour la simulation sont présentés dans un premier temps [§ **1**]. Ensuite, la distribution de température dans le matériau pompé est étudiée [§ **2**]. Les valeurs calculées par le modèle sont comparées à un modèle simple 1D calculant la température juste après pompage selon le principe de la conservation d'énergie et la loi d'absorption de Beer-Lambert. Après vérification des calculs thermiques, la distribution des contraintes induites par le dépôt de chaleur est présentée [§ **3**]. Les contraintes mécaniques sont accessibles en tout point du barreau, ce qui permet de

calculer la distribution de biréfringence locale induite dans l'ensemble du barreau [§ **4**]. La biréfringence induite en sortie du barreau est présentée dans le paragraphe [§ **5**]. Elle est comparée aux résultats expérimentaux [Chap. **II**, § **8.1**]. La comparaison entre les angles propres induits mesurés et simulés est détaillée [§ **6**] et les calculs d'erreurs quadratiques sur les simulations sont présentés [§ **7**]. Dans un dernier temps, le code de calcul est comparé aux mesures pour des variations du paramètre longueur d'onde de pompe et maintien mécanique [§ **8**Erreur ! Source du renvoi introuvable.].

1 Paramètres de simulation

Dans cette partie sont présentés les paramètres utilisés pour les calculs numériques 3D réalisés avec le logiciel COMSOL® [67]. La plupart de ces paramètres proviennent de mesures présentées dans le chapitre [Chap. **II**]. Les paramètres mécaniques des matériaux sont issus de la littérature.

1.1 Paramètres matériaux

1.1.1 *Ratio thermique du LG760 et du Nd :Lu :CaF_2*

Le ratio thermique a été défini dans le paragraphe [Chap. I, § **3.1**] [Eq. **25**] et les valeurs du rendement quantique de fluorescence pour les deux matériaux d'étude sont données [Chap. **I**, § **3.2**]. Le ratio thermique dépend de la longueur d'onde de pompe et son expression [Eq. **27**] devient après application numérique :

$$\eta_H = 1 - \eta_F * 1{,}009.10^{-3} * \lambda_P(nm) \qquad \textbf{(101)}$$

Les valeurs du ratio thermique en fonction de la longueur d'onde de pompe sont répertoriées pour le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 dans la [**Table III-1**] :

Longueur d'onde centrale $\lambda\ (nm)$	Ratio thermique calculé avec [Eq. **101**] η_H (%)	
	LG760	Nd :Lu :CaF_2
797	33,65	29,23
794	33,90	29,50
793	33,98	29,59
791	34,15	29,77

Table III-1 *Valeur du ratio thermique pour les deux matériaux simulés en fonction de la longueur d'onde de pompe centrale*

Ce paramètre influence de façon proportionnelle la valeur de l'énergie déposée dans le matériau, comme vu dans l'expression [Eq. **29**].

1.1.2 *Paramètres mécaniques et coefficients piézo-optiques*

Les paramètres matériaux sont des valeurs données par les fabricants et sont utilisées tels quels dans les simulations. Pour le Nd :Lu :CaF_2, les paramètres matériaux sont ceux du 0,5Nd :5Lu :CaF_2 ou du CaF_2 pur (en cas de données manquantes sur le 0,5Nd :5Lu :CaF_2). Les paramètres utilisés pour les simulations thermomécaniques menées dans ce chapitre sont répertoriés dans la [**Table III-2**]. Lorsque les données sont connues pour le 0,5Nd :5Lu :CaF_2, elles sont spécifiées dans le tableau.

	Unité	**LG760** [7]	**CaF_2 (pur)** [40]
ρ : masse volumique	$kg.m^{-3}$	2600	3180
Cp : capacité calorifique massique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	750	854
κ : conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$	0.57	**0,5Nd :5Lu :CaF_2** [4] 3,6
α : expansion thermique	K^{-1}	$1{,}25.10^{-5}$	$1{,}87.10^{-5}$
E : module d'Young	$[GPa]$	53,7	99,2
ν : coefficient de Poisson	$(S.U.)$	0,267	0,359
n_0 : indice de réfraction pur	$(S.U.)$	1,519	1,4289
dn/dT : coefficient thermo-optique	K^{-1}	$-6.8.10^{-6}$	**0,5Nd :5Lu :CaF_2** [4] $-1{,}18.10^{-5}$

Table III-2 *Paramètres thermomécaniques du LG760 et du CaF_2.*

Les données référencées des coefficients piézo-optiques sont plus nombreuses. Ces coefficients dépendent de la longueur d'onde et ont donc été mesurés à plusieurs reprises.

Dans le cas du CaF_2 pur, la référence [68] présente une mesure des coefficients piézo-optiques pour les longueurs d'onde 637 nm, 1,15 µm et 3,39 µm, répertoriés en annexe [**A**, § **2**, **Table A-1**]. Les valeurs obtenues à 637 nm sont comparées avec celles mesurées à 589 nm dans les références [69] et [70]. Les valeurs données par le constructeurs [40] sont identiques à celle de la référence [68], données à 633 nm. Les coefficients piézo-optiques du CaF_2 pur donnés par ces quatre références sont répertoriés en annexe [**A**, § **2, Table A-2**].

Les coefficients piézo-optique mesurés dans le visible dans les références [68], [69] et [70] pour le CaF_2 pur sont comparables. L'erreur moyenne quadratique des coefficients piézo-optiques entre les références est calculée avec l'expression [Eq. **102**]

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(x_i - \bar{x})^2} \quad \textbf{(102)}$$

L'erreur moyenne quadratique sur les coefficients piézo-optiques π_{11}, π_{12} et π_{44} est respectivement de 14 %, 5 % et 9 %.

Nous retiendrons pour les simulations les coefficients piézo-optiques mesurés à 1,15 µm de la référence [68] avec une incertitude moyenne de 10 %.

Dans le cas du LG760, seule la référence du constructeur [7] nous renseigne les coefficients piézo-optiques du LG760. Ils sont calculés à partir des coefficients photo-élastiques $K_{\parallel}, K_{\perp}$ donnés par Schott [71]. Les coefficients piézo-optiques associées π_{11} et π_{12} se calculent à l'aide de l'approximation présentée [Chap. **I**, § **5.2**, Eq. **71**] :

$$\Delta B_{\parallel} = -\frac{2}{{n_0}^3}\Delta n_{\parallel} \quad \textbf{(103)}$$

Avec $\Delta B_{\parallel} = \pi_{11}\,\sigma$ où σ une contrainte uniaxiale appliquée dans la direction de la polarisation incidente du champ. De cette façon, il est possible d'écrire la relation entre le coefficient photo-élastique $K_{\parallel}$ et le coefficient piézo-optique π_{11} [71] :

$$K_{\parallel} = \frac{dn_{\parallel}}{d\sigma} = -\frac{{n_0}^3}{2}\pi_{11} \quad \textbf{(104)}$$

De même pour la composante perpendiculaire, la relation entre le coefficient piézo-optique et photo-élastique s'écrit :

$$K_{\perp} = \frac{dn_{\perp}}{d\sigma} = -\frac{{n_0}^3}{2}\pi_{12} \quad \textbf{(105)}$$

Les coefficients piézo-optiques du LG760 sont mesurés à 632,8 nm. Pour estimer l'incertitude de ces coefficients, nous comparons les valeurs du LG760 à deux autres phosphates dopés

Néodyme du même constructeur, le LG750 et LG770. Les coefficients piézo-optiques de ces trois Nd : Phosphate sont répertoriés en annexe [**A**, § **2,Table A-3**]. L'erreur moyenne quadratique sur les coefficients piézo-optiques π_{11}, π_{12} et π_{44} est respectivement de 12 %, 8 % et 17 %.

Nous retiendrons pour les simulations les seuls coefficients piézo-optiques donnés, à 633 nm, de la référence [7] avec une incertitude moyenne de 10 %. La longueur d'onde utilisée pour mesurer les coefficients piézo-optique du LG760 étant très éloignée de 1053 nm, une erreur sur les simulations serait prévisible. De plus, les valeurs n'ont été mesurées que par le constructeur sans pouvoir être comparé à d'autres références. Il serait tentant de supposer que ces coefficients varient très peu en fonction de la longueur d'onde comme pour le CaF_2 [**A**, § **2**, **Table A-1**]. Néanmoins cette comparaison est délicate puisque les deux matériaux sont radicalement différents en termes de composition microscopique. Le LG760 est amorphe et le CaF_2 est un cristal de maille cubique. Il est donc difficile d'estimer si les coefficients piézo-optique du LG760 varient de façon significative en fonction de la longueur d'onde.

Dans la [**Table III-3**] sont répertoriés les coefficients piézo-optiques du LG760 et du CaF_2 utilisés pour les simulations :

	Unité	**Nd : Phosphate** $(\lambda = 632{,}8\ nm)$ [7]	**CaF_2** $(\lambda = 1{,}15\ \mu m)$ [68]
π_{ij} : coefficients piézo-optiques	Pa^{-1}	$\pi_{11} = -1{,}18.10^{-12}$ $\pi_{12} = -2{,}34.10^{-12}$ $\pi_{44} = \pi_{11} - \pi_{12}$	$\pi_{11} = -0{,}40.10^{-12}$ $\pi_{12} = 1{,}09.10^{-12}$ $\pi_{44} = 0{,}72.10^{-12}$

Table III-3 *Valeurs des coefficients piézo-optiques du CaF_2 et du LG760 utilisés pour les simulations.*

1.2 Paramètres de simulation du pompage mono-coup inhomogène. Définition de la source de chaleur

Le pompage transverse est généralement adapté à la taille du matériau à pomper. Pour notre étude, la surface de pompage est réduite afin d'augmenter la densité d'énergie incidente. Ce choix arbitraire permet de mettre en exergue les phénomènes thermomécaniques induits dans le matériau. Le matériau est un barreau parallélépipédique de $4\ mm\ x\ 4\ mm$ de surface et de $20\ mm$ de longueur. Le pompage considéré est rectangulaire de hauteur $1\ mm$ selon la direction $(0y)$, de longueur $10\ mm$ selon la direction $(0z)$. Le faisceau de pompe est absorbé par le barreau d'épaisseur 4 mm dans la direction $(0x)$ [**Figure III-1**].

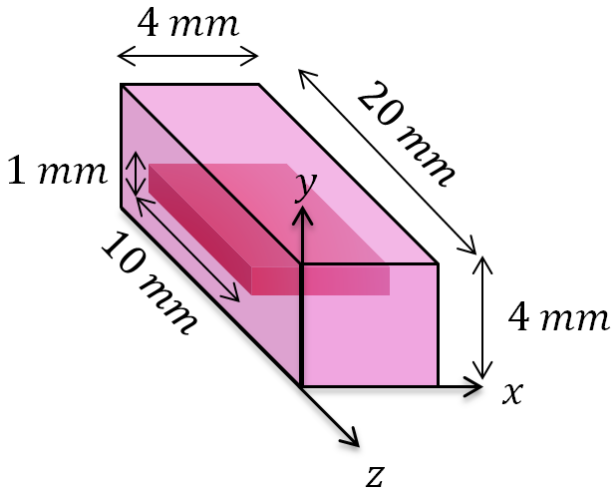


Figure III-1 *Géométrie du matériau et du pompage optique représenté par la bande de couleur foncée.*

La durée d'impulsion du pompage est de l'ordre de la milliseconde. Pour représenter la distribution du pompage optique et son évolution temporelle, des fonctions supergaussiennes d'ordre 8 sont utilisées. Elles permettent d'imiter la géométrie rectangulaire du pompage et l'impulsion temporelle en « top-hat ». L'absorption de la pompe le long de l'épaisseur du matériau suit la loi d'absorption de Beer-Lambert [Eq. **5**]. Nous rappelons que ce n'est pas le cas dans le LG760, dont la surface pompée est dépolie. La source de chaleur est définie par le produit de fonctions analytiques d'une seule variable notées "an". La source de chaleur s'écrit :

$$\mathrm{Q}_0(x,y,z,t) = P_{th} * \ an_1(x) * an_2(y) * an_3(z) * an_4(t) \qquad \textbf{(106)}$$

Avec Pth la puissance thermique déposée dans le matériau [Eq. **29**, rappelée ici].

$$P_{th} = \eta_H P_{abs}$$

Les fonctions analytiques sont définies par :

$$an_1(x) = \frac{1}{Norm_x}\alpha_{BL} e^{-\alpha_{BL}(x-x_0)} \qquad an_3(z) = \frac{1}{Norm_z} e^{-\left(\frac{z-z_0}{\sigma_z}\right)^8}$$
$$an_2(y) = \frac{1}{Norm_y} e^{-\left(\frac{y-y_0}{\sigma_y}\right)^8} \qquad an_4(t) = \frac{1}{Norm_t} e^{-\left(\frac{t-t_0}{\sigma_t}\right)^8} \qquad \textbf{(107)}$$

où (x_0, y_0, z_0, t_0) sont les coordonnées centrales des fonctions définies, $(\sigma_y, \sigma_z, \sigma_t)$ définissent les largeurs des supergaussiennes et $Norm_i$ avec $i = (x, y, z, t)$ les coefficients de normalisation de chacune des fonctions. De cette manière, chaque fonction est centrée en une position (x_0, y_0, z_0) sur le matériau, de largeur adaptable et normalisée. En normalisant les fonctions de la source de chaleur, la valeur de l'énergie déposée dépend uniquement de la puissance thermique déposée P_{th} [Eq. **106**]. La [**Figure III-2**] présente une image du modèle mécanique simplifié du montage expérimental, avec les mâchoires mécaniques de maintien et le barreau au centre.

Le pompage est localisé et légèrement décalé vers le haut avec un profil rectangulaire dans les directions $(0y)$ et $(0z)$ et une absorption de Beer-Lambert dans la direction $(0x)$. Le profil de température représenté [**Figure III-2**] est obtenu en insérant la source de chaleur $Q_0(x, y, z, t)$ [Eq. **106**] dans l'équation de la chaleur [Eq. **30**].

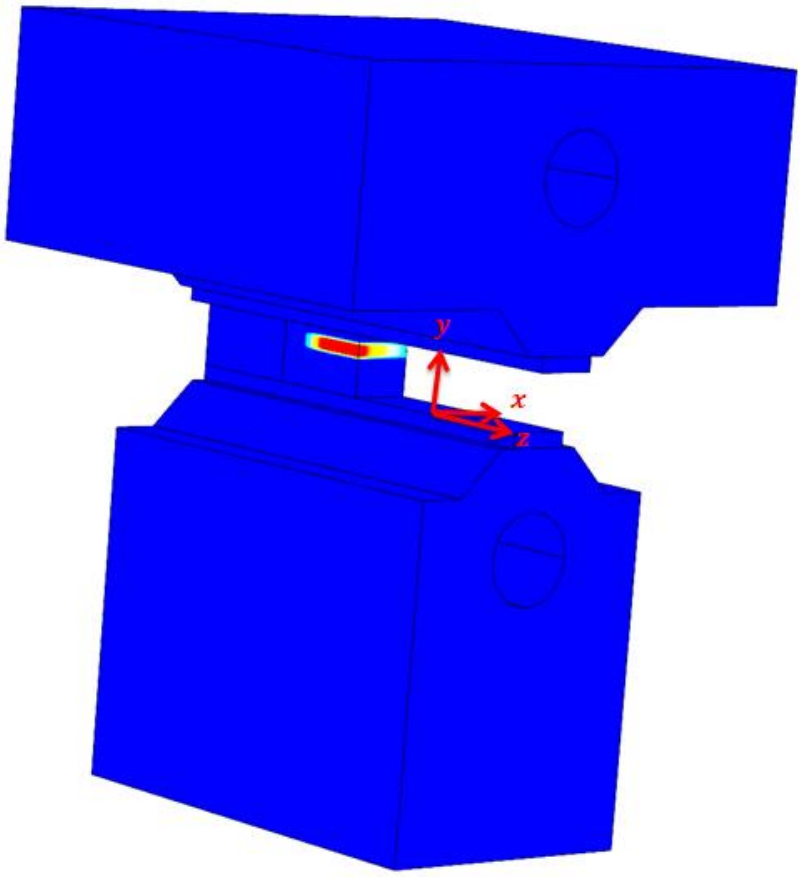


Figure III-2 *Reconstruction graphique du montage expérimental sur le logiciel de simulation COMSOL®. Au centre le barreau pompé coupé volontairement à la moitié sur le schéma afin de visualiser le profil de température à l'intérieur du matériau. De part et d'autre du barreau se trouvent les deux mâchoires mécaniques de maintien, traversées par des cylindres de refroidissement.*

L'énergie incidente de pompe est mesurée en sortie des diodes à l'aide d'un calorimètre. Elle est fixée expérimentalement à $1{,}8\,J$ et la simulation tient compte des réflexions de Fresnel

(réflexion de 4 % de l'énergie incidente). La durée d'impulsion est celle choisie lors des expériences et est fixée à 3 ms [Chap. **II**, § **3.1**].

1.3 Maillage spatial et temporel

1.3.1 *Maillage spatial*

Le maillage spatial permet de définir la discrétisation spatiale des points de calcul, soit les endroits précis du modèle où les calculs sont réalisés. Dans le logiciel de simulation 3D COMSOL, le pas de discrétisation est adaptable. Dans le modèle de la reconstruction du montage expérimental [**Figure III-3**], les mâchoires de maintien mécanique sont maillées grossièrement tandis que le barreau est maillé très finement. De cette façon, le temps de calcul est optimisé tout en conservant une bonne résolution spatiale dans le barreau.

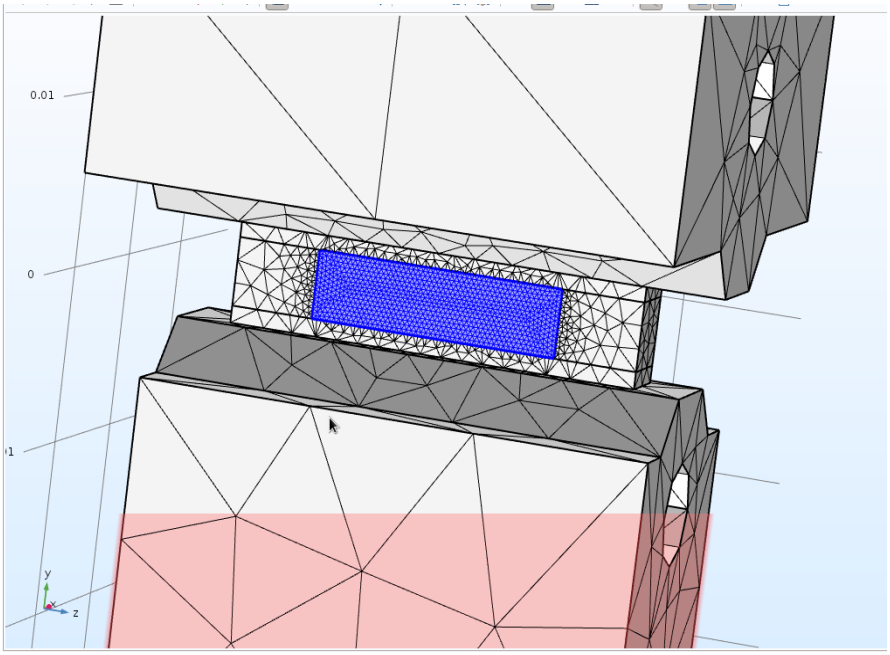


Figure III-3 *Visualisation du maillage spatial. En bleu sur le schéma, la zone sur laquelle est définie la source de chaleur.*

Les points pour lesquels une solution (thermique et/ou mécanique) est calculée sont représentés par des nœuds (croisement de traits pleins) sur la [**Figure III-3**]. Le pas de discrétisation spatial dans le barreau est de 100 µm à 300 µm. De cette façon, les fonctions spatiales (voir paragraphe précédent [§ **1.2**]) sont représentées sur un nombre de points suffisant pour définir la source de chaleur. Nous avons fait varier le maillage spatial d'une taille de 100 µm - 300 µm à une taille de 500 µm - 800 µm. Les variations obtenues sont faibles mais non négligeables. Avec un maillage plus grossier, la résolution spatiale dans le barreau simulé est nettement insuffisante et entraine des erreurs sur les amplitudes de biréfringence simulée.

Nous privilégions le maillage spatial raffiné de taille [100 µm - 300 µm] qui se rapproche au plus de la résolution spatiale de 80 µm de la mesure. Pour un maillage spatial plus fin, les capacités limites de calcul de la machine sont atteintes lors du calcul des contraintes mécaniques. En effet, en chaque point doivent être calculés les six coefficients indépendants du tenseur de contrainte [Eq. **63**], correspondant à la résolution de plus d'un million de variables.

1.3.2 *Maillage temporel*

Le maillage temporel correspond à la discrétisation de l'intervalle de temps sur lequel les calculs thermiques et mécaniques sont réalisés. La discrétisation des temps de calculs doit être adaptée au profil temporel de la pompe défini par la fonction $an4(t)$ [Eq. **107**] et aux temps expérimentaux [Chap. **II**, § **5**].

L'impulsion temporelle est de 3 ms, de profil supergaussien défini par la fonction $an4(t)$ [Eq. **107**], représentée [**Figure III-4**].

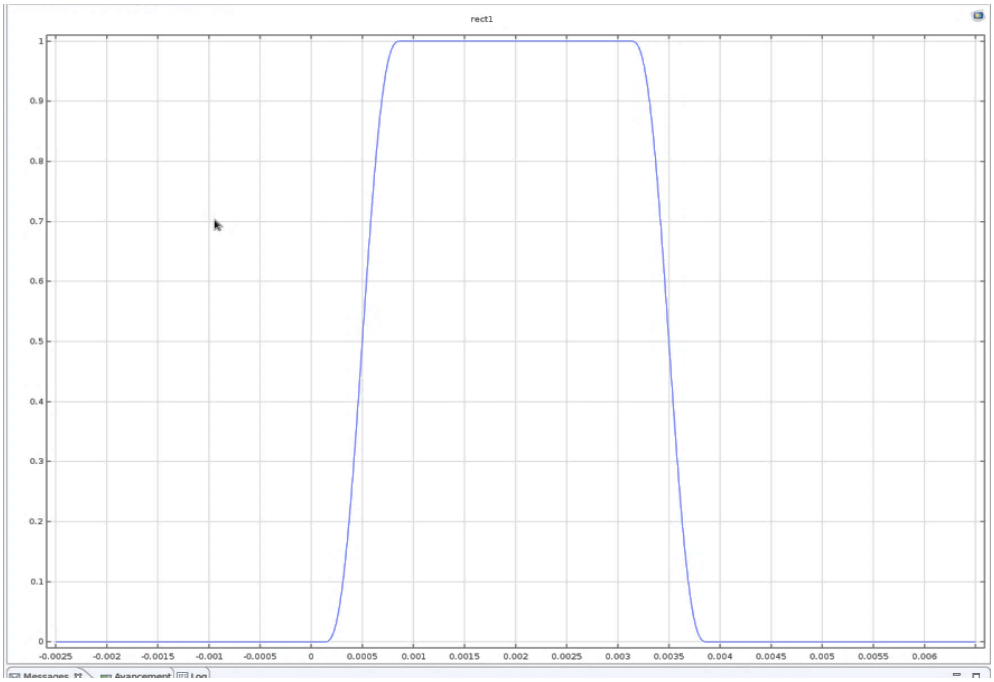


Figure III-4 *Représentation de l'impulsion temporelle* an4(t). *Les pentes raides de l'impulsion demandent un grand nombre de points de calculs afin de définir correctement le dépôt de chaleur dans le matériau.*

Le nombre de points de calcul est augmenté sur les fronts montant et descendant de la supergaussienne. Chaque front est décrit à l'aide de 15 points temporels successifs, la partie plate de l'impulsion temporelle étant décrite par 5 points temporels. Pour un calcul réalisé sur un nombre de points inférieur, la solution thermique est biaisée car le dépôt de chaleur est inférieur à celui attendu. La configuration du solveur temporel impose un pas de temps

minimal (ici de 50 µs) au début de la résolution. De cette façon, le calcul tient compte des premiers instants de pompage contribuant au dépôt d'énergie. Les solutions sont calculées sur des pas de temps intermédiaires à ceux imposés de sorte à augmenter la résolution temporelle.

Enfin, les solutions thermiques et mécaniques sont calculées aux instants correspondants aux temps d'observations expérimentaux, définis un à un : 10 ms, 30 ms, 100 ms, 300 ms et 1 s [Chap. **II**, § **5**].

2 Profil de température au centre du barreau pompé

2.1 Résolution équation de la chaleur

Pour résoudre l'équation de la chaleur dans le cas de notre configuration expérimentale, nous utilisons le logiciel de calcul COMSOL® [67]. La température locale $T(x, y, z,)$ est solution de l'équation de la chaleur [Eq. **30**] dans laquelle la source de chaleur $Q_0(x, y, z, t)$ définie par l'expression [Eq. **106**]. La solution numérique est calculée pas à pas sur un maillage spatial défini par l'utilisateur [§ **1.3**] et des pas de temps adaptés à la durée de l'impulsion temporelle.

La solution présentée utilise les paramètres matériaux du LG760 et le temps d'impulsion de la pompe est de $3\,ms$. La température est calculée sur toute la longueur du barreau, nous choisissons de représenter la distribution de température au centre ($z = 0$) où elle est maximale. La relaxation de la distribution de température au centre du barreau est représentée à différents moments après l'impulsion de pompe [**Figure III-5**] :

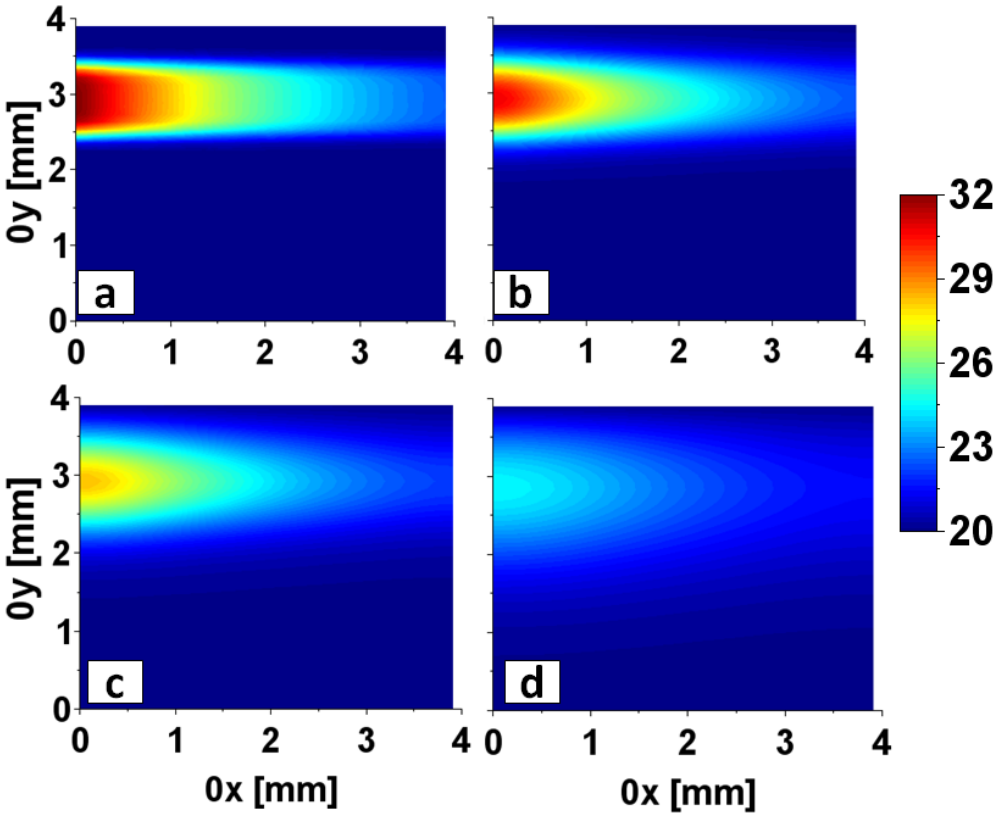


Figure III-5 *Distributions de température au centre du barreau de LG760 (°C). Relaxation temporelle à (a) 10 ms, (b) 100 ms, (c) 300 ms (d) 1 s après le début de l'impulsion de pompe (l'échelle donne une valeur arrondie de la température).*

Au temps d'observation $t = 10\,ms$, le profil supergaussien des diodes de pompe est reconnaissable puis il tend à $100\,ms$ et $300\,ms$ vers un profil hyperbolique jusqu'à une

relaxation presque totale en amplitude à 1 s. Ce phénomène, étudié dans le paragraphe [Chap. **I**, § **3.4**], est dû à la présence d'harmoniques d'ordres élevés dans la série de Fourier des fonctions spatiales définissant la source de chaleur. Ces harmoniques se relaxent très rapidement en comparaison aux premiers harmoniques. Finalement, la distribution de la source de chaleur est rapidement composée d'harmoniques d'ordres peu élevés, d'où sa forme hyperbolique puis sinusoïdale.

La même étude, réalisée sur le Nd :Lu :CaF_2, n'est pas présentée ici.

2.2 Bilan d'énergie et vérification du calcul COMSOL par conservation de l'énergie

Dans ce paragraphe, les résultats numériques de COMSOL® pour la résolution de l'équation de la chaleur sont comparés à des calculs réalisés dans un tableur. Ces calculs de température sont effectués en utilisant l'approximation présentée [Chap. **I**, § **3.3**] et l'expression [Eq. **32**]. Cette approximation suppose que la source de chaleur peut être considérée comme constante sur un laps de temps infinitésimal et le barreau comme adiabatique juste après le début de l'impulsion de pompe.

Les calculs du tableur permettent une résolution unidimensionnelle simplifiée de la distribution de température. Pour cela, la puissance optique absorbée locale et la densité volumique d'énergie absorbée dans une tranche du barreau sont calculées. La loi d'absorption de Beer-Lambert [Eq. **5**] est résolue pas à pas pour une puissance absorbée le long de l'épaisseur du matériau. Ces calculs sont présentés en annexe [**A**, § **2**].

Pour comparer cette distribution 1D avec la solution calculée par le modèle COMSOL, une coupe de la température dans la zone de pompe est réalisée :

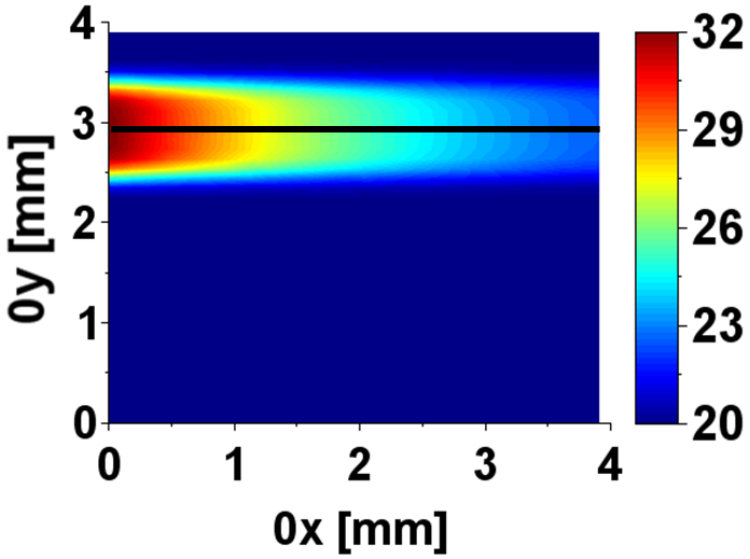


Figure III-6 *Distribution de température au centre du barreau calculée par COMSOL. La coupe longitudinale pour la comparaison avec les calculs du tableur est centrée dans la zone de pompe en noir.*

Les variations de température obtenues par le calcul COMSOL (sur la ligne de coupe, [**Figure III-6**]) et par le calcul 1D du tableau sont tracées [**Figure III-7**] :

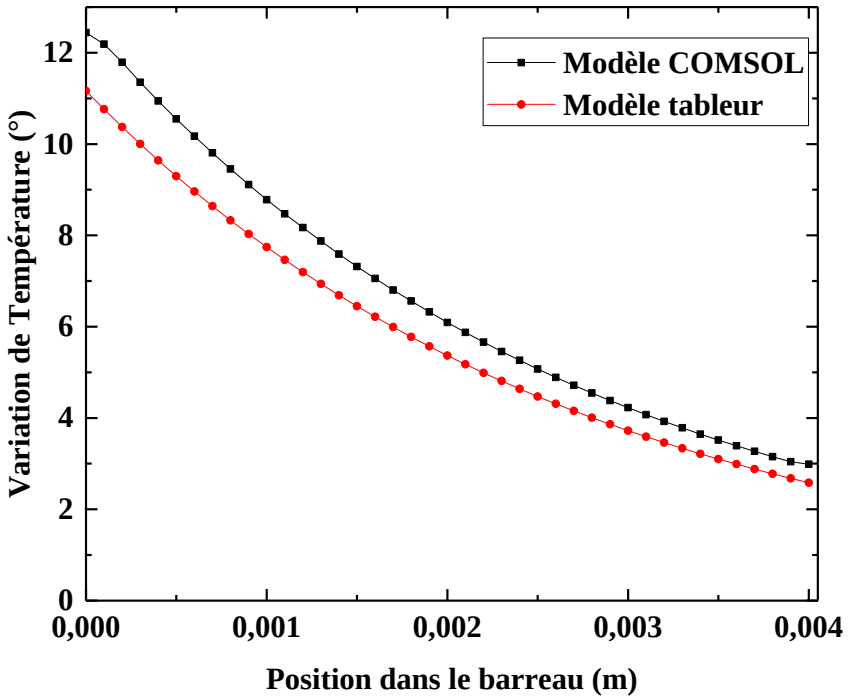


Figure III-7. *Comparaison entre la simulation 3D réalisée sur le logiciel COMSOL et les calculs 1D du tableur.*

La température à l'entrée du barreau est estimée à $22{,}2°$ par COMSOL et à $21°$ par le calcul 1D simplifié, soit une erreur de $5\ \%$ entre les deux modèles. Ce léger écart peut être expliqué par deux paramètres. Le premier est le maillage spatial variant d'un modèle à l'autre. Pour le modèle simplifié 1D, la discrétisation spatiale est de $dx = 0{,}1\ mm$ tandis que pour le modèle COMSOL 3D, il varie entre $dx = [0{,}1\ mm; 0{,}3\ mm]$. Deuxièmement, le modèle COMSOL utilise des solveurs complexes pour la résolution 3D qui peuvent influencer légèrement la valeur des solutions en comparaison d'un modèle simple 1D.

Cette vérification permet néanmoins de s'assurer de la valeur de l'énergie absorbée dans le matériau ainsi que la loi d'absorption Beer-Lambert simulées par COMSOL. En effet, il faut pouvoir maîtriser la valeur de l'énergie totale absorbée mais aussi la manière dont elle est déposée dans le matériau.

3 Contraintes mécaniques induites dans le barreau

3.1 Profil des contraintes induites calculé par le modèle numérique

Après l'étude et la vérification de la distribution de température calculée par le modèle numérique 3D, le calcul des contraintes mécanique est mené. Il tient compte de la distribution de température et du coefficient de dilatation thermique du matériau étudié [Chap. **I**, § **4.2**].

Le maillage spatial utilisé pour le calcul thermique est conservé pour le calcul mécanique [§ **1.3**]. En chaque nœud du maillage [**Figure III-3**], les contraintes mécaniques induites par la dilatation thermique sont calculées, en tenant compte des contraintes mécaniques des volumes élémentaires environnants [Eq. **47**] et [Eq. **48**]. Le barreau est supposé initialement sans contraintes internes. En effet, le modèle de simulation est prévu pour reconstruire la biréfringence induite sans biréfringence intrinsèque. Le barreau est libre de se déplacer et maintenu par deux mâchoires mécaniques appliquant chacune une force de $1\ N$. La [**Figure III-8**] représente les déplacements dus à la dilatation thermique avec un facteur d'échelle augmenté d'un facteur 10^4. Le déplacement maximal calculé est de $7{,}14\ \mu m$ (en rouge sur le schéma). Les parties restées immobiles sont bleues.

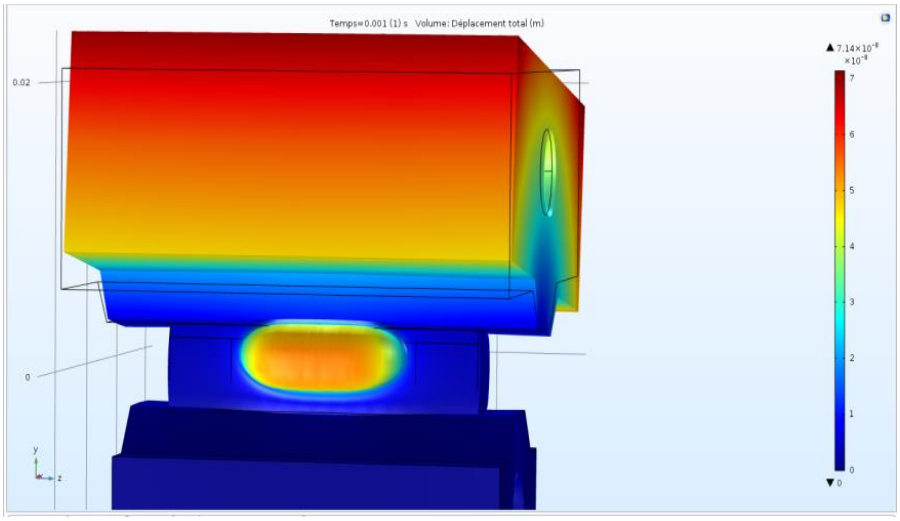


Figure III-8 *Déplacement mécanique liés à la dilatation thermique à 1 ms après le début du pompage (échelle avec facteur de grandissement de 10^4). On distingue le chargement sur frontière de part et d'autre du barreau qui le maintiennent et un léger bombé sur les faces d'entrée/sortie du barreau.*

Les contraintes en jeu pour la reconstruction de la biréfringence induite sont celles intervenant dans le tenseur d'imperméabilité réduit [Eq. **67**] : $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ et les contraintes de cisaillement σ_{xy}. Les distributions de ces contraintes sont représentées [**Figure III-9**] par une coupe 2D effectuée au centre de la zone de pompe à $10\ ms$ après pompage, correspondant aux contraintes maximales présentes dans le barreau.

Dans la [**Figure III-9**] les valeurs de contraintes négatives correspondent à une compression et les positives à une dilatation. Les échelles de couleur sont adaptées à chaque image, cependant le rouge reste associé à la dilatation et le bleu à la compression.

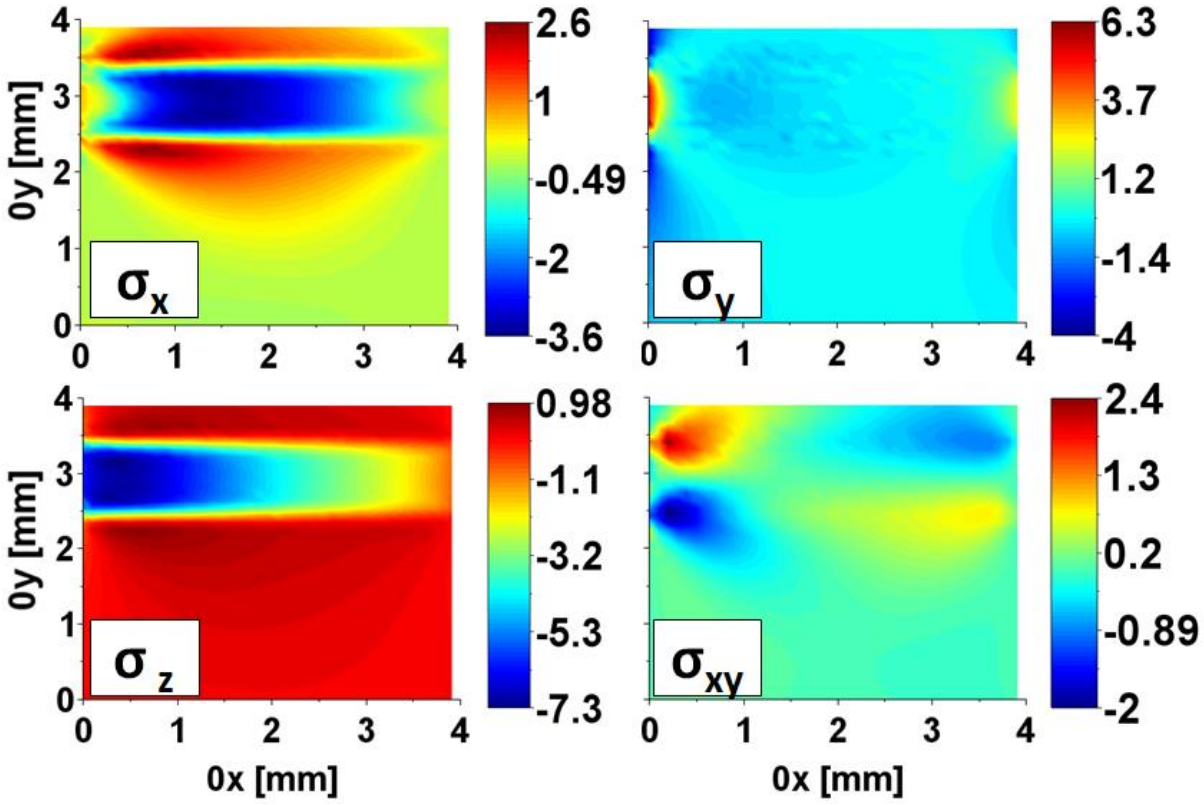


Figure III-9 *(10^6 Pa) Distributions des contraintes* σ_x, σ_y, σ_z *et* σ_{xy} *au centre du barreau 10 ms après le pompage. L'échelle de couleur est adaptée à chaque image.*

La contrainte maximale de compression se situe le long de la direction (Oz) avec $\sigma_{z,Max} = -7{,}3\ MPa$ à la surface d'entrée de la pompe. Le long de la direction (Oy) à la surface d'entrée de la pompe se trouve la contrainte de dilatation maximale avec une valeur $\sigma_{y,Max} = 6{,}3\ MPa$.

La distribution de la contrainte σ_x présente une zone de compression suivant le profil de la source de chaleur et une zone d'expansion sphérique autour de la zone de pompe. Un changement de signe s'opère entre la partie pompée et non pompée. Il apparait suivant deux lignes horizontales et symétriques de part et d'autre de la pompe. Ce changement correspond au gradient de température maximal dans le barreau. On retrouve le changement de signe suivant le gradient maximal de température dans la distribution des contraintes σ_z.

Les contraintes de cisaillement tendent à retenir les surfaces d'entrée et de sortie de la pompe qui se dilatent vers l'extérieur comme montré sur la [**Figure III-8**]. Elles se répartissent selon des directions diagonales afin d'empêcher les déplacements selon les directions (Ox) et (Oy).

L'amplitude maximale de 2,4 MPa est dirigée selon les directions (Ox) et (Oy) croissantes alors que l'amplitude minimale de $-2\ MPa$ est dirigée selon la direction (Oy) décroissante. Les valeurs absolues des deux extrema de la contrainte σ_y sont quasiment de mêmes valeurs. La face de sortie du faisceau de pompe subit le même phénomène de dilatation que celui de la face d'entrée de la pompe. Par conséquent, les contraintes de cisaillement présentent une distribution symétrique entre les deux faces libres mais avec une amplitude de contrainte moins élevée sur la face de sortie, en fin d'absorption.

4 Méthode de calcul de la biréfringence induite localement dans le barreau

Dans ce paragraphe, la méthode de calcul de la biréfringence induite localement dans le barreau est présentée. L'objectif est de reconstruire la biréfringence en sortie du barreau afin de pouvoir la comparer à la biréfringence induite mesurée expérimentalement [Chap. **II**, § **8**].

4.1.1 *Formule linéarisée de la biréfringence induite*

La relation entre le tenseur imperméabilité B_{ij} et le tenseur de contrainte σ_{ij} permet d'écrire la biréfringence sous une forme linéarisée en fonction des contraintes [Eq. **74**]. Nous avons reconstruit la biréfringence induite simulée avec et sans cette approximation dans le cas du LG760 et du Nd :Lu :CaF_2 [**Figure III-10**] :

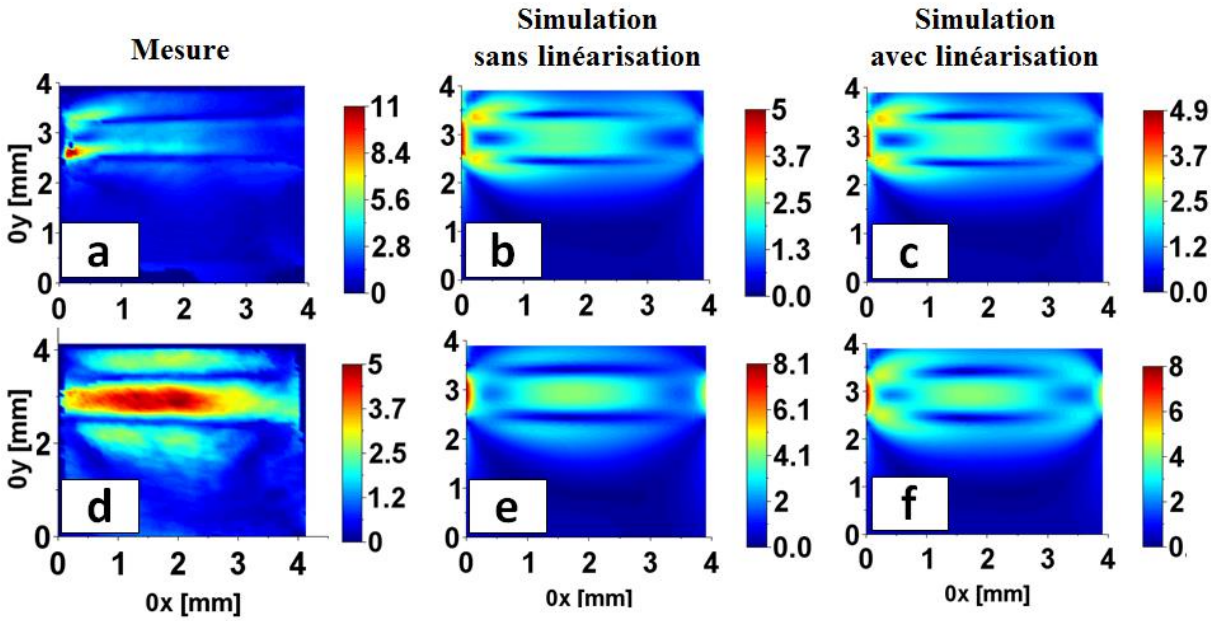


Figure III-10 *(Amplitude 10^{-6}) Distributions de la biréfringence induite à 10 ms après le début de l'impulsion de pompe dans le LG760 (a) mesurée (b) simulée sans linéarisation (c) simulée avec linéarisation et le Nd :Lu :CaF2 (d) mesurée (e) simulée sans linéarisation (f) simulée avec linéarisation.*

La distribution de la biréfringence induite du LG760 est comparable avec et sans approximation. Par contre, elle est légèrement biaisée dans le cas du Nd :Lu :CaF_2 avec l'expression linéarisée. En effet, l'approximation surestime les contraintes de cisaillement [**Figure III-10**, (e), (f)] dans Nd :Lu :CaF_2. Les contraintes de cisaillement σ_{yz}, σ_{xz}et σ_{xy} sont directement liées au coefficient piézo-optique π_{44} [Chap. **I**, § **5.2,** Eq. **76**, rappelée ici].

$$[B_{ij}] = [B_{0,ij}] + [\Pi_{ijkl}][\sigma_{kl}]$$

$$= \begin{bmatrix} \frac{1}{{n_0}^2} + \pi_{11}\sigma_x + \pi_{12}(\sigma_y + \sigma_z) & \pi_{44}\sigma_{xy} & \pi_{44}\sigma_{xz} \\ \pi_{44}\sigma_{xy} & \frac{1}{{n_0}^2} + \pi_{11}\sigma_y + \pi_{12}(\sigma_x + \sigma_z) & \pi_{44}\sigma_{yz} \\ \pi_{44}\sigma_{xz} & \pi_{44}\sigma_{yz} & \frac{1}{{n_0}^2} + \pi_{11}\sigma_z + \pi_{12}(\sigma_x + \sigma_y) \end{bmatrix}$$

Dans le cas du LG760, le coefficient π_{44} est exactement la différence des deux premiers coefficients $\pi_{11} - \pi_{12}$ et ce terme de différence est en facteur de la formule linéarisée. Pour le Nd :Lu :CaF_2 le coefficient π_{44} est une valeur indépendante des coefficients π_{11} et π_{12}.

Dans le cas du Nd :Lu :CaF_2, le coefficient piézo-optique π_{44}, associé aux contraintes de cisaillement n'est pas pris en compte dans la formule linéarisée. Son absence dans la formule linéarisée donne lieu à cette surestimation. Dans le souci de reproduire au mieux les résultats expérimentaux, nous n'utiliserons pas la formule linéarisée de la biréfringence, bien que plus simple et plus rapide à calculer.

4.1.2 *Formule non linéarisée de la biréfringence induite et protocole de calcul*

Les contraintes locales calculées en chaque point du barreau par le modèle numérique 3D sont discrétisées sous forme de tableaux de valeurs pour être traitées sous le logiciel Scilab®. Le barreau est décomposé dans la direction $(0z)$ par tranche d'épaisseur 0,3 mm correspondant à la taille maximale du maillage [§ **1.3.1**]. A partir de ces tableaux de contraintes, les tenseurs imperméabilités réduits [Eq. **67**, rappelée ici]

$$\Delta B_{\perp} = \begin{bmatrix} \Delta B_x & \Delta B_{xy} \\ \Delta B_{xy} & \Delta B_y \end{bmatrix}$$

sont calculés pour chaque point de chaque tranche du barreau. La biréfringence induite dans le barreau le long de la propagation du faisceau (dans la direction $(0z)$) est reconstruite par multiplication successive de matrices de Jones [72]. Chaque matrice de Jones est associée à un point de coordonnées (x, y) appartenant à une tranche du barreau. Les valeurs propres et angles propres de chaque matrice donnent respectivement la biréfringence locale [Chap.**I**, § **5.2**] et l'angle propre local [Eq. **75**, rappelée ici].

$$tan(2\alpha) = \frac{2\Delta B_{12}}{\Delta B_{11} - \Delta B_{22}}$$

La matrice de Jones équivalente est donnée par l'expression suivante :

$$\boldsymbol{J_{rod}} = \prod_{\boldsymbol{i=1}}^{\boldsymbol{NBS-1}} \boldsymbol{R}_{(\alpha'_{i+1} \to \alpha_{i+1})} \boldsymbol{M}_{(\Delta n_{+,i}, \Delta n_{-,i})} \boldsymbol{R}_{(\alpha_i \to \alpha'_i)} \quad \textbf{(108)}$$

où NBS est le nombre de tranche dans le barreau, $R_{(\alpha_i \to \alpha'_i)}$ est la matrice de rotation entre deux matrices successives de Jones ayant respectivement un angle propre α'_i et α_i. Enfin $(\Delta n_{+,i}, \Delta n_{-,i})$ sont les variations d'indice de réfraction sur les axes principaux de la i^{ème} matrice de Jones. Les paramètres matériaux et coefficients piézo-optiques sont adaptés en fonction du matériau étudié, LG760 ou Nd :Lu :CaF_2.

La [**Figure III-11**] représentée la distribution de biréfringence locale à différents endroits dans le barreau. La distribution de biréfringence est représentée successivement à l'entrée du barreau, à la première tranche en contact avec le pompage, au centre du barreau, à la dernière tranche en contact avec le pompage et en sortie de barreau.

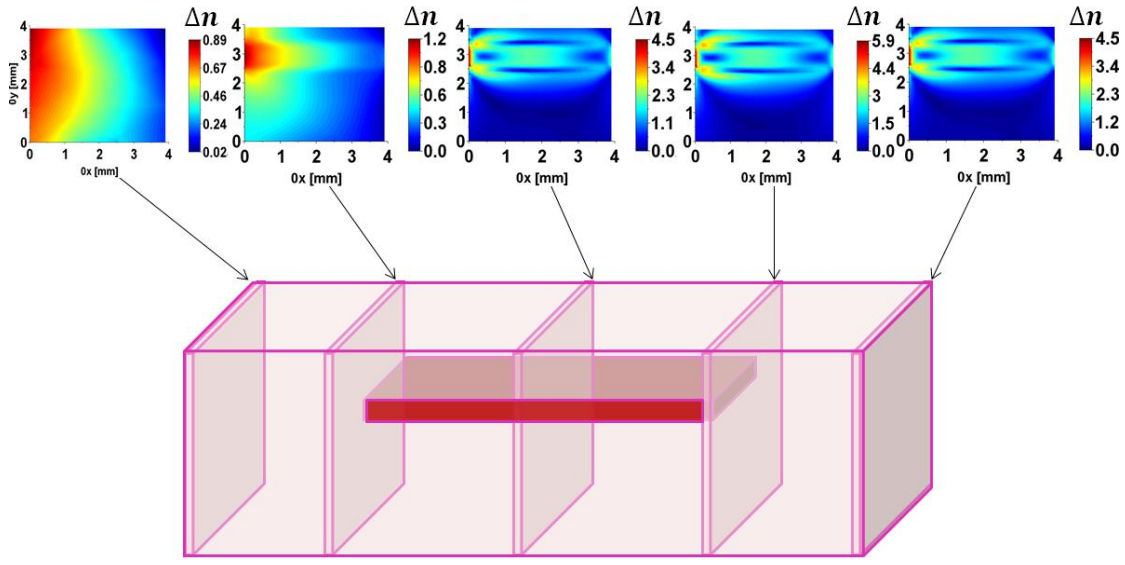


Figure III-11 *(Echelle Δn 10^{-6}) Distributions de biréfringence induite reconstruites à différentes positions dans le barreau à l'aide du calcul matriciel de Jones. Exemple avec le LG760.*

L'amplitude de la biréfringence simulée dépend de la taille du barreau traversé [Eq. **82**, rappelée ici].

$$\Delta n(x,y) = \frac{\lambda}{2\pi\, L}\, \Delta\varphi(x,y)$$

De cette manière, l'amplitude simulée et mesurée sont directement comparable pour une longueur du barreau simulée et expérimentale identique. Cependant, des simulations utilisant des longueurs de barreau de 15 mm à 25 mm ont été réalisées. Les résultats ont montré que la biréfringence induite finale en sortie du barreau ne varie pas ou très peu. Sous pompage le matériau atteint un équilibre mécanique quasi-instantanément, ce qui se traduit par une intégrale des contraintes nulle dans l'ensemble du volume. Cette condition est exprimée par l'expression [Eq. **51**, rappelé ici]

$$\frac{\partial\sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial\sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial\sigma_{xz}}{\partial z} = 0$$
$$\frac{\partial\sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial\sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial\sigma_{yz}}{\partial z} = 0$$
$$\frac{\partial\sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial\sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial\sigma_z}{\partial z} = 0$$

Les contraintes locales varient donc en fonction de la géométrie du barreau. Dans le cas d'un barreau de taille environ deux fois plus grande que celle du pompage (25 mm), les contraintes aux extrémités sont quasiment inexistantes et sont donc compensées par des valeurs de contraintes élevées au centre du barreau. Au contraire, dans le cas d'un barreau de taille comparable à celle du pompage (15 mm), les contraintes locales sont homogènes le long du barreau et donc d'amplitude moins élevée.

5 Comparaison de la biréfringence induite entre mesure et simulation

5.1 Cas du LG760

La biréfringence induite en sortie du barreau [**Figure III-11**] est comparée aux résultats de reconstruction de biréfringence induite à partir des mesures [Chap. **II**, § **8.1**]. La distribution de biréfringence induite simulée est représentée [**Figure III-12**] pour les mêmes temps d'observations que ceux choisis pour les mesures.

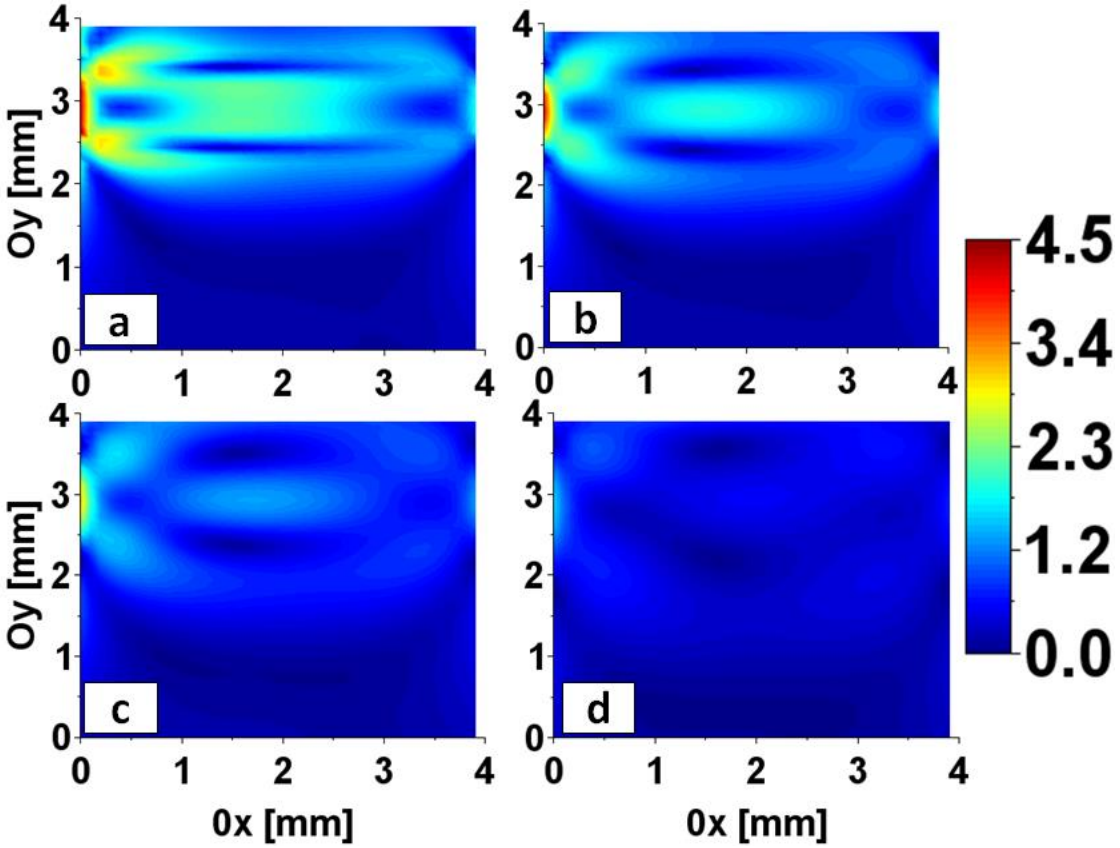
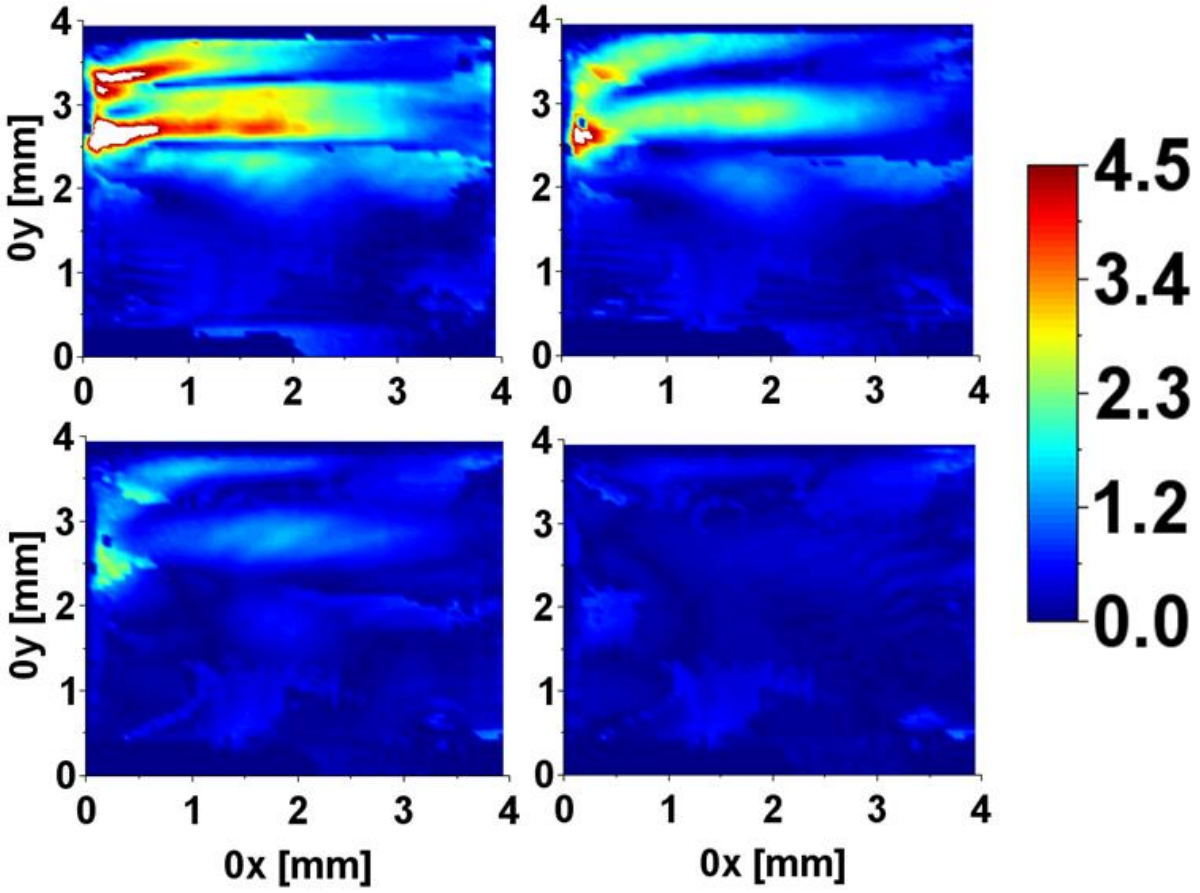


Figure III-12 *(Echelle 10^{-6}) Simulation de biréfringence induite à la sortie d'un barreau de LG760 à (a) 10 ms (b) 100 ms (c) 300 ms et (d) 1 s après le début de l'impulsion de pompe*

La [**Figure III-12**] présente les distributions obtenues par simulations correspondantes aux mesures réalisées sur le LG760 [**Figure II-21**]. La [**Figure II-21**] est reprise du [Chap. **II**] et son échelle est adaptée à celle des simulations pour une comparaison plus facile :



(Rappel **Figure II-21** *avec adaptation de l'échelle) (Amplitude 10^{-6}) Reconstruction de la biréfringence induite dans le LG760. (a) 10 ms (b) 100 ms (c) 300 ms (d) 1 s après le début de l'impulsion de pompe*

Les résultats de simulations reproduisent ceux obtenus par reconstruction de la biréfringence induite mesurée. Les amplitudes maximales obtenues dans le cas du LG760 sont différentes à cause de la présence de points chauds dans les mesures. Les simulations implémentent uniquement les effets thermiques et mécaniques induits dans le matériau sans tenir compte des réflexions ou effets de bords observables dans les mesures.

Pour comparer les biréfringences induites mesurée et simulée à l'intérieur du barreau de LG760, la zone de sélection présentée [**Figure II-14**] est reprise pour calculer la biréfringence moyenne. Cette zone est identique en taille sur les représentations graphiques des mesures et des simulations.

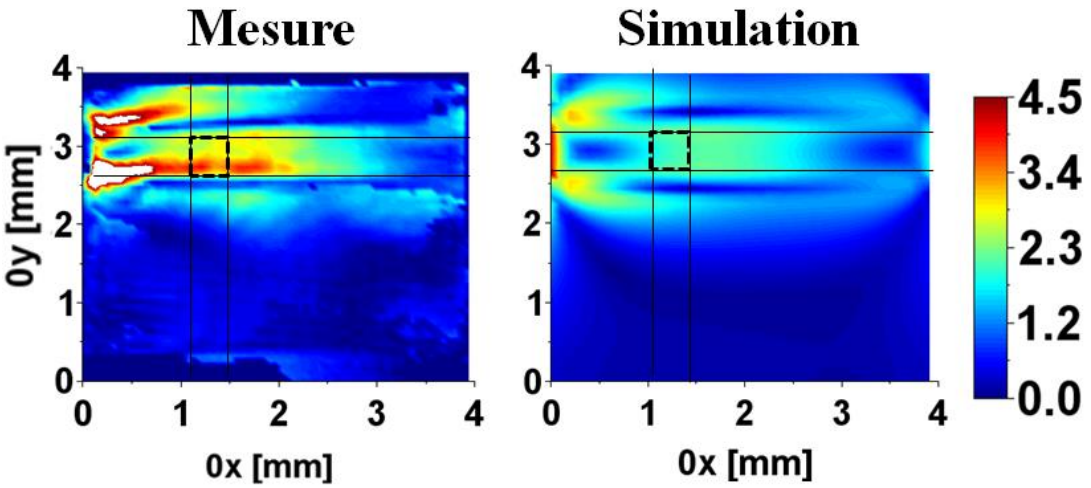


Figure III-13 *Zone de calcul identique entre mesure et simulation pour le calcul de la biréfringence induite moyenne*

Les amplitudes de biréfringence induite mesurées et simulées dans cette zone [**Figure III-13**] sont comparées dans le graphique [***Figure III-14***] :

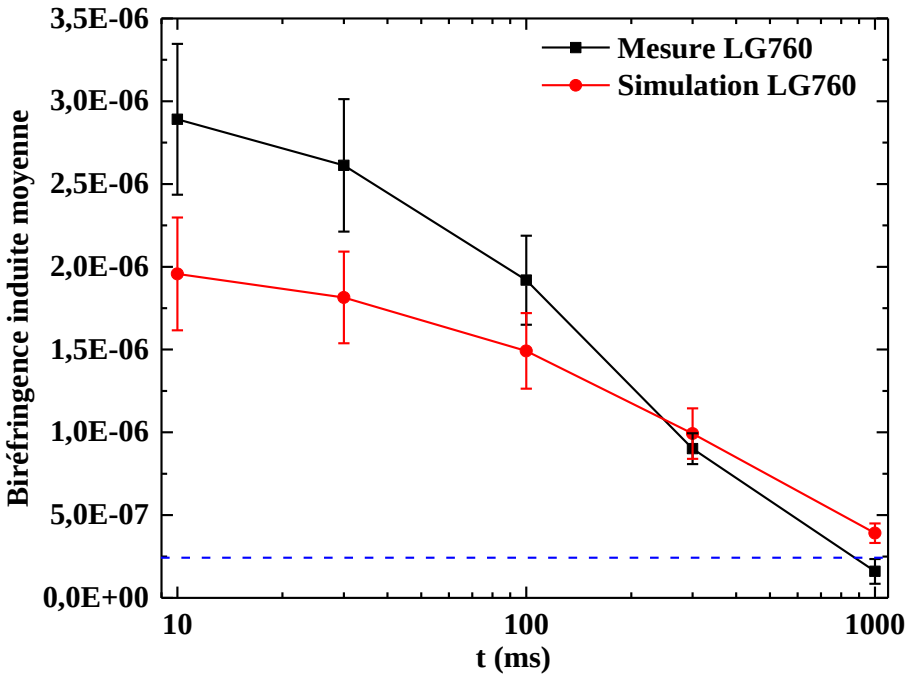


Figure III-14 *Mesure et simulation de la biréfringence induite sur le LG760. Comparaison de la valeur moyenne calculée sur la zone de sélection. La biréfringence minimale interprétable est représentée en pointillés bleus. Les lignes entre les points de mesure sont un guide pour l'œil.*

Les points de simulations et de mesures sur le LG760 sont évalués avec un coefficient d'absorption $\alpha = 3{,}17\ cm^{-1}$ [**Table II-1**]. Les barres d'erreur dans le graphique [***Figure III-14***] correspond à l'écart type obtenu en mesure et en simulation pour chaque temps d'observation. Le calcul de l'écart type des simulations est présenté dans le paragraphe suivant [§ **7**]. L'écart type attribué à biréfringence simulée est de l'ordre de 15 %. Les amplitudes simulées et mesurées sont proches et suivent la même tendance.

Un léger écart est présent entre la mesure et la simulation. La relaxation temporelle de la simulation ne suit pas exactement celle mesurée. L'ensemble des paramètres matériaux sont issus de la littérature et leur influence sur la valeur moyenne estimée est comprise dans la barre d'erreur (voir [§ **7.2**]). Néanmoins, nous avons omis de prendre en compte une éventuelle variation de la conductivité thermique (fourni par le fabriquant), seul paramètre pouvant influencer la relaxation thermique de la biréfringence induite simulée.

5.2 Cas du Nd :Lu :CaF_2

De même que pour le LG760, la biréfringence induite simulée en sortie du barreau [**Figure III-11**] est comparée aux mesures réalisées sur les échantillons de Nd :Lu :CaF_2 [**Figure II-23** et **Figure II-25**]. La distribution de biréfringence induite simulée dans le cas du Nd :Lu :CaF_2 est représentée [**Figure III-15**] pour les mêmes temps d'observations que ceux choisis pour les mesures.

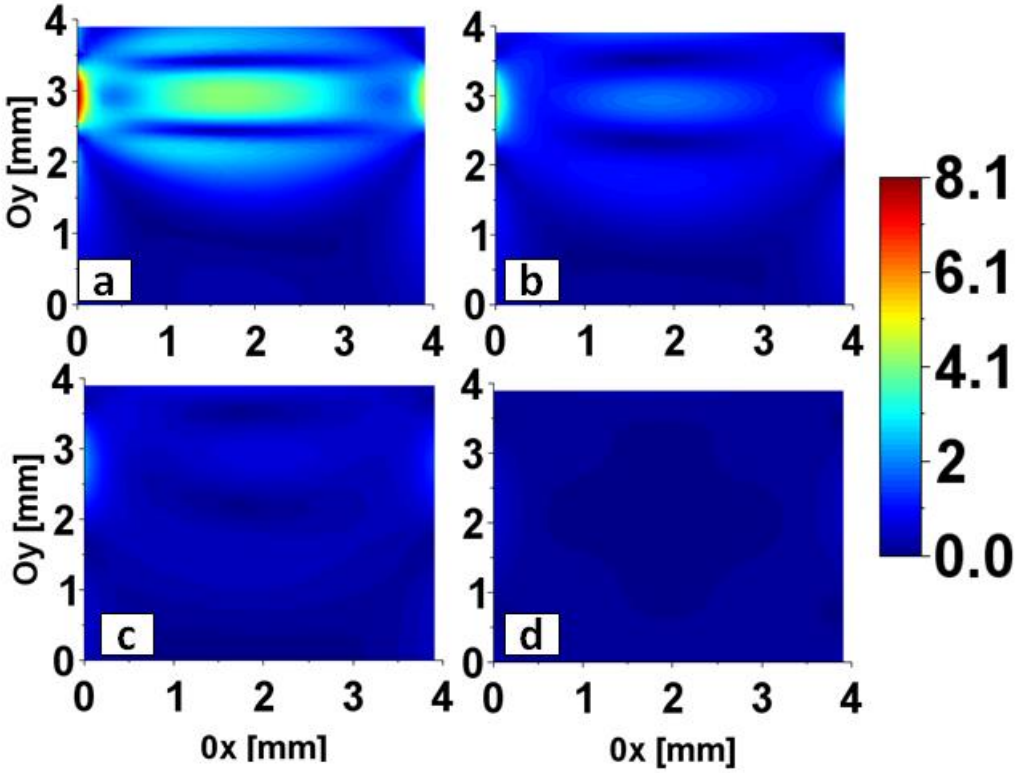


Figure III-15 *(Echelle 10^{-6}) Simulation de biréfringence induite à la sortie d'un barreau de Nd :Lu :CaF_2 à (a) 10 ms (b) 100 ms (c) 300 ms (d) 1 s après le début de l'impulsion de pompe*

Comme vu au chapitre précédent [Chap. **II**, § **8.2**], les échantillons de Nd :Lu :CaF_2 se partagent en deux catégories, l'une possède une faible biréfringence induite et l'autre une biréfringence induite similaire ou plus élevée que celle du LG760. Les simulations réalisées sur le Nd :Lu :CaF_2 sont représentatives uniquement des échantillons présentant une forte biréfringence comme celle de l'échantillon B38 et B70 [**Figure II-31**]. Les biréfringences mesurées et simulées sont moyennées sur la même zone que celle du LG760 [**Figure III-13**].

Lors des mesures, la largeur spectrale des diodes de pompe a varié, suite à un changement de module de diodes [Chap. **II**, § **9.1**]. Les coefficients d'absorptions du Nd :Lu :CaF_2 associés aux largeur spectrale des diodes sont répertoriés dans la [**Table II-1**]. Une première simulation a donc été réalisée avec un coefficient d'absorption $\alpha_{BL} = 1{,}72\ cm^{-1}$ et la seconde avec $\alpha_{BL} = 2{,}22\ cm^{-1}$.

Les simulations sont comparées aux mesures des échantillons de Nd :Lu :CaF_2 présentant une forte biréfringence induite. Pour les échantillons de faible biréfringence induite, les simulations ne sont pas représentatives et les biréfringences induites mesurées dans ces échantillons ne sont pas représentées. L'échantillon B38 a été mesuré avec les deux valeurs de coefficient d'absorption et le B70 uniquement avec $\alpha_{BL} = 2{,}22\ cm^{-1}$. La comparaison des amplitudes de biréfringence induite moyenne entre simulations et mesures est présentée [**Figure III-16**] pour un coefficient d'absorption $\alpha_{BL} = 1{,}72\ cm^{-1}$ et [**Figure III-17**] pour un coefficient d'absorption $\alpha_{BL} = 2{,}22\ cm^{-1}$.

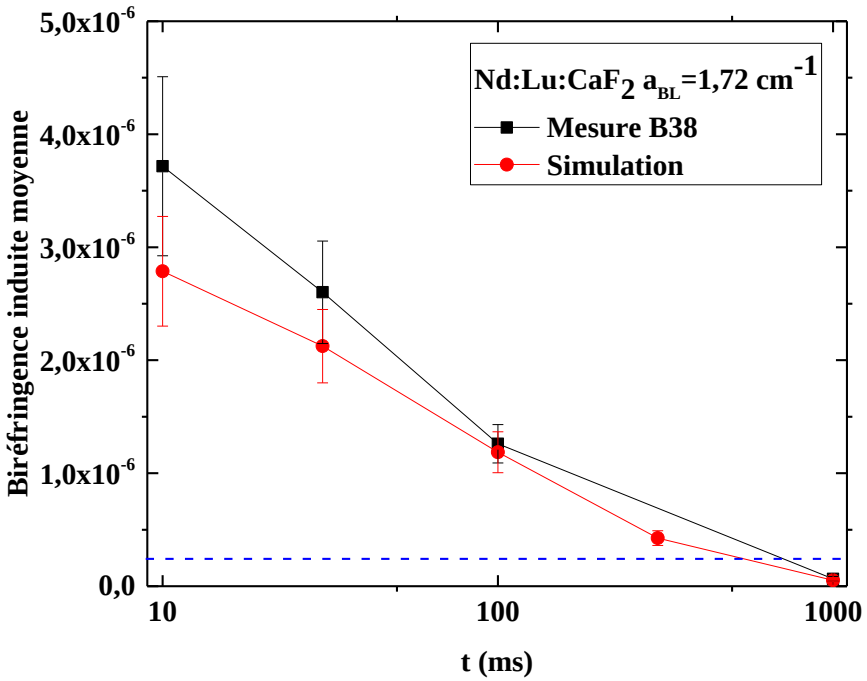


Figure III-16 *Mesure et simulation de la biréfringence induite sur le Nd :Lu :CaF_2 pour un coefficient d'absorption de 1,72 cm^{-1}. La biréfringence minimale interprétable est représentée en pointillés bleus. Les lignes entre les points de mesure sont un guide pour l'œil.*

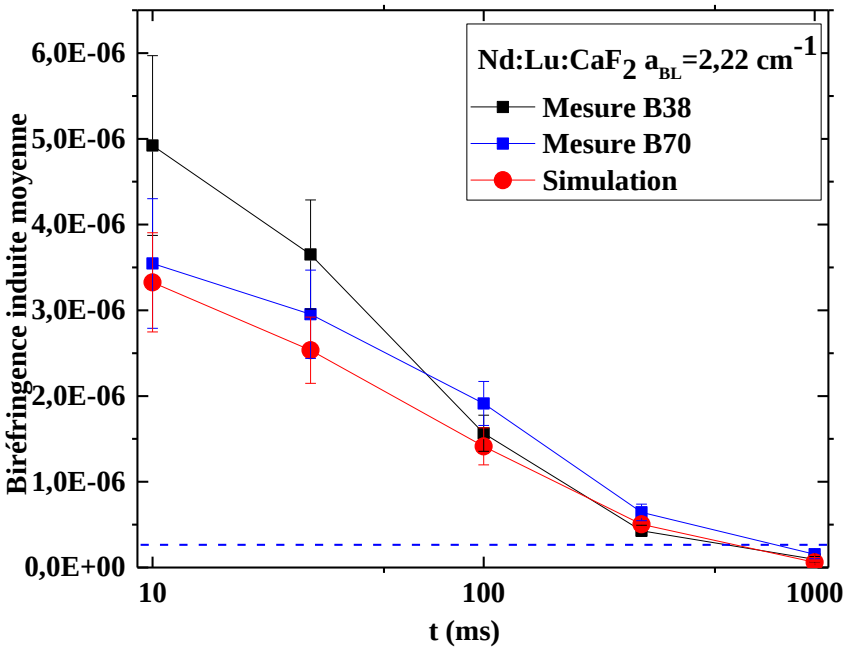


Figure III-17 *Mesure et simulation de la biréfringence induite sur le Nd :Lu :CaF_2 pour un coefficient d'absorption de 2,22 cm^{-1}. La biréfringence minimale interprétable est représentée en pointillés bleus. Les lignes entre les points de mesure sont un guide pour l'œil.*

Comme pour le LG760, la biréfringence induite simulée est d'amplitude plus faible que celle mesurée. Les simulations sont comprises dans les barres d'erreur des mesures contrairement au LG760. Les pentes des courbes simulées sont proches de celles mesurées. La conductivité thermique du CaF_2, donnée par le constructeur et implémentée dans le modèle numérique, est plus précise que celle fournie pour le LG760.

Pour les échantillons de Nd :Lu :CaF_2 présentant une forte biréfringence induite, les simulations permettent de retrouver de manière satisfaisante la distribution de biréfringence induite. Pour les Nd :Lu :CaF_2 à faible biréfringence induite, le comportement sous pompage n'est pas reproduit par les simulations. Une étude plus détaillée est menée [Chap. **IV**] afin de pouvoir simuler plus précisément les phénomènes internes liés au pompage. L'objectif est de réussir à reconstruire fidèlement la biréfringence induite pour l'ensemble des échantillons de Nd :Lu :CaF_2 mesurés.

6 Comparaison de l'angle de biréfringence induite entre mesure et simulation

Dans le [Chap. **II**, § **8.3**], les angles propres de biréfringence mesurés sont présentés. Dans ce paragraphe, les angles propres de biréfringence mesurés et simulés sont comparés dans le cas du LG760 et de l'échantillon B38 de Nd :Lu :CaF_2. La [**Figure III-18**] représente les distributions de l'angle propre mesuré et simulé dans le LG760 et l'échantillon B38 de Nd :Lu :CaF_2.

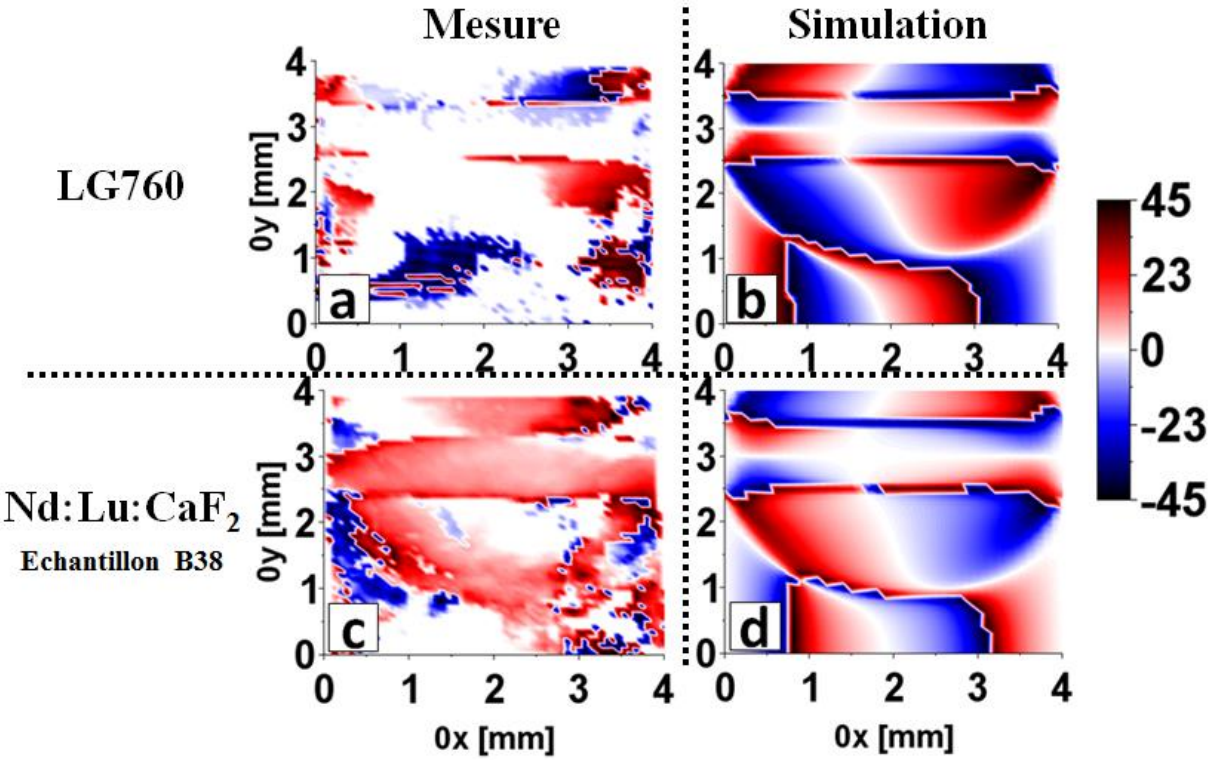


Figure III-18 *Distributions de l'angle propre de la biréfringence induite dans le LG760 (a) mesurée, (b) simulée et l'échantillon B38 de Nd :Lu :CaF2 (c) mesurée, (d) simulée.*

Dans le cas des mesures [**Figure III-18**, (a) et (c)], l'angle propre dans la zone de pompe s'annule. Il varie aléatoirement sur l'intervalle [-45°,..,45°] en dehors de la zone de pompe. Ces variations sont dues à la biréfringence intrinsèque de l'échantillon [Chap **I**, § **8.3**]. Les distributions de l'angle propre simulées [**Figure III-18**, (b) et (d)] ne tiennent pas compte de la biréfringence intrinsèque (non simulée) et sont très ressemblantes. Elles sont représentatives des distributions mesurées avec un angle propre nul sur la zone de pompe et sont moins précises sur les zones où interviennent la biréfringence intrinsèque.

7 Calcul de l'erreur quadratique des simulations

L'incertitude sur les valeurs de biréfringence simulée provient premièrement du fait que les paramètres matériaux pris dans la littérature ont été implémentés tels quels dans le modèle numérique. Les paramètres matériaux de chaque échantillon étant différents, il faut tenir compte des variations possibles entre les paramètres tabulés et ceux des matériaux mesurés. La seconde incertitude sur les valeurs de biréfringence simulée provient des solveurs utilisés par le logiciel de simulation COMSOL®. Les solutions calculées par les différents solveurs doivent être comparées.

7.1 Erreur de calcul du modèle numérique

Le calcul de température théorique [§ **2.2**] est utilisé comme référence vis-à-vis des solutions de température COMSOL®. Les différents solveurs proposés par le logiciel induisent des variations de température de l'ordre de 10^{-2} °C. Les variations induites sur l'amplitude de la biréfringence sont négligeables. La prise en compte de la non-linéarité dans le calcul mécanique a aussi un effet négligeable sur la solution calculée.

En revanche, des sauts de température ont été observés lors de la résolution du calcul thermique et mécanique mené en parallèle. Ces sauts de température sont observés pour un dépôt d'énergie augmenté progressivement. Les phénomènes thermiques et mécaniques en jeu sont théoriquement linéaires en fonction de l'énergie déposée. Cependant, à partir d'une certaine valeur d'énergie, les solutions en température oscillent autour de la valeur théorique. La température est surestimée d'un facteur 1,5 à 2, comparée aux calculs de température théorique [§ **2.2**]. Les étapes de compréhension du problème ont mené à une résolution thermique et mécanique découplée. La solution en température est calculée en chaque point pour chaque instant. Ensuite, le calcul mécanique reprend ces valeurs de température et avec le coefficient de dilatation thermique résout en chaque point et pour chaque instant le déplacement et les contraintes mécaniques induites. Cette méthode de résolution ne biaise pas le résultat final puisque la mécanique n'a pas d'influence sur le calcul de la température.

Pour s'assurer que la simulation soit représentative des effets linéaires en jeu, la [**Figure III-19**] représente la biréfringence induite moyenne calculée dans la zone de sélection [**Figure III-13**] en fonction de l'énergie incidente de pompe :

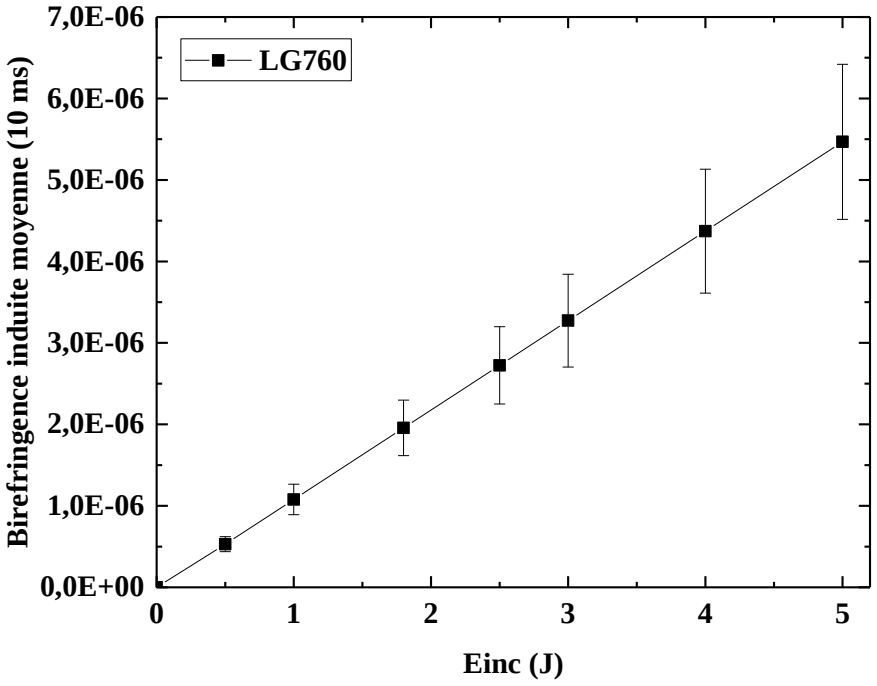


Figure III-19 *Biréfringence induite moyenne (zone de sélection) en fonction de l'énergie de pompe incidente*

La biréfringence moyenne évolue linéairement en fonction de l'énergie incidente de pompe. Cette dernière figure permet de confirmer que le modèle numérique implémente correctement les effets thermomécaniques en fonction de l'énergie déposée dans le matériau.

7.2 Variation des paramètres matériaux tabulés

Les paramètres matériaux implémentés dans le modèle numérique sont les valeurs brutes données par les constructeurs ou tabulées dans la littérature. Pour prendre en compte les possibles différences entre ces valeurs et celles de nos échantillons, les paramètres sont augmentés ou diminués un à un de plus ou moins 5 à 10 %. Pour chaque nouvelle valeur de paramètre la solution thermomécanique est recalculée. L'amplitude centrale de biréfringence (représentée par des points dans l'ensemble des graphiques de ce chapitre [***Figure III-14***] – [**Figure III-25**]) est obtenue avec les paramètres bruts. Les barres d'erreurs sont représentatives des valeurs de biréfringence possibles selon les variations des paramètres testés. Les paramètres et les variations appliquées sont présentés dans le tableau suivant :

Paramètres	Variation appliquées	Justification des variations
Energie de pompe	$\pm 5\%$	Précision de mesure du calorimètre
Module d'Young	$\pm 10\%$	Pas de précision donnée par le constructeur [7]. Par comparaison du LG760 avec les autres verres phosphate dopés Nd du même constructeur, nous avons estimé des variations possibles de l'ordre de $\pm 10\%$.
Coefficient de dilatation	$\pm 5\%$	Même remarque que pour le module d'Young.
Ratio thermique	$\pm 10\%$	Le ratio thermique théorique et expérimental peut varier en fonction de la concentration en Nd d'un échantillon à l'autre. La concentration en Nd étant précisément mesurée, nous estimons largement des variations possibles de l'ordre de $\pm 10\%$.
Pression des mâchoires	0 N – 5 N	La pression des mâchoires varie à chaque changement d'échantillon. Une sonde de pression nous permet d'estimer des variations possibles entre 0 N et 5 N.
Coefficient piézo-optique	$\pm 10\%$	Dans le cas du LG760, un seul constructeur renseigne la valeur des coefficients piézo-optiques. Nous estimons largement des variations possibles de l'ordre de $\pm 10\%$. Les mêmes variations sont appliquées au Nd :Lu :CaF_2 car les coefficients piézo-optiques

		connus sont pour le CaF2 pur.
Coefficient d'absorption	$\pm 10\%$	Précision de mesure du spectromètre

L'écart type est calculé à partir de l'expression [Eq. **102**, rappelée ici] :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}(x_i - \bar{x})^2}$$

Avec N = 8 le nombre de paramètres testés, x_i la valeur de la biréfringence obtenue avec la variation de paramètre et $\bar{x}$ la biréfringence induite avec les valeurs centrales des paramètres.

L'écart type est calculé pour un pompage à $797\,nm$ et $791\,nm$. Les erreurs moyennes quadratiques sont identiques entre les deux longueurs d'onde et varient de 15% à 17 % par rapport à la valeur de biréfringence, calculée avec les valeurs centrales des paramètres. L'ensemble des barres d'erreurs de simulation sont issues de ces calculs.

8 Simulations à différentes longueurs d'onde de pompe et impact du maintien mécanique

8.1 Pompage à différentes longueurs d'onde

Les mesures réalisées à différentes longueurs d'onde [Chap. **II**, § **3.1.2**] sur le LG760 sont comparées aux simulations [**Figure III-20**], au temps d'observation à $t = 10\,ms$.

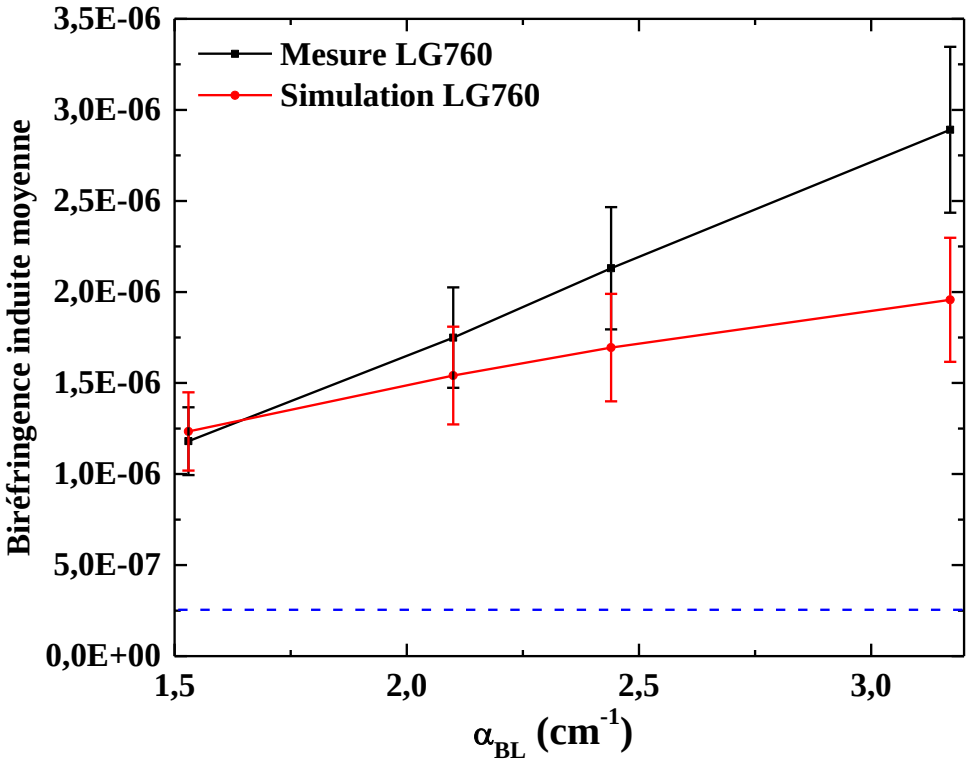


Figure III-20 *Mesure et simulation de la biréfringence induite en fonction de l'absorption dans le LG760*

Plus l'absorption est élevée, plus la simulation s'écarte des mesures. La biréfringence induite à 797 nm est donc la moins bien représentée par les simulations en comparaison des autres longueurs d'onde. Cet effet n'est pas bien compris et demanderait une étude complémentaire pour être mis au clair. Pour cela, des mesures de biréfringence induite avec des coefficients d'absorption éloignés de l'intervalle $[1{,}5\,cm^{-1};\ 3{,}6\,cm^{-1}]$ et des énergies incidentes augmentées progressivement seraient nécessaires. De cette façon, il serait possible de savoir si cet effet provient d'un paramètre dépendant de la longueur d'onde de pompe non pris en compte dans le modèle numérique.

8.2 Impact du maintien mécanique

8.2.1 *Impact du maintien mécanique sur l'extraction de chaleur.*

Dans la configuration expérimentale utilisée, modélisée [**Figure III-2**], le régime de conduction est favorisé devant les autres régimes de relaxation thermique. Pour vérifier cela, la température moyenne dans le barreau est calculée au cours du temps jusqu'à une seconde. La température moyenne est quasiment constante tout le long de la relaxation. Par conséquent, l'extraction de chaleur par les mâchoires de refroidissement n'a pas d'influence sur cet intervalle de temps.

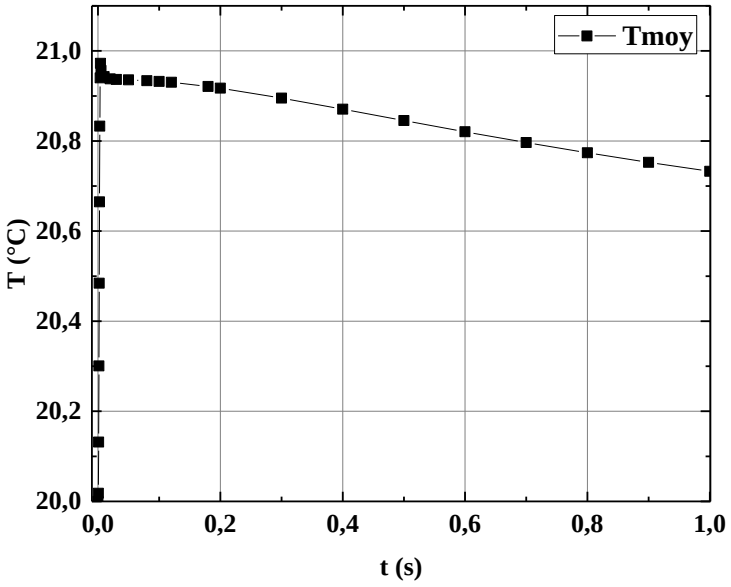


Figure III-21 *Température moyenne du matériau au cours du temps, du début de l'impulsion de pompe jusqu'à une seconde. Cas du LG760.*

Nous verrons par la suite que ces mâchoires de refroidissement ont un impact sur l'extraction de chaleur lorsque le pompage est réalisé en régime impulsionnel récurrent et que le dépôt de chaleur s'accumule dans le matériau [Chap. **V**].

8.2.2 *Impact du maintien mécanique sur la biréfringence induite*

8.2.2.1 Détermination de la configuration mécanique expérimentale

Dans ce paragraphe, nous cherchons à déterminer la configuration mécanique des mâchoires de refroidissement. Nous nous demandons si ces mâchoires de refroidissement empêchent le barreau de se dilater librement (cas de l'encastrement) ou bien si elles se déplacent en même temps que le barreau se dilate. Pour cela, deux simulations ont été menées. Toutes deux

considèrent un maintien mécanique appliquant une pression de $1\,N$ de chaque côté du barreau. Dans le premier cas, les mâchoires sont encastrées et le matériau ne peut pas se dilater [**Figure III-22** (a)-(d)]. Dans le second cas, le matériau est libre de se dilater (équivalent à des mâchoires mécaniques mobiles) [**Figure III-22** (e)-(h)]. La [**Figure III-22**] représente les deux cas de distributions au cours du temps pour le LG760 :

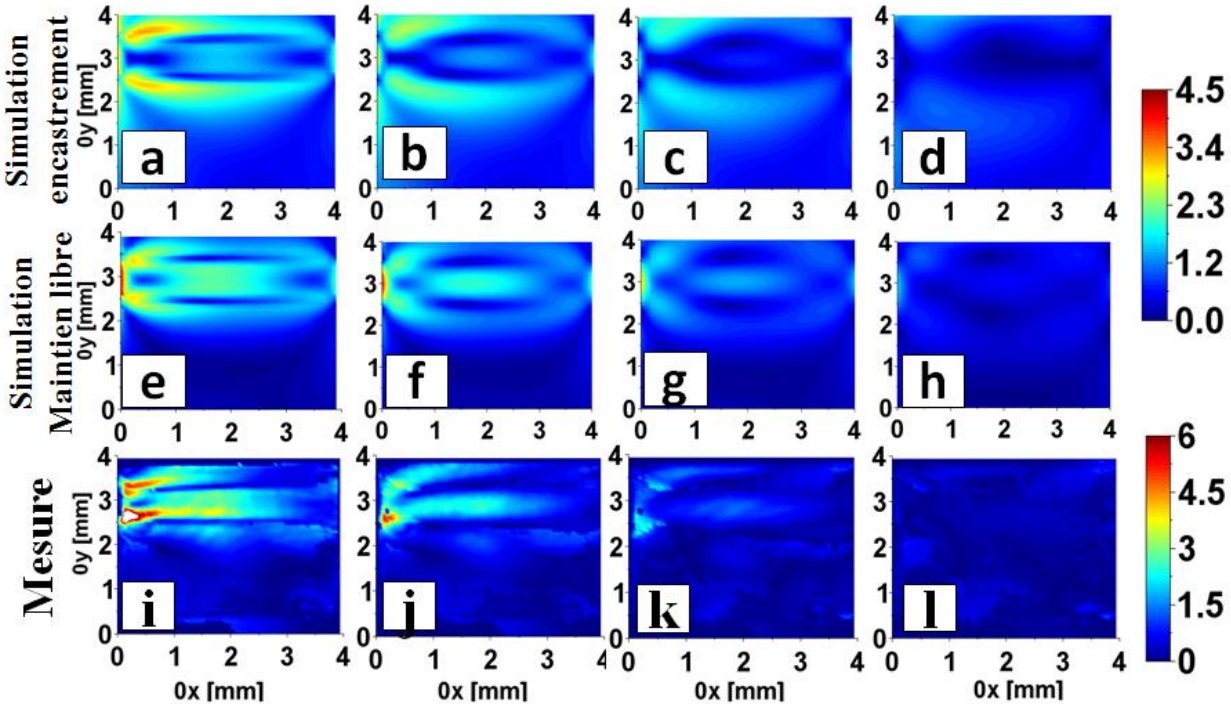


Figure III-22 *(Echelle 10^{-6}) Distributions de biréfringence induite simulée dans le LG760 pour un barreau encastré (a) 10 ms, (b) 100 ms, (c) 300 ms et (d) 1 s et un barreau libre de se dilater (e) 10 ms, (f) 100 ms, (g) 300 ms et (h) 1 s. Distributions de biréfringence induite mesurée dans le LG760 (i) 10 ms, (j) 1000 ms, (k) 300 ms et (l) 1 s.*

Pour comparer plus facilement la distribution de biréfringence expérimentale aux simulations, le point d'amplitude élevée à l'entrée de la pompe [**Figure III-22**, (i)] est enlevé. De cette façon, l'échelle de couleur de la biréfringence induite mesurée est rapprochée de celle des simulations et la comparaison est plus aisée qu'avec la [**Figure II-21**].

La distribution spatiale simulée obtenue avec l'encastrement est légèrement différente de celle obtenue expérimentalement [**Figure III-22**, (i)]-(l)]. En particulier, dans la zone de pompe, la biréfringence induite s'annule avec l'encastrement. Lorsque le barreau est libre de se dilater [**Figure III-22**, (e)-(h)], la distribution de la biréfringence induite est équivalente à celle de la biréfringence induite obtenue expérimentalement [**Figure III-22**, (i)]-(l)]. Par conséquent, le maintien mécanique expérimental laisse le barreau se déformer librement.

8.2.2.2 Influence de la pression exercée par les mâchoires mécaniques de refroidissement

Comparaison de la contrainte induite par pompage avec la contrainte limite de fracture

La pression exercée expérimentalement de chaque côté du barreau varie entre $0\,N$ et $5\,N$ (mâchoire mécanique supérieure posée ou posée et appliquant une faible force de serrage). Pour cette pression appliquée, et pour une impulsion de pompe, les contraintes simulées dans le matériau sont très inférieures à la contrainte limite de fracture. La [**Table III-4**] répertorie les contraintes maximales à $t = 10\,ms$ après le début de l'impulsion de pompe, au centre de la zone de pompe, dans le cas d'une pression de serrage de $5\,N$.

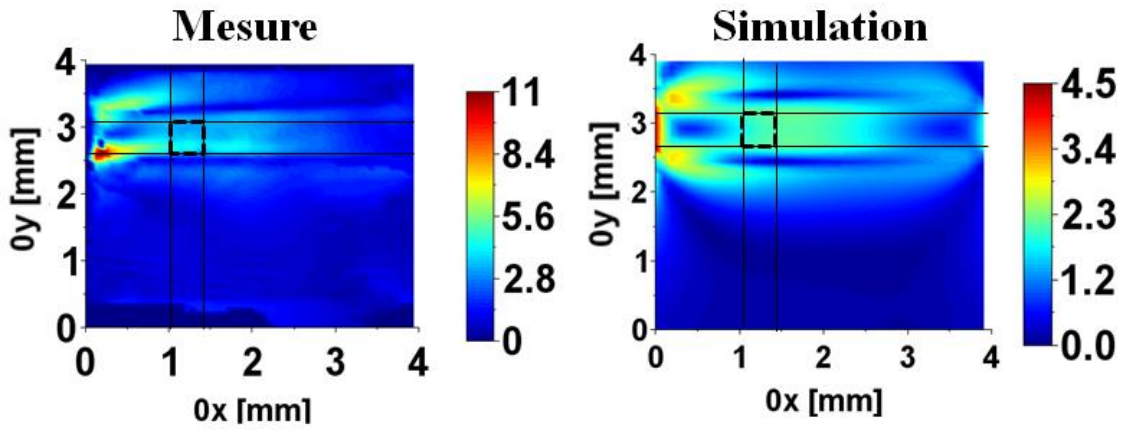
	Contraintes	$\sigma_x\,(MPa)$	$\sigma_y\,(MPa)$	$\sigma_z\,(MPa)$	$\sigma_{xy}\,(MPa)$
LG760	Maximum	2,4	5,9	0,9	2,2
	Minimum	-3,5	-3,6	-6,8	-1,9
CaF_2	Maximum	2,6	7,9	1,2	-2,3
	Minimum	-5,2	-3,8	-8,3	-2,2

Table III-4 *Pression des mâchoires de 5 N et contrainte induites par une impulsion de pompe. Contraintes maximales et minimale interprétable au centre de la zone de pompe à t = 10 ms.*

La contrainte de fracture est estimée à $\sigma_{TS} = 53{,}6\,MPa$ pour le LG760 (pour des défauts de fabrication de diamètre $100\,\mu m$) et de $\sigma_{TS} = 34{,}1 \pm 15{,}1\,MPa$ pour un polissage grossier pour le CaF_2 [Chap. **I**, § **4.4**].

Comportement de la distribution de biréfringence induite pour des pressions de serrage supérieures

La biréfringence induite est simulée pour différentes valeurs de pressions de serrage dans la configuration où le matériau est libre de se dilater [§ **8.2.2.1**]. La biréfringence induite moyenne est calculée dans la zone de sélection [**Figure III-13**, rappelée ici].



(Rappel **Figure III-13**) *Zone de calcul identique entre mesure et simulation pour le calcul de la biréfringence induite moyenne*

La [**Figure III-23**] représente la biréfringence induite moyenne à $10\,ms$, simulée pour différentes valeurs de pressions de serrage.

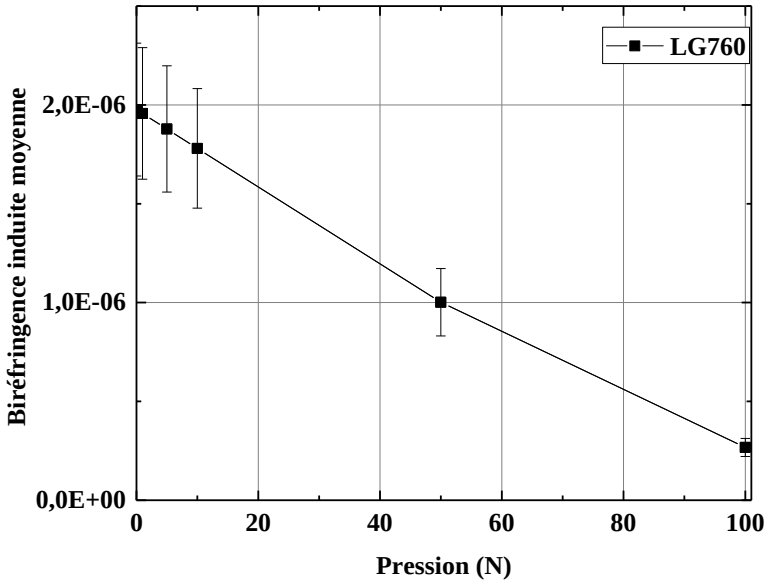


Figure III-23 *Biréfringence induite moyenne simulée (zone de sélection [***Figure III-13***]) dans le LG760 pour différentes pressions exercées par les mâchoires de maintien mécanique. La ligne en trait plein est un guide pour l'œil.*

La pression fait très peu varier l'amplitude de la biréfringence induite sur l'intervalle $[0\,N - 10\,N]$. Pour une pression de $50\,N$ [**Figure III-23**], la biréfringence varie de 50 % et s'annule quasiment pour une pression de serrage de $100\,N$. La [**Figure III-24**] représente la distribution de biréfringence induite sous pompage pour des pressions exercées par les mâchoires de maintien variant de $0\,N$ à $100\,N$.

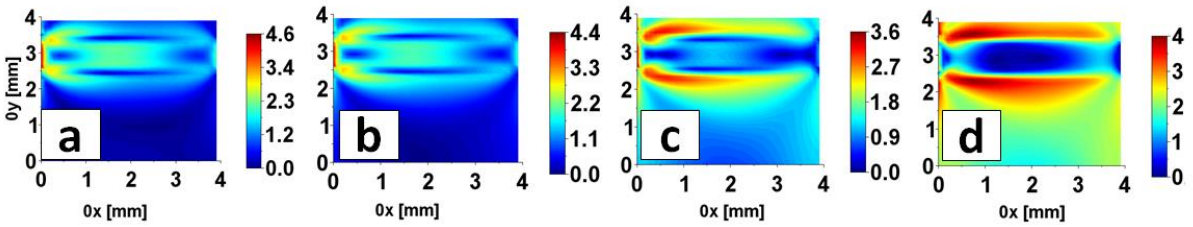


Figure III-24 *Distribution de biréfringence induite dans le LG760 pour des pressions de (a) 0 N, (b) 10 N, (c) 50 N, (d) 100 N.*

La distribution varie sur toute la surface du barreau et l'analyse avec la zone de sélection [**Figure III-13**] n'est plus représentative la biréfringence induite par pompage. La distribution de biréfringence pour des pressions de serrage supérieures à $5\,N$ doit être étudiée sur la surface globale du matériau.

8.2.2.3 Equivalence de configuration entre maintien mécanique à faible pression de serrage et absence de maintien mécanique

La [**Figure III-25**] représente l'évolution de la biréfringence induite sur le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 pour des simulations sans maintien mécanique et avec maintien (P = $5\,N$) laissant le matériau libre de se dilater.

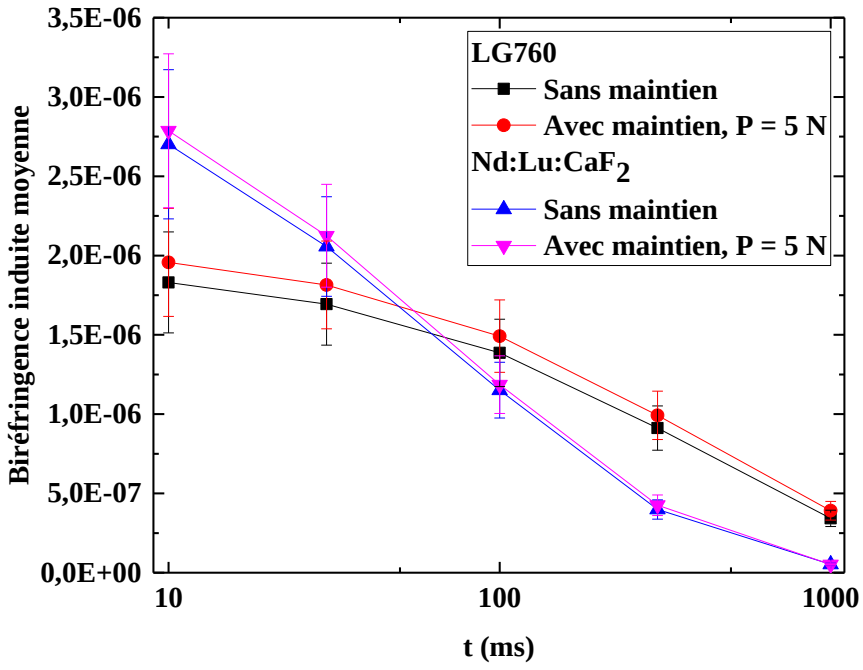


Figure III-25 *Simulation LG760 et CaF_2 avec maintien 5 N libre de se déplacer et sans maintien.*

Une légère augmentation de la biréfringence est induite par le maintien mécanique avec une pression de $5\ N$, mais la différence est bien en dessous des barres d'erreur de simulation. Les deux configurations sont donc estimées équivalentes. Ce résultat est valable sur les deux matériaux d'étude.

Finalement, les simulations ont permis de déterminer la configuration mécanique expérimentale : le barreau est maintenu par des mâchoires mécaniques le laissant libre de se dilater. De plus, sur la gamme de pression utilisée expérimentalement ($0\ N - 5\ N$), l'amplitude de biréfringence varie très peu. Pour des pressions très supérieures à $10\ N$ ou une configuration mécanique expérimentale encastrant le matériau, la zone de calcul de biréfringence moyenne doit être adaptée et tenir compte de l'ensemble de la surface du matériau et non uniquement de la zone pompée.

9 Conclusion

L'objectif de ce chapitre est d'approfondir l'étude menée [Chap. **II**] dans lequel les mesures de biréfringence induite sont présentées. Les mesures seules ne nous permettent pas de comprendre l'ensemble des phénomènes en jeu lors du pompage, responsables de la biréfringence induite et de la disparité entre les échantillons de Nd :Lu :CaF_2. Pour cela, un modèle de calcul numérique 3D, réalisé avec le logiciel multiphysique COMSOL®, simulant le montage expérimental [Chap. **II**, § **3**] a été réalisé. Les paramètres matériaux et expérimentaux sont donnés [§ **1**]. Dans un premier temps, la distribution de température induite par le pompage est présentée [§ **2**] dans le cas du LG760. La solution de température calculée par COMSOL® est comparée à un modèle simple 1D. Cette vérification permet de s'assurer que le dépôt d'énergie ainsi que sa répartition spatiale dans le matériau est conforme aux équations analytiques. Le modèle numérique nous a permis de constater que la relaxation de température est uniquement confinée dans le matériau sur les temps d'observations expérimentaux. Les contraintes mécaniques induites sont calculées à partir de la solution de température [§ **3**]. Le modèle numérique nous a permis de déterminer la configuration mécanique expérimentale dans laquelle le barreau maintenu est libre de se dilater. Les contraintes mécaniques résolues spatialement et temporellement permettent de calculer la distribution de biréfringence induite sur l'ensemble du barreau [§ **4**] aux temps d'observations expérimentaux.

La biréfringence induite simulée est comparée aux résultats expérimentaux [§ **5**]. Dans le cas du LG760, les simulations et les mesures présentent des relaxations temporelles de pentes légèrement différentes, que nous estimons lié à la méconnaissance de la conductivité thermique du LG760. Ce paramètre est considéré fiable et n'a donc pas été modifié lors des simulations. Il serait intéressant pour la suite de faire varier ce paramètre afin de pouvoir reproduire la décroissance temporelle de la biréfringence induite obtenue expérimentalement. Dans le cas des échantillons de Nd :Lu :CaF_2, les simulations ont permis de retrouver fidèlement le comportement de deux échantillons sur les six. Les quatre autres échantillons présentent une trop faible biréfringence induite pour être décrits par le modèle. Cette dernière remarque nous amène au chapitre suivant, dans lequel la biréfringence induite du Nd :Lu :CaF_2 est étudiée en fonction de l'orientation cristalline.

IV. Optimisation de la biréfringence induite dans le Nd :Lu :CaF_2

Dans ce chapitre est présentée l'étude de l'influence de l'orientation cristalline de la maille du Nd :Lu :CaF_2 sur la biréfringence induite. Seul le Nd :Lu :CaF_2 de structure cristalline est étudié, le phosphate étant un matériau amorphe isotrope.

Les échantillons de Nd :Lu :CaF_2 fournis par le CIMAP sont tous taillés de sorte que le faisceau laser soit parallèle à la direction cristalline [111]. Il a été démontré que cet axe, dans le cas d'un pompage homogène et longitudinal, induit le moins de biréfringence pour le CaF_2 [73]. Dans notre cas, le faisceau laser suit la direction [111] mais avec un pompage transverse et inhomogène.

L'objectif dans un premier temps est de déterminer l'orientation cristalline minimisant la biréfringence induite pour une configuration de pompage transverse et inhomogène. Dans un second temps, Cette étude nous amène à considérer l'ensemble des orientations cristallines possibles et à comparer la distribution obtenue pour chacune avec les distributions de biréfringence induite mesurées [Chap. **II**, § **8.2**].

Dans un premier temps, les notations et conventions pour définir l'orientation cristalline sont présentées [§ **1**]. Ensuite, la méthode de calcul de la biréfringence induite pour différentes orientations cristallines est comparée à des résultats présents dans la littérature obtenus sur d'autres cristaux cubiques dopés Nd [§ **2**]. Ensuite, cette méthode de calcul est appliquée dans le cas d'un pompage transverse inhomogène. Les résultats obtenus permettent de déterminer l'orientation cristalline optimale pour cette configuration [§ **3**] La tolérance en angle pour obtenir un minimum de biréfringence induite est donnée [§ **3.4**]. Enfin, la disparité des échantillons de Nd :Lu :CaF_2 est traitée dans le paragraphe [§ **4**] dans lequel les distributions de biréfringence induite des échantillons sont reconstruites par simulation.

1 Structure du Nd :Lu :CaF_2 et notation des angles de rotation de la maille cristalline

Le CaF_2 est un cristal cubique. Les axes de sa maille sont parallèles aux axes du cube et sont notés (a, b, c). Les directions associées à ces axes sont respectivement $[100], [010]$ et $[001]$ comme montrées sur la [**Figure IV-1**]. Dans la suite de ce chapitre, la base cristalline est notée $(0, X, Y, Z)$ et le repère du laboratoire $(0, x, y, z)$ [**Figure IV-1**].

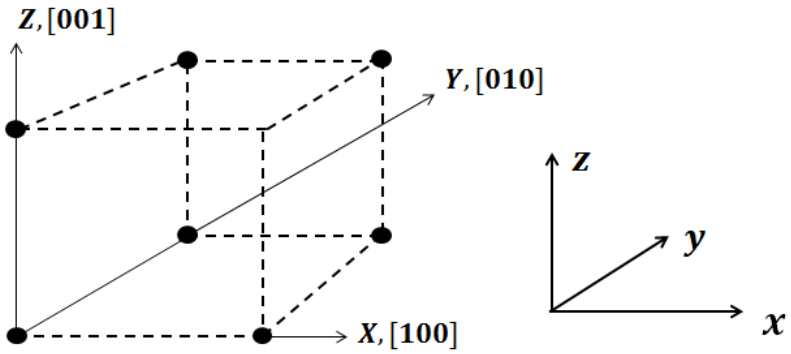


Figure IV-1 *Base de la maille cristalline* $(0, \mathrm{X}, \mathrm{Y}, \mathrm{Z})$ *alignée sur le repère du laboratoire* $(0, \mathrm{x}, \mathrm{y}, \mathrm{z})$.

Un barreau de Nd :Lu :CaF_2 est supposé être un monocristal. L'orientation d'une maille cristalline est représentative de l'orientation de l'ensemble des mailles cristallines composant l'échantillon.

La position du repère du laboratoire $(0, x, y, z)$ est évaluée dans la base de la maille cristalline. Pour cela, une projection des axes du repère du laboratoire $(0, x, y, z)$ dans la base cristalline $(0, X, Y, Z)$ est nécessaire. La [**Figure IV-2**] représente le repère du laboratoire mobile dans la base cristalline, prise comme base de référence.

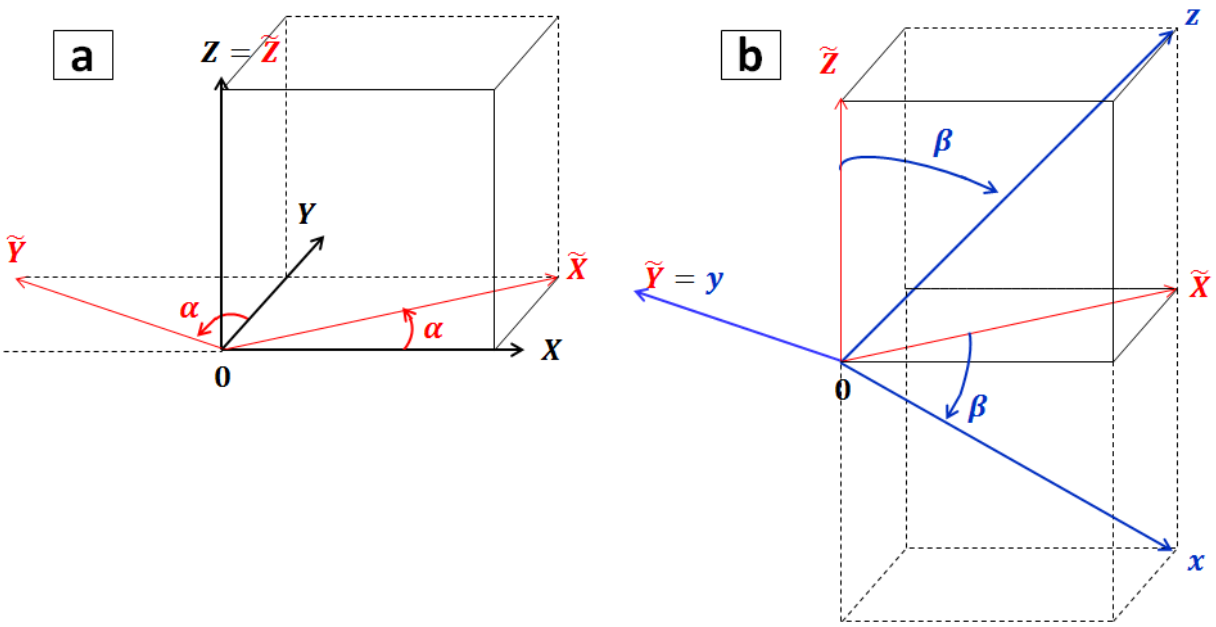


Figure IV-2 *(a) Rotation d'angle* α *autour de l'axe* (0Z). *L'axe* (0Z) *reste immobile, l'axe (0X) se transforme en axe intermédiaire* (0X̃) *et* (0Y) *en axe intermédiaire* (0Ỹ). *(b) Seconde rotation d'angle* β *autour de l'axe intermédiaire* (0Ỹ). *L'axe* (0Ỹ) *reste immobilie et est confondu avec l'axe* (0y) *du laboratoire, l'axe* (0X̃) *se transforme en axe* (0x) *du laboratoire et* (0Z̃) *en* (0z) *du laboratoire, parallèle à la direction cristalline [111].*

Pour repérer l'orientation de la maille cristalline [47] nous introduisons deux rotations : une rotation autour de l'axe cristallin $(0Z)$ d'angle α et une rotation autour de l'axe (0Ỹ) d'angle β confondu avec l'axe (0y) du laboratoire [44].

Les calculs matriciels pour passer de la base cristalline vers la base du laboratoire à l'aide de ces deux rotations sont les suivants :

$$\boldsymbol{B_{labo}} = \boldsymbol{R}_{[0\tilde{y},\beta]}\,\boldsymbol{R}_{[0Z,\alpha]}\,\boldsymbol{B_c}\,\boldsymbol{R}_{[0Z,-\alpha]}\,\boldsymbol{R}_{[0\tilde{y},-\beta]} \qquad \textbf{(109)}$$

Avec $\boldsymbol{B_c}$ la matrice identité représentant les axes cristallins [100], [010] et [001], $\boldsymbol{R}_{[0Z,\alpha]}$ la matrice de rotation autour de l'axe $(0Z)$ d'un angle α et $\boldsymbol{R}_{[0y,\beta]}$ la matrice de rotation autour de l'axe $(0y)$ d'un angle β. L'expression du produit matriciel est le suivant :

$$\boldsymbol{R}_{[0\tilde{y},\beta]}\,\boldsymbol{R}_{[0Z,\alpha]} = \begin{bmatrix} cos(\beta) & 0 & -sin(\beta) \\ 0 & 1 & 0 \\ sin(\beta) & 0 & cos(\beta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} cos(\alpha) & sin(\alpha) & 0 \\ -sin(\alpha) & cos(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \qquad \textbf{(110)}$$

La convention choisie pour l'expression des deux matrices de rotation permet de conserver des angles $\alpha = [0°,..,90°]$ et $\beta = [0°,..,90°]$ positifs. Les calculs de projection sont présentés dans l'annexe [**A**, § **4**].

Le couple d'angles (α, β) est utilisé pour calculer les projections des contraintes exprimées dans le repère du laboratoire vers la base de la maille cristalline. En effet, le tenseur piézo-optique [Eq. **62**, rappelée ici]

$$\Pi_{ijkl} = \begin{bmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{12} & \pi_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} \end{bmatrix}$$

ne s'exprime que dans la base cristalline [45]. Les contraintes calculées par COMSOL [Chap. **III**, §**3**] sont uniquement exprimées dans le repère du laboratoire $(0, x, y, z)$. L'expression des contraintes dans la base cristalline se déduit de l'expression [Eq. **109**] :

$$\boldsymbol{\sigma}_{(0,X,Y,Z)} = \boldsymbol{R}_{[0Z,-\alpha]}\, \boldsymbol{R}_{[0\tilde{y},-\beta]}\, \boldsymbol{\sigma}_{(0,x,y,z)}\, \boldsymbol{R}_{[0\tilde{y},\beta]}\, \boldsymbol{R}_{[0Z,\alpha]} \qquad \textbf{(111)}$$

Avec $\boldsymbol{\sigma}_{(0,x,y,z)}$ les contraintes calculées par COMSOL dans le repère du laboratoire et $\boldsymbol{\sigma}_{(0,X,Y,Z)}$ la projection de ces contraintes dans la base cristalline. L'expression du tenseur imperméabilité est donnée par :

$$\boldsymbol{\Delta B_{ij}}_{(0,X,Y,Z)} = \begin{bmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{12} & \pi_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_X \\ \sigma_Y \\ \sigma_Z \\ \sigma_{YZ} \\ \sigma_{XZ} \\ \sigma_{XY} \end{pmatrix} \qquad \textbf{(112)}$$

Enfin, le tenseur imperméabilité [Eq. **112**] est re-projeté dans le repère du laboratoire pour le calcul de la biréfringence induite dans le plan d'observation du laboratoire $(0, x, y)$. Le calcul matriciel est identique à celui de l'expression [Eq. **109**] :

$$\boldsymbol{\Delta B_{ij}}_{(0,x,y,z)} = \boldsymbol{R}_{[0\tilde{y},\beta]}\, \boldsymbol{R}_{[0Z,\alpha]}\, \boldsymbol{\Delta B_{ij}}_{(0,X,Y,Z)}\, \boldsymbol{R}_{[0Z,-\alpha]}\, \boldsymbol{R}_{[0\tilde{y},-\beta]} \qquad \textbf{(113)}$$

On extrait la matrice réduite $\boldsymbol{\Delta B_{ij_red}}_{(0,x,y,z)}$ en ne prenant que les composantes du plan $(0, x, y)$ [Chap. **I**, § **5.2**] :

$$\boldsymbol{\Delta B_{ij_red}}_{(0,x,y,z)} = \begin{bmatrix} \Delta B_x & \Delta B_{xy} \\ \Delta B_{xy} & \Delta B_y \end{bmatrix} \quad \textbf{(114)}$$

La diagonalisation de cette matrice donne les variations des indices de réfraction ainsi que les axes neutres de la biréfringence dans le plan $(0, x, y)$.

2 Simulation d'un pompage longitudinal homogène sur un barreau cylindrique

L'étude de l'optimisation de la biréfringence induite est menée dans le cas d'un pompage longitudinal dans un barreau cylindrique. Ce cas récurrent est traité notamment pour un cristal de YAG dopé Nd [44] et sur les cristaux de maille cubique [74] par l'Institut de l'Académie des Sciences Nizhny Novgorod en Russie [73], [47].

Dans ce paragraphe, la méthode présentée dans le paragraphe précédent [§ **1**] est testée dans le cas d'un pompage longitudinal sur un matériau de géométrie cylindrique. De cette façon, nous vérifions que la méthode [§ **1**] donne des résultats en concordance avec ceux présentés dans la référence [73] avant de l'appliquer au cas particulier du pompage transverse inhomogène.

La configuration de pompage reprend celle présentée dans la référence [73]. Le pompage est continu, de puissance $72.10^3\ W.m^{-3}$, de profil « top-hat » circulaire, de diamètre d'un facteur 0,7 fois le diamètre du barreau. L'absorption suit la loi de Beer-Lambert suivant la longueur du barreau [Eq. **5**]. Le diamètre et la longueur du barreau dans les références [73] et [47] ne sont jamais précisés. Ils sont, dans notre modèle de simulation, respectivement de $4\ mm$ et $25\ mm$ afin de reprendre les dimensions de barreau précédemment utilisées [Chap. **II**]. Le coefficient d'absorption de l'étude [73] n'étant pas indiqué, nous choisissons d'adapter celui de notre modèle à la taille du barreau simulé afin d'obtenir la même absorption de 1 %.

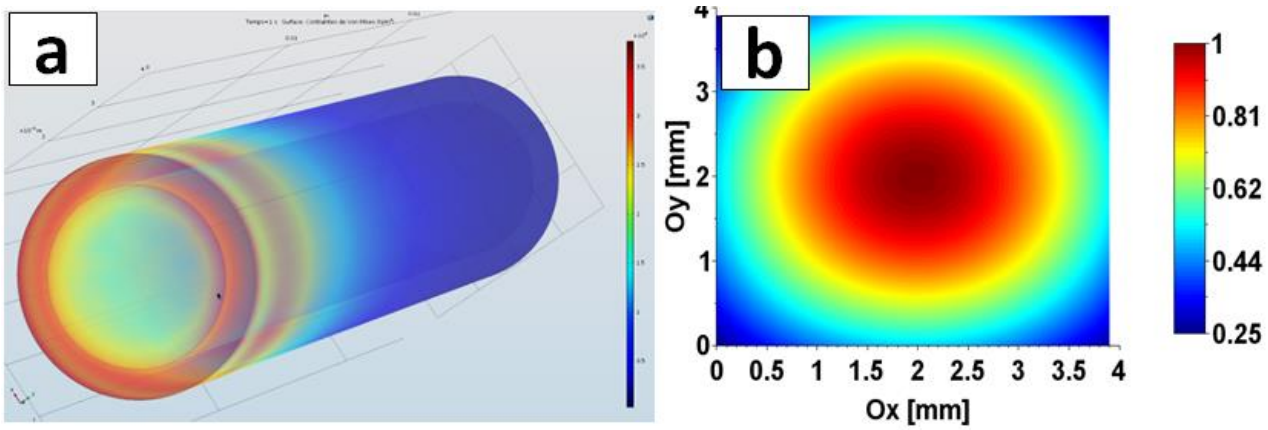


Figure IV-3 *(a) Contraintes moyennes induites par le pompage longitudinal dans le barreau de CaF_2. (b) Profil du faisceau laser simulé.*

La température à la surface du barreau cylindrique est fixée à 20°C et le barreau est supposé sans contrainte initiale. Les propriétés thermiques et mécaniques du CaF_2 utilisées pour la simulation sont répertoriées dans la [**Table III-2**].

Dans un premier temps [§ **2.2**], la biréfringence induite dans le barreau cylindrique est calculée à partir de l'intégration des contraintes le long du barreau. Les résultats obtenus sont comparés à ceux obtenus en [73]. Dans un deuxième temps [§ **2.3**], la biréfringence induite dans le barreau cylindrique est calculée à partir du formalisme de Jones puis comparée au calcul intégral.

2.1 Hypothèses et mise en place des grandeurs d'étude

Les calculs menés dans les références [73] et [44] intègrent les contraintes le long du barreau cylindrique. L'intensité transmise par l'analyseur [Eq. **83**] ainsi que la biréfringence [Eq. **82**] et l'angle induit [Eq. **75**] sont calculées à partir des contraintes intégrées. Cette méthode induit peu d'erreur dans le cas particulier d'un pompage longitudinal dans un barreau cylindrique. La répartition des contraintes est homogène tout le long du barreau et elle diminue progressivement en fonction de l'absorption dans le barreau.

Par la suite, les grandeurs moyennées sur la longueur du barreau seront indexées par un indice m. Les contraintes moyennes sont calculées par l'expression [Eq. **115**] et sont représentées [**Figure IV-4**] :

$$\sigma_{ij,m} = \frac{1}{L}\int_{z=0}^{L} \sigma_{ij}(x,y,z)dz \qquad \textbf{(115)}$$

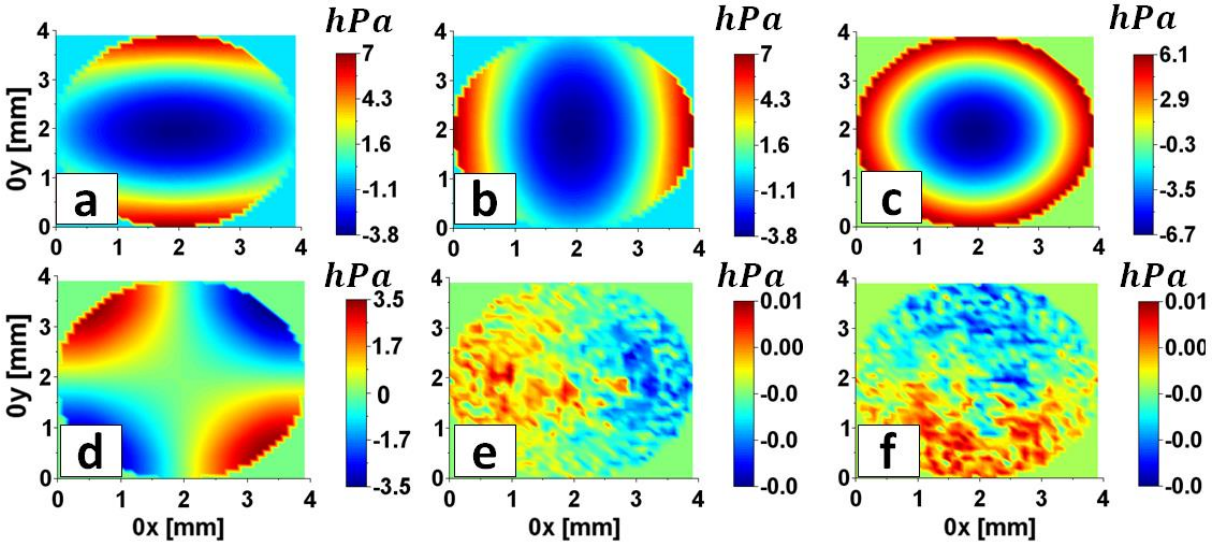


Figure IV-4 *(Echelle 10^5Pa) Contraintes moyennées sur la longueur du barreau (a)* $\sigma_{x,m}$, *(b)* $\sigma_{y,m}$, *(c)* $\sigma_{z,m}$, *(d)* $\sigma_{xy,m}$, *(e)* $\sigma_{xz,m}$ *et (f)* $\sigma_{yz,m}$.

Les contraintes moyennes sont dix fois plus faibles que les contraintes locales de l'ordre du MPa [**Figure III-9**].

Les contraintes moyennes sont projetées dans la base de la maille cristalline dans laquelle est exprimée le tenseur piézo-optique. Les coefficients du tenseur imperméabilité sont calculés à partir des contraintes moyennes exprimées dans la base cristalline [Eq. **116**].

$$\boldsymbol{\Delta B_{ij}}_{(0,X,Y,Z)} = \begin{bmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{12} & \pi_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_{X,m} \\ \sigma_Y, m \\ \sigma_Z, m \\ \sigma_{YZ}, m \\ \sigma_{XZ}, m \\ \sigma_{XY}, m \end{pmatrix} \quad \textbf{(116)}$$

Les variations du tenseur imperméabilité réduit dans le référentiel du laboratoire sont données par :

$$\Delta B_{\perp,\mathrm{m}} = \begin{bmatrix} \Delta B_{x,m} & \Delta B_{xy,m} \\ \Delta B_{xy,m} & \Delta B_{y,m} \end{bmatrix} \quad \textbf{(117)}$$

Après diagonalisation du tenseur imperméabilité réduit, les valeurs propres sont notées $B_{1,\mathrm{m}}$ et $B_{2,\mathrm{m}}$. La biréfringence induite moyenne est notée Δn_m et l'angle induit moyen est noté α_m. Leurs expressions sont données [Eq. **118**] :

$$\begin{aligned} \Delta n_m &= \frac{1}{\left(B_{1,\mathrm{m}}\right)^2} - \frac{1}{\left(B_{2,\mathrm{m}}\right)^2} \\ tan(2\alpha_m) &= \frac{2\Delta B_{xy,m}}{\Delta B_{x,m} - \Delta B_{y,m}} \end{aligned} \quad \textbf{(118)}$$

L'intensité normalisée moyenne transmise par l'analyseur est notée $I_{A,m}(r,\theta)$ avec θ l'angle correspond à la rotation de la polarisation incidente par rapport à l'axe $(0x)$ du laboratoire. L'intensité normalisée moyenne transmise par l'analyseur prend l'expression :

$$I_{A,m}(r,\theta) = sin^2\left(\frac{\Delta\varphi_m}{2}\right) sin^2\big(2(\theta - \alpha_m)\big) \quad \textbf{(119)}$$

avec $\Delta\varphi_m$ le déphasage moyen calculé avec la biréfringence moyenne Δn_m. Dans le cas particulier du barreau cylindrique pompé longitudinalement, cet angle est équivalent à une polarisation incidente fixe et une rotation du barreau cylindrique autour de l'axe $(0z)$ du laboratoire.

Le degré de dépolarisation intégral [47] est un paramètre introduit pour évaluer le changement d'état de polarisation moyen dans le barreau, pondéré par le profil du faisceau laser [**Figure IV-3**, (b)] :

$$\gamma = \frac{1}{\pi {r_0}^2} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{R_0} I_{A,m}(r,\theta) F_L\left(\frac{r^2}{{r_0}^2}\right) r dr \qquad \textbf{(120)}$$

avec $F_L(r)$ le profil gaussien du faisceau laser, r_0 son waist et R_0 le rayon du barreau.

Remarque : L'appellation « degré de dépolarisation », utilisée dans les références [47] et [73], est conservée pour la comparaison avec notre modèle. Cependant, la dépolarisation correspond à l'absence d'état de polarisation. La dépolarisation est évaluée / mesurée à l'aide des paramètres de Stokes et n'est pas étudiée dans cette thèse. Cet abus de langage est récurrent et signifie la plupart du temps « changement d'état de polarisation rectiligne en polarisation elliptique », ce qui est le cas dans les études [47] et [73].

Nous appellerons par la suite « méthode intégrale » la méthode de calcul de la biréfringence induite utilisant les grandeurs intégrées, indexée par un indice m.

2.2 Validation de la méthode de calcul par intégration des contraintes le long du barreau

Dans ce paragraphe, nous comparons les résultats obtenus avec la simulation numériques 3D d'un barreau cylindrique calculé par le logiciel COMSOL®, présenté [§ **2**] et ceux obtenus dans la référence [73]. L'étude se fait en deux étapes. Dans un premier temps, les distributions des angles propres moyens de biréfringence [Eq. **118**] sont comparés. Dans les travaux de l'équipe de l'institut de Nizhny Novgorod [73], ces angles propres sont calculés dans le cas d'un cristal de BaF_2. Dans un second temps, le degré de dépolarisation [Eq. **120**] en fonction de l'orientation cristalline est comparé dans le cas d'un cristal de CaF_2.

2.2.1 *Validation de la méthode : comparaison de l'angle propre de biréfringence*

La distribution de l'angle propre moyen $\alpha_m(r,\theta)$, présentée dans la référence [73], est calculée pour différentes orientations cristallines dans le cas d'un cristal de BaF_2 [**Figure IV-5**]. Pour ces distributions, l'angle de rotation $\alpha = 45°$ [§ **1**] est fixé. A partir de cette première rotation, l'angle de rotation β varie sur l'intervalle [0°…90°] [**Figure IV-5**]. Les orientations [001], [111] et [110] sont précisées sur la [**Figure IV-5**]..

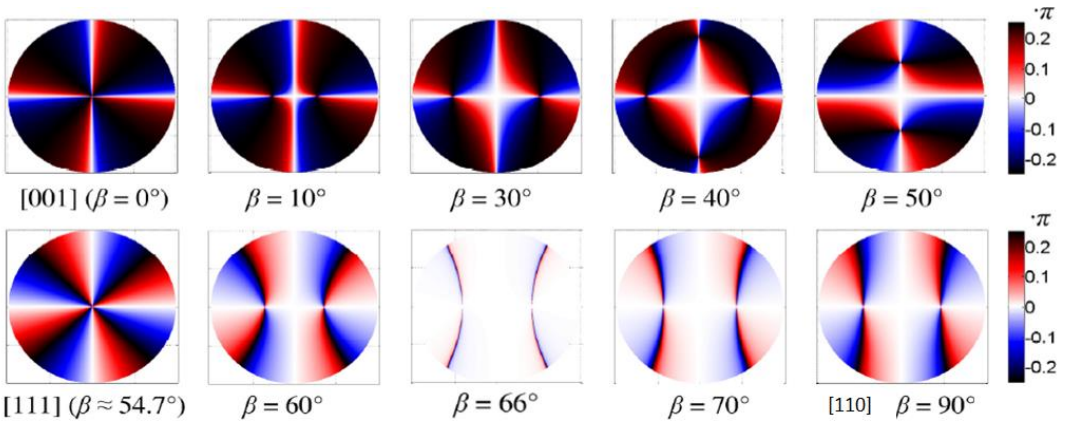


Figure IV-5 *Distributions de l'angle propre dans un barreau cylindrique de BaF_2 pompé longitudinalement. Le diamètre du faisceau de pompe est égal à 0,7 fois le diamètre du barreau. Représentation pour* $\alpha = 45°$ *et* $\beta = [0°..90°]$. *Image reprise de la référence* [73].

Le ratio d'anisotropie du BaF_2 est négatif [Chap.**I**, § **5.4**]. Par conséquent il existe un angle pour lequel la biréfringence est minimale. L'amplitude de l'angle s'annule pour $\beta = 66°$ dans le cas d'un cristal de BaF_2. Dans le cas du CaF_2, les coefficients piézo-optiques sont différents et l'annulation de l'angle propre est obtenue pour une orientation cristalline différente de celle du BaF_2. Les distributions de l'angle propre dans le cas d'un cristal de CaF_2 sont représentées [***Figure IV-6***]:

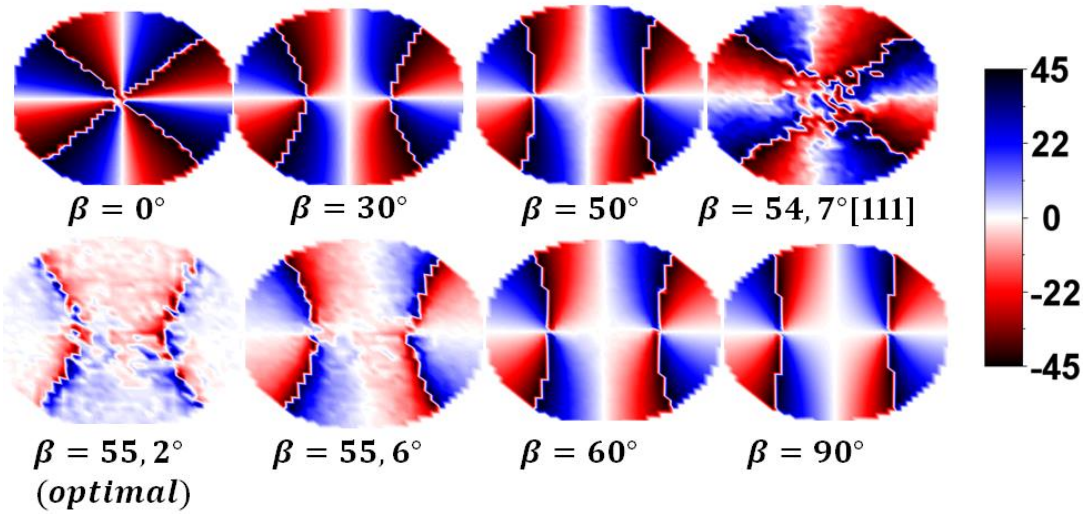


Figure IV-6 *Distributions de l'angle propre* $\alpha_m(r,\theta)$ *pour* $\alpha = 45°$ *et* $\beta = [0°..90°]$ *d'un barreau cylindrique de CaF_2 sous pompage longitudinal et homogène.*

Nous obtenons les mêmes distributions d'angle propre entre le BaF_2 [**Figure IV-5**] et le CaF_2. L'annulation de l'angle propre dans le cas d'un CaF_2 s'obtient pour l'orientation cristalline $\alpha = 45°$ et $\beta = 55{,}2°$. Pour cette orientation cristalline, $\alpha_m(r,\theta)$ ne dépend plus de r et de θ.

Les irrégularités observées [**Figure IV-6**] sont un artefact du logiciel de calcul. Les points de passage de -45° à 45° devrait rester noir mais le logiciel l'interprète comme un ensemble de valeurs allant -45° à 45° et affiche l'ensemble de la pallette. La valeur centrale de la palette est la valeur nulle qui apparait en blanc sur la figure.

La [**Figure IV-7**] représente la distribution de biréfringence (première colonne) et d'intensité (seconde colonne) en sortie du barreau pour les orientations ($\alpha = 45°,\ \beta = 0°$) et ($\alpha = 45°,\ \beta = 55{,}2°$).

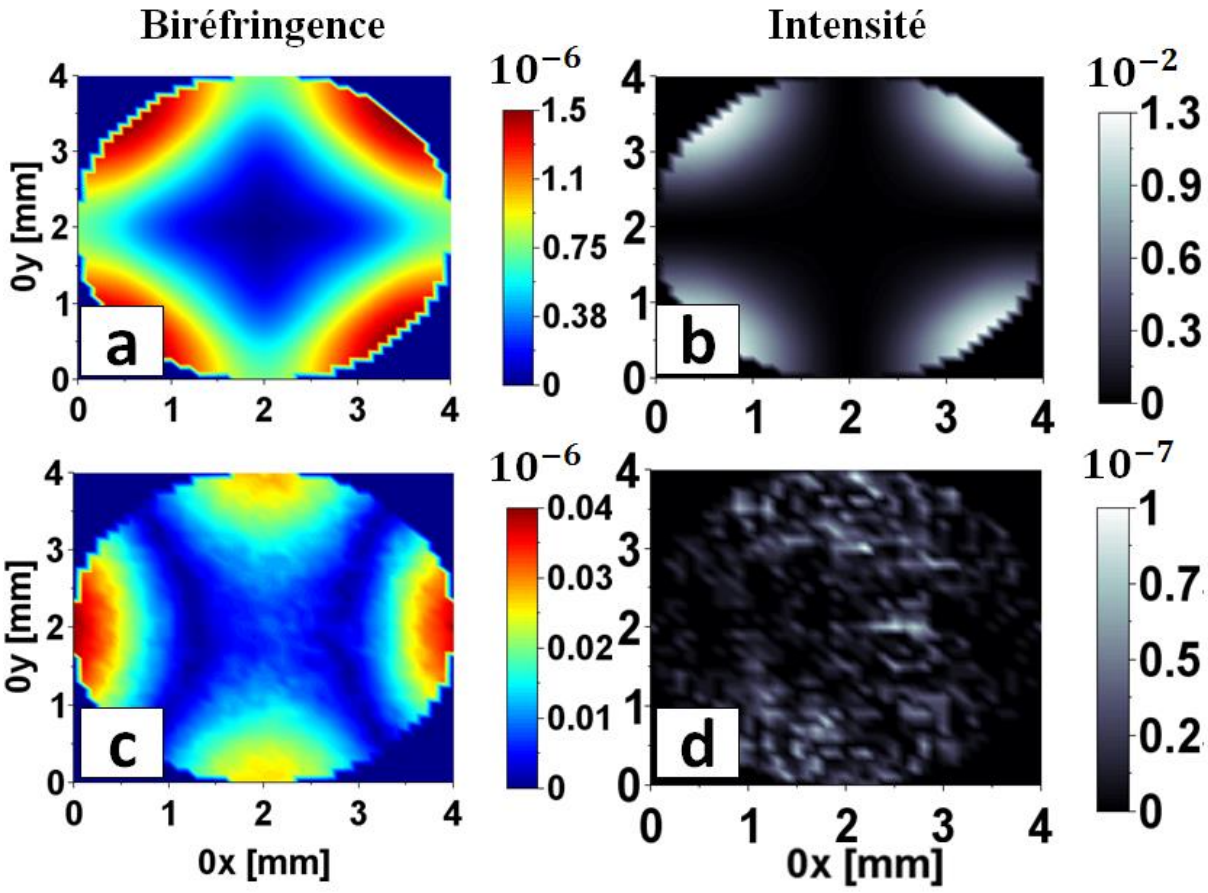


Figure IV-7 *(a) Distribution de biréfringence induite pour* $\alpha = 45°$ et $\beta = 0°$, *(b) intensité transmise pour* $\alpha = 45°$ et $\beta = 0°$, *(c) distribution de biréfringence induite pour* $\alpha = 45°$ et $\beta = 55{,}2°$, *(d) intensité transmise pour* $\alpha = 45°$ et $\beta = 55{,}2°$.

Pour $\alpha = 45°$ fixé et β variant de 0° à 55,2°, l'amplitude de la biréfringence induite chute de 97,3%. L'intensité transmise se bruite et la croix de Malte présente en $\beta = 0°$ disparait. L'intensité transmise chute d'un facteur 10^5.

Après vérification de la correspondance des angles propres obtenus dans les travaux de l'institut Nizhny Novgorod [73] [**Figure IV-5**] et ceux calculés par méthode intégrale [**Figure IV-6**], nous effectuons la même comparaison sur le degré de dépolarisation [Eq. **120**].

2.2.2 *Validation de la méthode : comparaison du degré de dépolarisation*

L'amplitude du degré de dépolarisation dépend directement de la longueur du barreau simulé car les contraintes (et l'intensité transmise $I_{A,m}(r,\theta)$) sont moyennées sur cette valeur [Eq. **115**]. La longueur des échantillons étudiés dans la référence [73] n'est pas mentionnée comme expliqué [§ **2**]. Le degré de dépolarisation [Eq. **120**] est calculé à partir des contraintes moyennes simulées par le logiciel COMSOL® et du faisceau laser de profil gaussien représenté [**Figure IV-3**, (b)].

Sur la [**Figure IV-8**], le degré de dépolarisation est représenté en fonction de l'angle β pour $\alpha = 45°$ fixé. Le graphique de gauche [**Figure IV-8**, (a)] est repris de l'étude [73] et celui de droite [**Figure IV-8**, (b)] est obtenu à partir de la simulation et de la méthode intégrale présentée précédemment [§ **2.1** et **2.2**].

Les configurations usuelles notées sur les deux figures sont les suivantes :

- orientation $[001]$: correspond aux rotations $\alpha = [0°..90°]$ et $\beta = 0°$. L'axe $(0z)$ du laboratoire est aligné avec l'axe $(0Z)$ $[001]$ de la maille cristalline.

- orientation $[110]$: correspond aux rotations $\alpha = 45°$ et $\beta = 90°$. L'axe $(0z)$ du laboratoire est aligné sur la diagonale du plan $0XY$ de la maille cristalline.

- orientation $[111]$: correspond aux rotations $\alpha = 45°$ et $\beta = 54{,}7°$. L'axe $(0z)$ du laboratoire est aligné sur la diagonale de la maille cristalline.

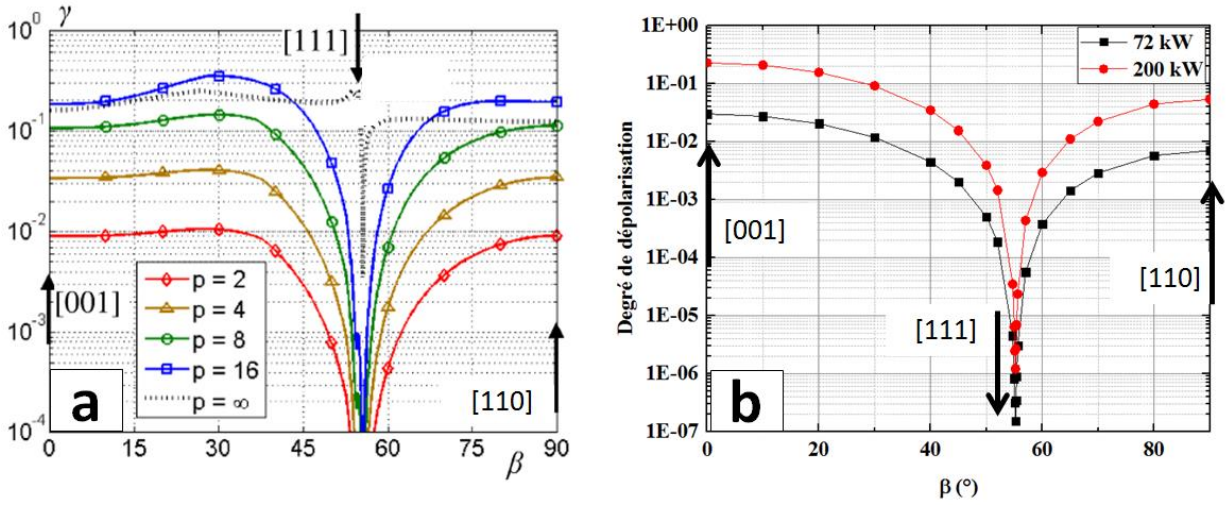


Figure IV-8 *Degré de dépolarisation intégrale en fonction de l'angle* $\beta = [0 \ldots 90°]$ $(\alpha = 45°)$ *dans un barreau de* CaF_2 *cylindrique pompé longitudinalement. (a) Graphique repris de la référence* [73] *avec « p » les puissances absorbées normalisées, (b) graphique obtenu à partir des simulations avec les puissances incidentes P=72 kW/m² et 200 kW/m².*

Ces deux dernières figures [**Figure IV-8**, (a),(b)] nous permettent de confirmer notre méthode de calcul intégral de biréfringence induite dans le cas d'un pompage longitudinal et homogène

d'un barreau cylindrique. L'objectif est de pouvoir appliquer cette méthode au cas d'un pompage transverse inhomogène sur le barreau parallélépipédique.

Dans le paragraphe suivant, la méthode intégrale et la méthode de calcul utilisée dans le [Chap. **II**, § **6**] par formalisme de Jones sont comparées.

2.3 Biréfringence induite en sortie du barreau cylindrique : Concordance entre le calcul intégral et le calcul matriciel de Jones

L'objectif de ce paragraphe est de s'assurer que la méthode de calcul utilisée précédemment [Chap. **II**, § **6**] donne des résultats en concordance avec ceux obtenus par la méthode intégrale. Pour cela, les distributions de l'angle propre, de l'intensité transmise par l'analyseur et de la biréfringence induite sont calculées avec le formalisme de Jones pour $\alpha = [0°..90°]$ et $\beta = [0°..90°]$. Elles sont comparées pour les angles $\alpha = 45°$ et $\beta = 0°$ [**Figure IV-9**, (d),(e),(f)] aux distributions calculées par la méthode intégrale [**Figure IV-9**, (a),(b),(c)].

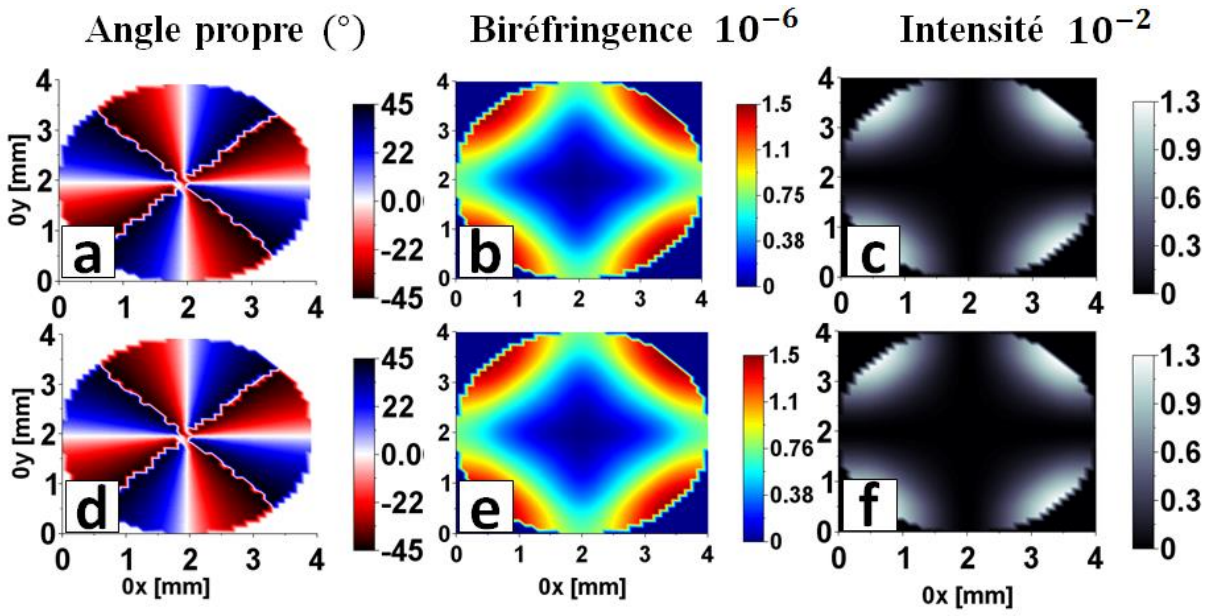


Figure IV-9 *Distributions obtenues pour les angles* ($\alpha = 45°$ et $\beta = 0°$). *Calcul intégral : (a) angle propre (rad), (b) biréfringence induite (10^{-6}), (c) intensité transmise par l'analyseur* ($\theta = 0$) *(10^{-2}). Calcul matriciel avec le formalisme de Jones (d) angle propre (rad), (e) biréfringence induite (10^{-6}), (f) intensité transmise par l'analyseur* ($\theta = 0$) *(10^{-2}).*

Les différences entre les deux calculs sont trop faibles pour être perçues sur la [**Figure IV-9**]. La comparaison entre les deux calculs est similaire pour l'ensemble des orientations testées $\alpha = [0°..90°]$ et $\beta = [0°..90°]$.

La méthode de calcul par formalisme de Jones donne donc des résultats en concordance avec ceux de la méthode intégrale.

3 Pompage transverse et optimisation de la biréfringence induite dans la configuration d'étude

Dans le paragraphe précédent [§ **2**], la méthode de calcul pour l'étude de l'influence de l'orientation cristalline sur la biréfringence induite a été validée. Cette méthode est appliquée dans ce paragraphe au cas d'un barreau parallélépipédique de Nd :Lu :CaF_2 pour un pompage transverse et inhomogène

Pour évaluer l'influence de l'orientation cristalline sur la biréfringence induite dans le Nd :Lu :CaF_2, les calculs effectués par COMSOL® sont identiques à ceux présentés dans le [Chap. **III**]. Les paramètres de simulations, le profil de température et de contraintes thermomécaniques sont identiques à ceux présentés [Chap. **III**, § **1**, § **2,** §**3**]. La méthode de calcul de la biréfringence induite présentée [Chap. **III**, § **4.1.2**] tient compte de l'orientation cristalline en effectuant les calculs détaillés dans le paragraphe précédent de ce chapitre [§ **1**].

Dans un premier temps, nous comparons les résultats de biréfringence induite obtenus par calcul intégral et calcul matriciel de Jones [§ **3.1**]. Ce premier paragraphe permet de voir que les résultats obtenus entre les deux méthodes sont identiques et que la méthode intégrale sera celle utilisée pour toute la suite des calculs. De cette façon, le temps de calcul de la biréfringence induite est largement optimisé. Dans un deuxième temps, nous étudions la périodicité de la distribution de biréfringence induite afin de réduire les intervalles des angles d'étude permettant l'orientation de la maille cristalline [§ **3.2**]. L'orientation cristalline optimale permettant de réduire au minimum la biréfringence induite dans le barreau parallélépipédique de Nd :Lu :CaF_2 est étudié dans le paragraphe [§ **3.3**]. Enfin, la tolérance sur les angles de l'orientation optimale est donnée [§ **3.4**].

3.1 Comparaison du calcul intégral et du calcul de Jones dans le cas d'un pompage transverse inhomogène sur un barreau parallélépipédique

Bien que la méthode intégrale soit plus efficace en terme de temps de calcul, elle moyenne l'ensemble des contraintes et peut approximer certaines irrégularités introduites par de fortes contraintes locales. Dans un cas plus général, la biréfringence induite en sortie d'un matériau pompé se calcule par le formalisme matriciel de Jones [Chap. **II**, § **8**]. Ce formalisme permet de connaître la distribution de biréfringence locale en chaque point du barreau et tient compte des éventuelles irrégularités induites dans le barreau. Pour des pompages inhomogènes ou des géométries de barreau de symétries moins élevées que celles du cylindre, ce formalisme semble plus adapté que le calcul intégral [§ **2.1** et **2.2**].

Dans ce paragraphe, les distributions de l'angle propre, de l'intensité transmise par l'analyseur et de la biréfringence induite sont calculées dans le cas d'un pompage transverse inhomogène sur un barreau parallélépipédique avec les deux méthodes. Ces calculs ont été effectués pour l'ensemble des orientations cristallines $\alpha = [0°..90°]$ et $\beta = [0°..90°]$. Un exemple est donné [**Figure IV-10**] pour les angles $\alpha = 30°$ et $\beta = 50°$.

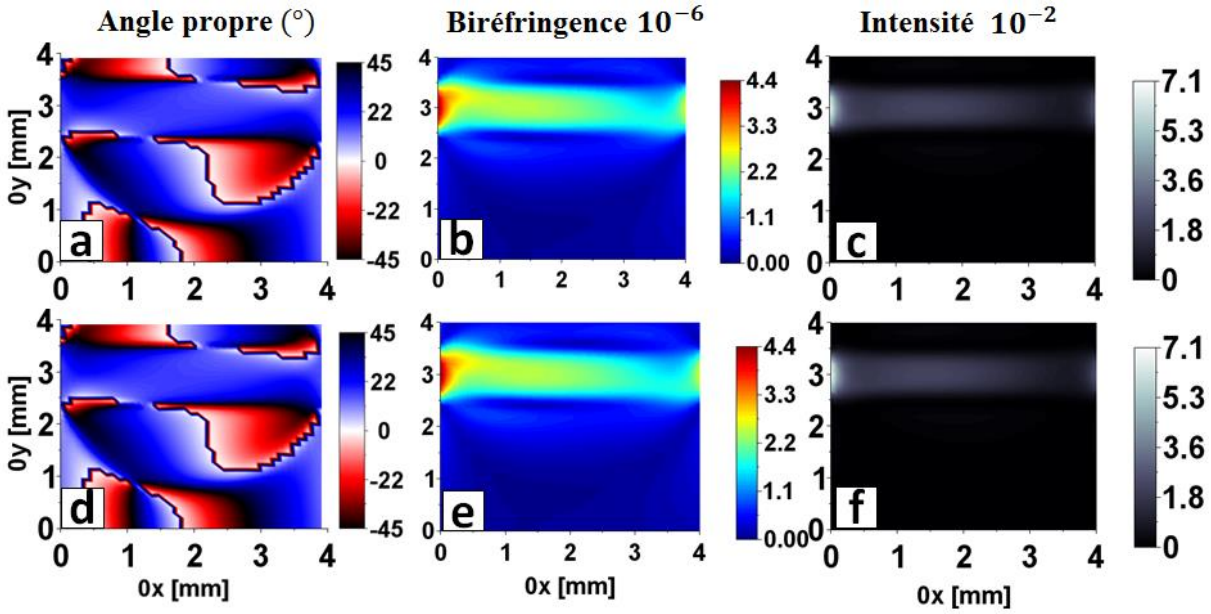


Figure IV-10 *Distributions obtenues pour les angles* ($\alpha = 30°$ et $\beta = 50°$). *Calcul intégral : (a) angle propre (rad), (b) biréfringence induite (10^{-6}), (c) intensité transmise par l'analyseur* ($\theta = 0$) *(10^{-2}). Calcul matriciel avec le formalisme de Jones (d) angle propre (rad), (e) biréfringence induite (10^{-6}), (f) intensité transmise par l'analyseur* ($\theta = 0$) *(10^{-2}).*

La méthode intégrale et le formalisme de Jones donnent des résultats identiques pour la configuration utilisée. Finalement, dans le cas d'un pompage transverse inhomogène sur un barreau parallélépipédique, les contraintes induites n'introduisent pas d'irrégularités d'amplitude trop élevée. La répartition de contraintes, bien que locale, se fait de façon progressive le long du barreau. La méthode privilégiée pour la suite de l'étude est la méthode intégrale, permettant d'optimiser le temps de calcul.

3.2 Réduction de l'intervalle d'étude des angles α et β pour l'étude exhaustive des orientations cristallines

Les distributions de biréfringence induite sont calculées pour l'ensemble des orientations cristallines possibles. Pour cela, les angles de rotations α et β varient chacun sur l'intervalle $[-\frac{\pi}{2};\frac{\pi}{2}]$. Le comportement de la distribution de biréfringence induite présente des redondances sur cet intervalle. Dans ce paragraphe, le comportement de la biréfringence induite en fonction des angles α et β est présenté. L'objectif est de restreindre les intervalles d'études α et β pour obtenir l'ensemble des distributions de biréfringence induite. Nous présentons successivement les distributions de biréfringence induite pour α fixé puis β fixé en s'aidant de la [**Table IV-1**] comme support visuel.

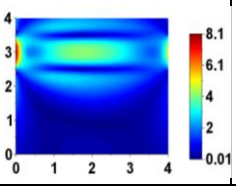
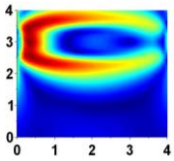
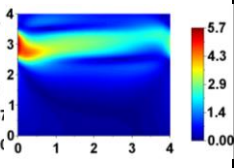
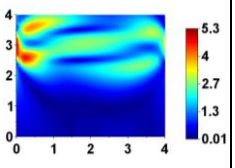
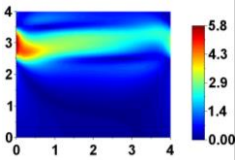
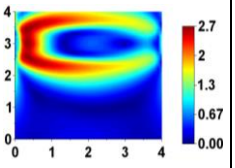
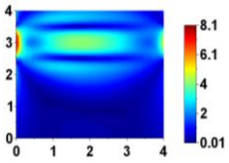
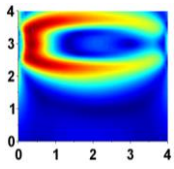
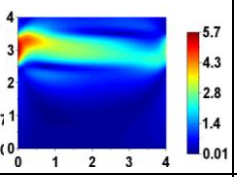
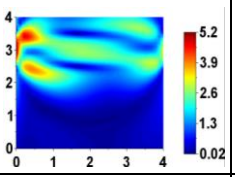
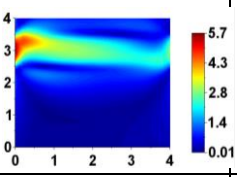
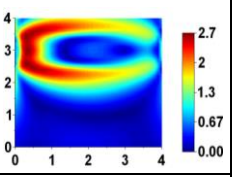
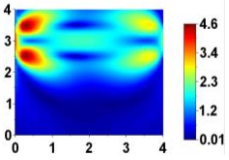
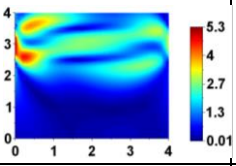
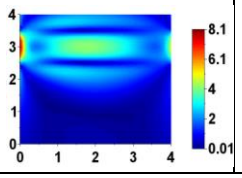
	$\boldsymbol{\beta = -90}$	$\boldsymbol{\beta = -40°}$	$\boldsymbol{\beta = 0°}$	$\boldsymbol{\beta = 40°}$	$\boldsymbol{\beta = 90°}$
$\boldsymbol{\alpha = -90°}$					
$\boldsymbol{\alpha = -30°}$					
$\boldsymbol{\alpha = 0°}$					
$\boldsymbol{\alpha = 30°}$					
$\boldsymbol{\alpha = 45°}$					
$\boldsymbol{\alpha = 60°}$					
$\boldsymbol{\alpha = 90°}$					

Table IV-1 *Distributions de biréfringence induite dans le barreau parallélépipédique de Nd :Lu :CaF_2 pour différentes orientations cristallines avec* $\alpha,\ \beta \in [-\frac{\pi}{2};\frac{\pi}{2}]$.

Sur la [**Table IV-1**], la distribution de biréfringence est représentée pour $\alpha = 30°$ fixé et β variant sur l'intervalle $[-90°, 90°]$. La distribution de biréfringence induite est π périodique en β et présente une symétrie entre les intervalles $\beta = [-90°; 0°]$ et $\beta = [0°; 90°]$. La symétrie est valable pour la distribution ainsi que l'amplitude de la biréfringence induite.

Pour l'angle opposé $\alpha = -30°$, [**Table IV-1**], l'amplitude de la distribution en fonction β est identique mais la pente de la distribution est inversée.

Afin d'obtenir l'ensemble des distributions possibles en fonction de l'orientation cristalline, la restriction de l'angle β sur l'intervalle $\beta = [0°; 90°]$ est suffisante.

Pour β fixé à 0°, la [**Table IV-1**] montre la distribution de biréfringence induite pour α variant sur l'intervalle $[-90°; 90°]$. La distribution de biréfringence est $\frac{\pi}{2}$ - périodique en α et présente une symétrie inversée sur les intervalles $\alpha = [-90°; 0°]$ et $\alpha = [0°; 90°]$.

La symétrie inversée est aussi présente entre les intervalles $\alpha = [0°, 45°]$ et $\alpha = [45°, 90°]$. Sur l'intervalle $\alpha = [0°, 45°]$, la distribution de biréfringence induite présente une pente négative. Sur l'intervalle $\alpha = [45°, 90°]$, les amplitudes sont identiques mais avec une pente positive.

La représentation exhaustive des distributions de biréfringence induite en fonction de l'orientation cristalline s'obtient finalement sur les intervalles $\alpha = [0°..90°]$ et $\beta = [0°..90°]$. Le choix de conserver l'intervalle $\alpha = [0°..90°]$ permet de représenter l'ensemble des inclinaisons possibles bien que l'amplitude soit identique entre $\alpha = [0°, 45°]$ et $\alpha = [45°, 90°]$.

Les distributions de biréfringence obtenues pour $\alpha = [0°..90°]$ et $\beta = [0°..90°]$ sont représentées en annexe [**A**, § **4**].

3.3 Détermination de l'orientation cristalline optimale pour le barreau parallélépipédique pompé transversalement

L'optimisation de la biréfringence induite consiste à répartir les contraintes thermomécaniques induites par le pompage de façon la plus équilibrée possible sur les axes neutres en fonction des coefficients piézo-optiques. L'orientation cristalline optimale varie donc d'un cristal à l'autre. Dans le cas de l'étude précédente sur le barreau cylindrique [§ **2.2**], nous avons pu constater que pour un cristal de BaF_2 l'orientation minimisant la biréfringence est obtenue avec $\alpha = 45°$ et $\beta = 66°$ et avec $\alpha = 45°$ et $\beta = 55{,}2°$ pour un cristal CaF_2.

Nous nous inspirons de la valeur des angles α et β optimisant la biréfringence induite dans le barreau cylindrique pour trouver l'orientation optimale dans le cas d'un barreau parallélépipédique pompé transversalement. La [**Figure IV-11**] présente la distribution de biréfringence en sortie du barreau parallélépipédique pompé transversalement pour différentes orientations cristallines proche de la direction [111], soit pour $\alpha = 45°$ fixé et β variant autour de $54{,}7°$.

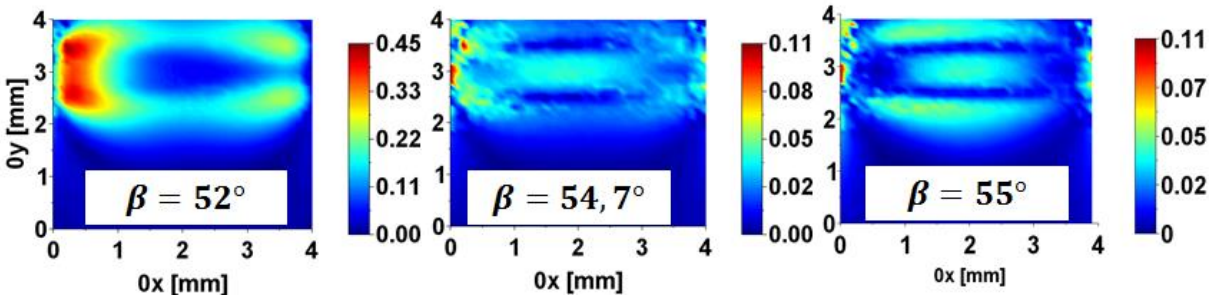


Figure IV-11 *Distributions de biréfringence induite dans le barreau parallélépipédique de Nd :Lu :CaF_2 pour une orientation cristalline proche de [111] avec* $\alpha = 45°$ *fixé et* $\beta = [52°;\ 54{,}7°;\ 55°]$.

Dans le cas du barreau cylindrique [§ **2.2**], l'angle d'optimisation de la biréfringence induite est calculé par le degré de dépolarisation [Eq. **120**]. Dans le cas d'un pompage localisé, la distribution de biréfringence induite s'étend au-delà de la zone de pompage. Le degré de dépolarisation n'est pas adapté pour estimer l'angle optimal de biréfringence induite dans ce cas particulier. Nous choisissons de calculer la moyenne de la biréfringence induite sur toute la surface du barreau et de représenter la biréfringence moyenne en fonction de l'angle β [**Figure IV-12**]. Cette méthode permet de tenir compte de la biréfringence en dehors de la zone de calcul sans hypothèse particulière.

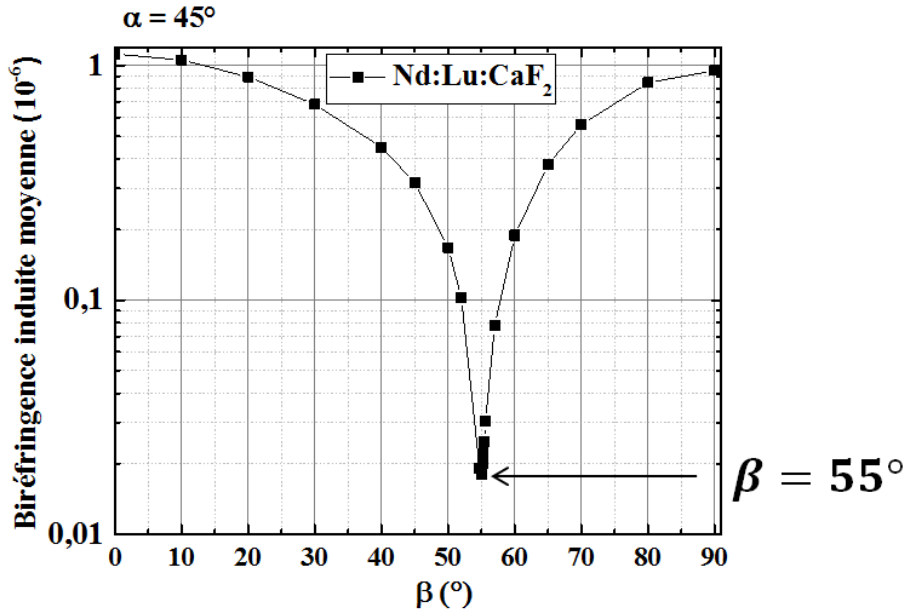


Figure IV-12 *Biréfringence induite moyenne dans le barreau parallélépipédique pompé transversalement en fonction de* $\beta = [0°,..,90°]$ *pour* $\alpha = 45°$.

Dans le cas particulier de la configuration d'un barreau parallélépipédique pompé transversalement et sur les intervalles d'étude $\alpha = [-90°,..,90°]$ et $\beta = [-90°,..,90°]$, la biréfringence induite est minimisée pour $\alpha = 45°$ et $\beta = 55°$.

De même, nous évaluons le comportement de la biréfringence induite moyenne de l'angle α en fixant et $\beta = 55°$ [**Figure IV-13**] :

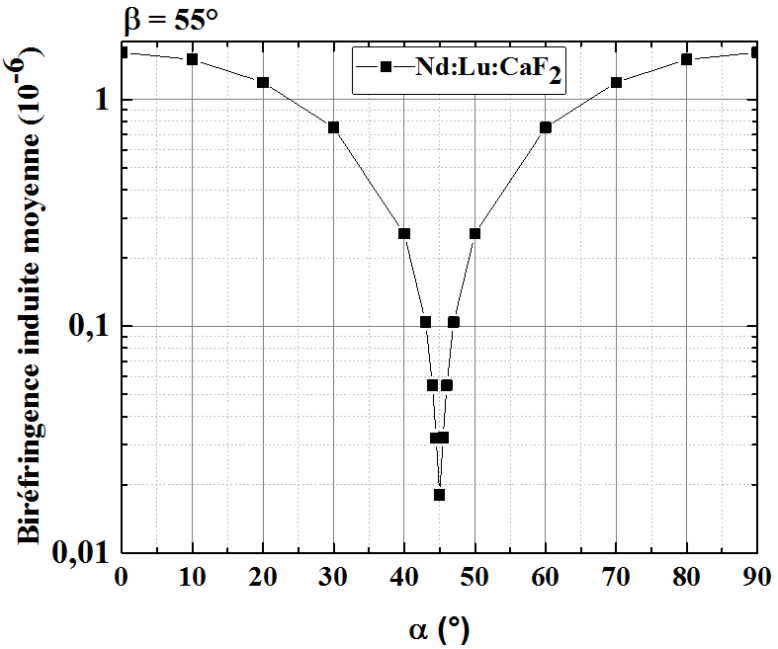


Figure IV-13 *Biréfringence induite moyenne dans le barreau parallélépipédique pompé transversalement en fonction de* $\alpha = [0°,..,90°]$ *pour* $\beta = 55°$.

L'évolution de la biréfringence induite moyenne en fonction de α ne présente aucune particularité et est de plus grande symétrie autour de l'angle de minimisation que la [**Figure IV-12**].

Nous allons pouvoir évaluer la tolérance sur les angles α et β pour la minimisation de la biréfringence induite.

3.4 Tolérance sur l'angle de minimisation de la biréfringence induite et pourcentage de réduction

À partir des [**Figure IV-12**] et [**Figure IV-13**], le pourcentage de réduction de la biréfringence induite est donnée en fonction de la tolérance sur les angles α et β.

Sur la [**Figure IV-12**], la biréfringence moyenne maximale est de $\Delta n_{moy\,MAX} = 1{,}12.10^{-6}$. Elle est obtenue lorsque la maille cristalline est alignée sur la géométrie de l'échantillon [**Figure IV-1**]. La [**Figure IV-14**] permet de détailler les valeurs obtenues autour de la biréfringence induite minimale.

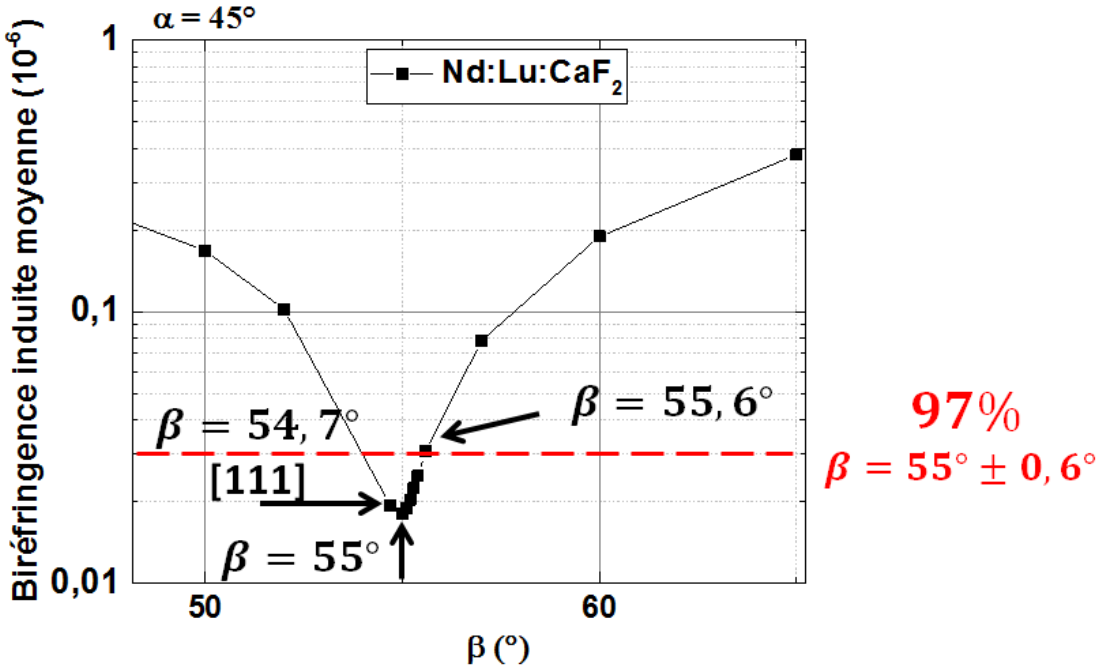


Figure IV-14 *Biréfringence induite moyenne minimale dans le barreau parallélépipédique pompé transversalement. La minimisation de la biréfringence est proche de l'orientation cristalline [111]. Pour une réduction de 97% de la biréfringence induite, la tolérance sur l'angle* β *est de* ± *0,6°*

Pour l'ensemble des valeurs minimales obtenues pour $\alpha = 45°$ fixé et $\beta = [54{,}7°,\ldots,55{,}6°]$ la réduction de la biréfringence est de 97 %. La tolérance à respecter pour obtenir une telle réduction est très restrictive *(*$55° \pm 0{,}6°$*).* La réduction de biréfringence diminue rapidement. Pour une tolérance sur l'angle β de ± *5°*, la biréfringence est minimisée de 85 %. Ces résultats sont répertoriés dans la [**Table IV-2**].

Sur la [**Figure IV-13**], la biréfringence moyenne maximale est de $\Delta n_{moy\ MAX} = 1{,}16.10^{-6}$.

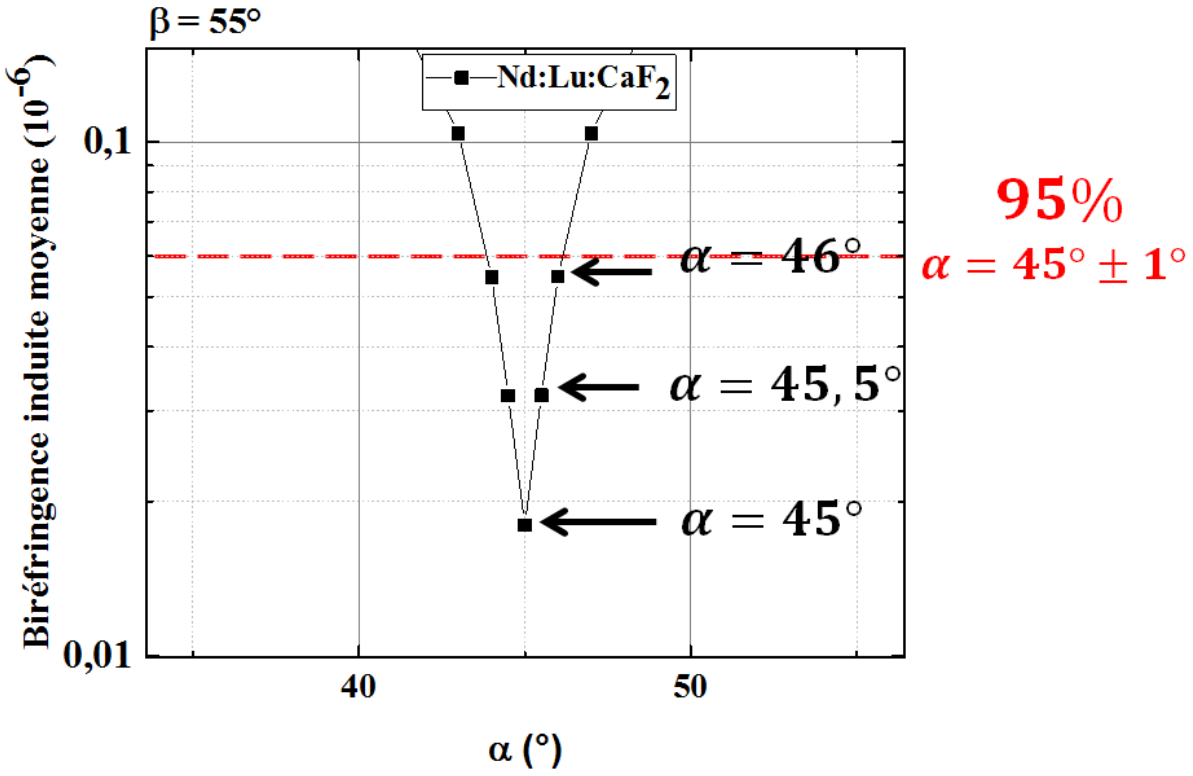


Figure IV-15 *Biréfringence induite moyenne minimale en fonction de* α *pour* β = 55°. *Pour une réduction de 97% de la biréfringence induite, la tolérance sur l'angle* α *est de* 45° ± 0,5°

Le pourcentage de réduction de la biréfringence induite est répertorié dans la [**Table IV-2**] dans le cas du barreau parallélépipédique pompé transversalement.

Réduction de biréfringence (%)	Tolérance sur β (°)	Tolérance sur α (°)
97	55° ± 0,6°	45° ± 0,5°
93	55° ± 3°	45° ± 1,5°
85	55° ± 5°	45° ± 3,5°

Table IV-2 *Réduction de la biréfringence induite et tolérances sur les angles* α *et* β *associées*

Généralement, les instruments utilisés pour orienter les échantillons de Nd :Lu :CaF_2 ont une précision de ± 5° (discussion avec le CIMAP), limitant ainsi la réduction de biréfringence induite jusqu'à 85%.

4 Simulation de la biréfringence induite des échantillons de Nd :Lu :CaF_2

Nous allons dans ce paragraphe étudier l'impact sur la biréfringence induite de la rotation de la maille cristalline autour de l'axe $(0z)$ pour une orientation cristalline suivant la direction [111] puis pour une orientation cristalline aléatoire.

4.1 Impact de la rotation de la maille cristalline autour de (0z) pour une orientation cristalline suivant [111]

Les échantillons de Nd :Lu :CaF_2 [**Figure II-32**] sont orientés tels que l'axe $(0z)$ du laboratoire (selon la longueur de l'échantillon) soit aligné sur l'orientation cristalline [111]. Cependant, aucune information n'est donnée sur l'orientation des deux autres axes $(0x, 0y)$ du repère du laboratoire. Pour étudier si la position de ces deux autres axes a une influence sur la biréfringence induite, nous introduisons un troisième angle de rotation autour de l'axe $(0z)$, noté θ, pour α et β fixés [**Figure IV-16**].

Le schéma de gauche [**Figure IV-16**] représente le repère du laboratoire $(0, x, y, z)$ orienté par rapport à la maille cristalline à l'aide des angles α et β (non représentés). Sur le schéma de droite [**Figure IV-16**], α et β sont inchangés et le repère du laboratoire est tourné d'un angle $\theta > 0$ autour de l'axe $(0z)$ du laboratoire.

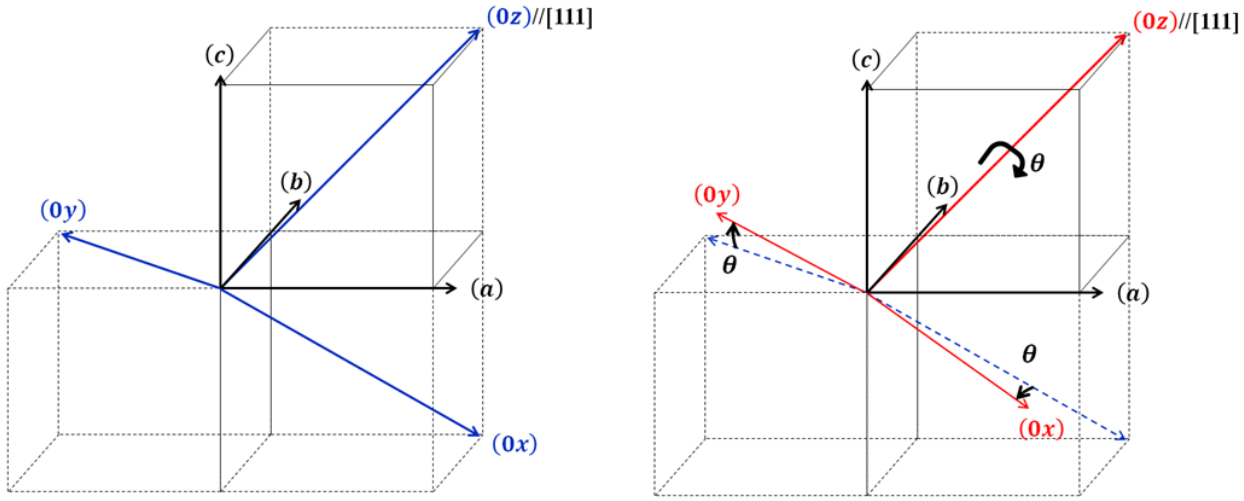


Figure IV-16 *Schéma de rotation de la maille cristalline autour de l'axe (0z). Pour l'exemple, (0z) est orienté parallèle à la direction [111] de la maille cristalline.*

Les distributions sont calculées pour α et β fixés [Eq. **110**], suivies d'une rotation d'angle θ autour de l'axe $(0z)$ du laboratoire :

$$\boldsymbol{R}_{[0z,\theta]}\,\boldsymbol{R}_{[0y,\beta]}\,\boldsymbol{R}_{[[001],\alpha]} = \begin{bmatrix} cos(\theta) & sin(\theta) & 0 \\ -sin(\theta) & cos(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} cos(\beta) & 0 & -sin(\beta) \\ 0 & 1 & 0 \\ sin(\beta) & 0 & cos(\beta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} cos(\alpha) & sin(\alpha) & 0 \\ -sin(\alpha) & cos(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \textbf{(121)}$$

Les contraintes dans le repère de la maille cristalline se calculent avec l'expression suivante :

$$\boldsymbol{\sigma}_{(0,X,Y,Z)} = \boldsymbol{R}_{[[001],-\alpha]}\,\boldsymbol{R}_{[0y,-\beta]}\,\boldsymbol{R}_{[0z,-\theta]}\,\boldsymbol{\sigma}_{(0,x,y,z)}\,\boldsymbol{R}_{[0z,\theta]}\,\boldsymbol{R}_{[0y,\beta]}\,\boldsymbol{R}_{[[001],\alpha]} \quad \textbf{(122)}$$

Dans le cas d'une orientation pour laquelle l'axe $(0z)$ du laboratoire est parallèle à la direction cristalline [111], les angles α et β valent respectivement 45° et 54,7°. La [**Figure IV-17**] représente la distribution de biréfringence induite pour $\alpha = 45°$ et $\beta = 54{,}7°$ fixés et $\theta = [-90°,..,90°]$.

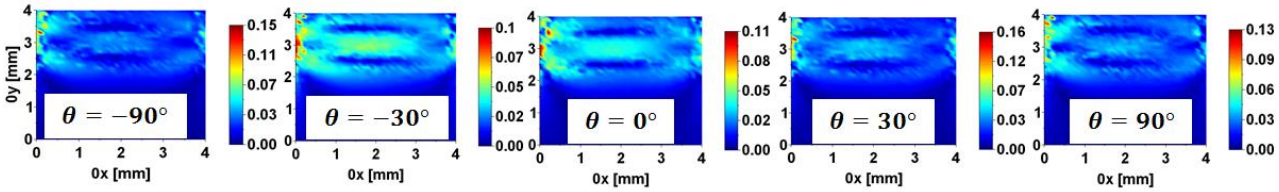


Figure IV-17 *Distributions de biréfringence induite dans le Nd :Lu :CaF_2 pour différentes rotations autour de l'axe (0z) orienté suivant [111].*

La distribution de biréfringence est π périodique en θ. Contrairement au comportement de la biréfringence en fonction de α et β, aucune symétrie n'est obtenue entre les valeurs $\theta = -90°$ et $\theta = 90°$. Aucune pente de la distribution de biréfringence n'est observable sur la [**Figure IV-17**]. La rotation $\theta = [-90°,..,90°]$ induit une légère variation d'amplitude.

Pour étudier l'impact de la rotation θ pour une orientation cristalline proche de [111], nous représentons la biréfringence induite moyennée sur la surface du barreau [**Figure IV-18**] pour $\theta = [-90°,..,90°]$. L'angle α est fixé à $\alpha = 45°$ et β varie autour de 54,7°.

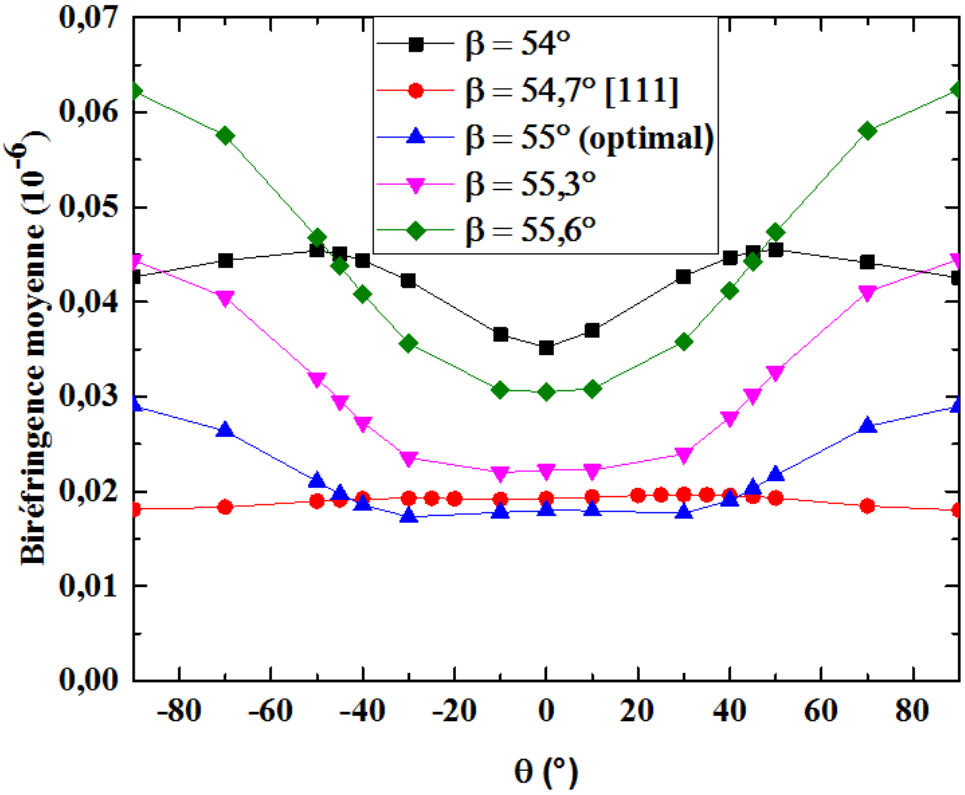


Figure IV-18 *Biréfringence induite moyenne dans le barreau parallélépipédique pompé transversalement en fonction de* $\theta = [-90°,..,90°]$ *pour* $\alpha = 45°$ et β *variant autour de 55°.*

Sur l'intervalle $\theta = [-90°,..,90°]$, les plus fortes variations d'amplitude vont de $\Delta n = 0{,}03.10^{-6}$ à $\Delta n = 0{,}06.10^{-6}$ pour $\beta = 55{,}6°$ [**Figure IV-14**]. Ce qui signifie que si $\beta = 55{,}6°$ et que l'angle θ n'est pas connu, la réduction de biréfringence peut chuter de 4 points, passant de 97 % de réduction à 93 %. La tolérance sur l'angle θ a donc moins d'importance comparée à celle sur les angles α et β [**Table IV-2**]. Ce résultat permet de conclure que l'optimisation de la biréfringence induite est obtenue principalement en alignant l'axe $(0z)$ du laboratoire sur la direction cristalline $\alpha = 45°$ et $\beta = 55°$.

Remarquons que les distributions représentées en annexe [**A**, § **2**] et les résultats de la [**Table IV-2**] et de la [**Figure IV-18**] sont réalisés à partir des simulations sur le Nd :Lu :CaF_2 pour un coefficient d'absorption $\alpha_{BL} = 2{,}22\ cm^{-1}$. Dans le cas où le coefficient d'absorption vaut $\alpha_{BL} = 1{,}72\ cm^{-1}$ [Chap **II**, § **9.2**], les distributions de biréfringence induite sont identiques d'amplitude légèrement inférieure. L'ensemble des valeurs moyennes de biréfringence [**Figure IV-12**], [**Figure IV-13**], [**Figure IV-18**] diminuent d'une valeur constante et les résultats la [**Table IV-2**] sur le pourcentage de réduction et la tolérance sur l'angle β sont conservés.

4.2 Impact de la rotation de la maille cristalline autour de l'axe (0z) pour une orientation cristalline aléatoire

L'objectif de ce paragraphe est de retrouver les orientations cristallines des échantillons de Nd :Lu :CaF_2 [**Figure II-32**]. La recherche s'effectue sur les échantillons B37, B38, B48 et B51. Ces échantillons ont un coefficient d'absorption $\alpha_{BL} = 1{,}72\ cm^{-1}$. Pour retrouver les mêmes distributions de biréfringence induite que celles obtenues en mesure, nous adaptons le coefficient d'absorption $\alpha_{BL} = 1{,}72\ cm^{-1}$ dans les simulations.

Les distributions représentées en annexe [**A** § **4**] pour un coefficient d'absorption $\alpha_{BL} = 2{,}22 cm^{-1}$ permettent de retrouver les inclinaisons observables sur les échantillons de Nd :Lu :CaF_2 avec des amplitudes plus élevées.

Nous étudions l'impact de la rotation θ autour de l'axe $(0z)$ pour une orientation cristalline fixée par les angles α et β, différente de [111]. Dans un premier temps, les cas particuliers sur l'angle α et β sont traités [§ **4.2.1**]. L'ensemble des cas particuliers sont répertoriés dans la [**Table IV-3**] qui sert de support visuel. Dans un second temps, le cas général est dans le sous paragraphe [§ **4.2.2**].

4.2.1 *Cas particuliers*

La [**Table IV-3**] représente l'ensemble des distributions de biréfringence induite pour des valeurs particulières des angles α et β. Les cas particuliers sur l'angle α puis sur l'angle β sont traités dans cet ordre. En revanche, dans la [**Table IV-3**], les distributions de biréfringence induite sont affichées dans l'ordre des α et β croissants.

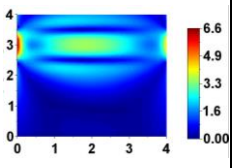
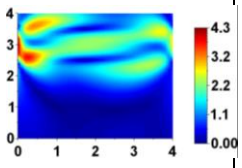
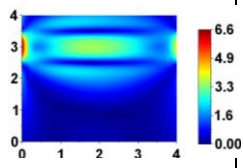
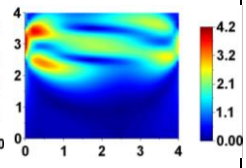
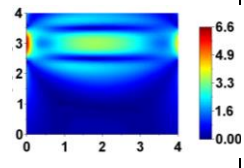
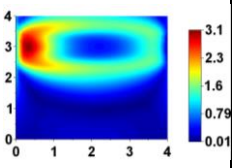
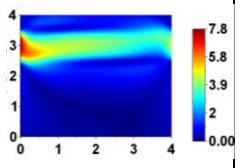
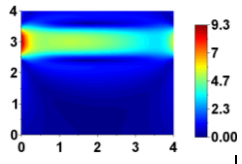
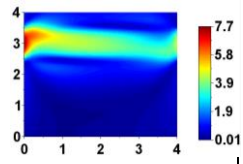
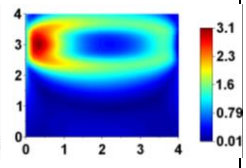
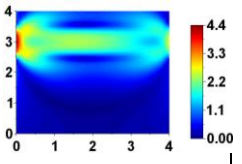
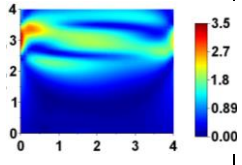
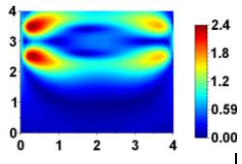
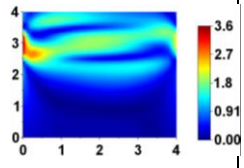
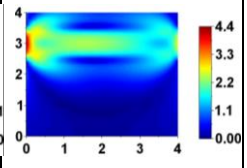
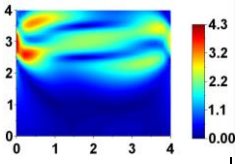
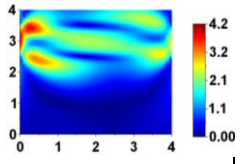
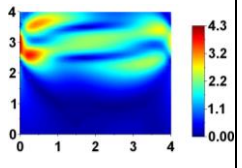
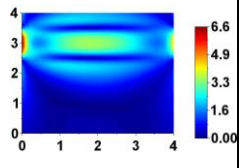
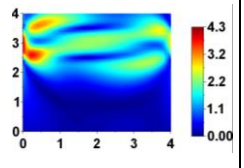
	$\boldsymbol{\theta = -90}$	$\boldsymbol{\theta = -30°}$	$\boldsymbol{\theta = 0°}$	$\boldsymbol{\theta = 30°}$	$\boldsymbol{\theta = 90°}$
$\boldsymbol{\alpha = 0°,}$ $\boldsymbol{\beta = 0°}$					
$\boldsymbol{\alpha = 0°,}$ $\boldsymbol{\beta = 50°}$					
$\boldsymbol{\alpha = 45°}$ $\boldsymbol{\beta = 30°}$					
$\boldsymbol{\alpha = 60°}$ $\boldsymbol{\beta = 0°}$					

Table IV-3 *Distributions de biréfringence induite dans le Nd :Lu :CaF_2 pour* (α, β) *fixés et* $\theta \in \left[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}\right]$. *Support visuel des cas particuliers.*

Dans le cas particulier où $\alpha = 0°$ [**Table IV-3**], la rotation $\theta = [-90°, 90°]$ opère une symétrie inversée sur la distribution de biréfringence induite entre $\theta = [-90°, 0°]$ et $\theta = [0°, 90°]$. Dans ce cas particulier, la distribution de biréfringence induite est π - périodique en θ et est symétriquement inversée entre $\theta = [-90°, 0°]$ et $\theta = [0°, 90°]$. Contrairement au comportement que la distribution en α [**Table IV-1**], il n'y a pas d'inversion de l'inclinaison de la distribution entre $\theta = [0°, 45°]$ et $\theta = [45°, 90°]$.

La symétrie inversée entre $\theta = [-90°, 0°]$ et $\theta = [0°, 90°]$ est aussi obtenue dans le cas particulier où $\alpha = 45°$ [**Table IV-3**]. Le cas particulier $\alpha = 90°$, semblable au cas particulier $\alpha = 0°$, n'est pas représenté.

Dans le cas particulier où $\beta = 0°$, la rotation $\theta = [-90°, 90°]$ joue le même rôle que la rotation $\alpha = [-90°, 90°]$ puisqu'il s'agit d'une rotation autour de l'axe $(0z)$ dans les deux cas. Pour $\beta = 0°$ et $\alpha = [-90°, 90°]$, la distribution [**Table IV-1**] est décalée en θ de la valeur prise par α. Le cas $\beta = 0°$ et $\alpha = 60°$ est représenté [**Table IV-3**].

Le cas particulier $\beta = 90°$, semblable au cas particulier $\beta = 0°$, n'est pas représenté.

4.2.2 *Cas général*

A l'exception des cas particuliers précédemment énoncés, le comportement de la distribution de biréfringence induite en fonction de la rotation θ pour $\alpha = [0°, 90°]$ et $\beta = [0°, 90°]$ est différente. La distribution reste toujours π périodique en θ mais ne présente plus de symétrie sur les intervalles $\theta = [-90°, 0°]$ et $\theta = [0°, 90°]$. Un exemple est représenté [**Figure IV-19**] pour $\alpha = 40°$ et $\beta = 70°$.

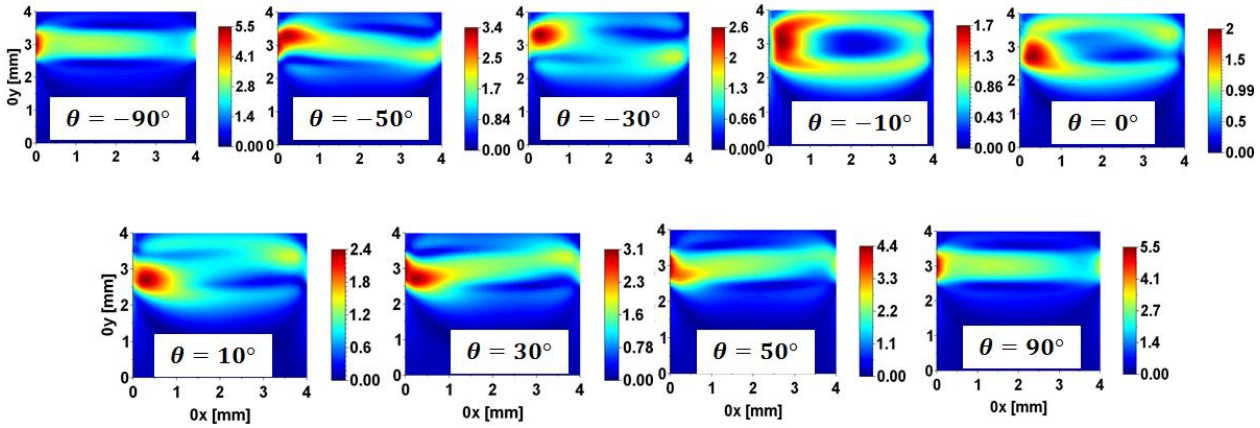


Figure IV-19 *Cas général, exemple avec* $\alpha = 40°$ *et* $\beta = 70°$. *Distributions de biréfringence induite en fonction de* $\theta = [-90°, 90°]$.

Dans le cas général, la distribution de biréfringence induite varie sur tout l'intervalle $\theta = [-90°, 90°]$.

Cependant, une redondance apparait entre les distributions où $0° < \alpha < 45°$ et $45° < \alpha < 90°$. Pour une valeur $\delta = [0°, 90°]$ les distributions obtenues avec $\alpha = 90° - \delta$ sont de symétrie opposée aux distribution obtenues avec $\alpha = 0° + \delta$. Un exemple est représenté [**Table IV-4**] pour $\alpha = 40°$ et $\alpha = 50°$, soit $\delta = 40°$. L'angle β est fixé arbitrairement à 40° pour l'exemple.

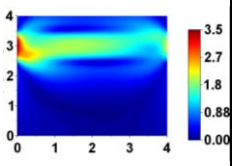
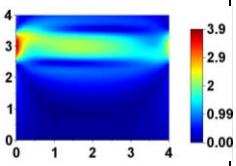
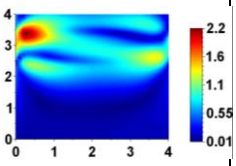
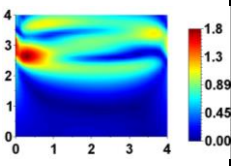
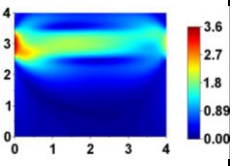
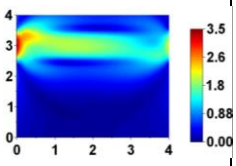
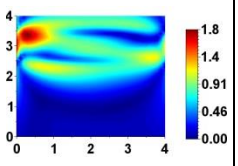
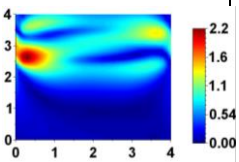
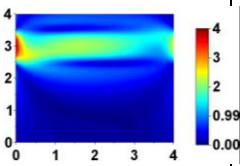
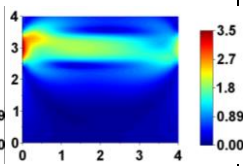
	$\boldsymbol{\theta = -90}$	$\boldsymbol{\theta = -40°}$	$\boldsymbol{\theta = 0°}$	$\boldsymbol{\theta = 40°}$	$\boldsymbol{\theta = 90°}$
$\boldsymbol{\alpha = 40°,}$ $\boldsymbol{\beta = 40°}$					
$\boldsymbol{\alpha = 50°,}$ $\boldsymbol{\beta = 40°}$					

Table IV-4 *Cas général. Distributions de biréfringence induite en fonction de* $\theta = [-90°, 90°]$.

Les distributions pour $\alpha = 0° + \delta$ [**Table IV-4**] et pour $\theta = [0°, 90°]$ sont de symétrie opposée aux distributions obtenues avec $\alpha = 90° - \delta$ [**Table IV-4**] et $\theta = [-90°, 0°]$.

La [**Table IV-4**] permet d'observer que les distributions de biréfringence obtenues pour $\alpha = 40°, \beta = 40°$ [**Table IV-4**, première ligne] sont identiques à la distribution obtenues pour $\alpha = 50°, \beta = 40°$ [**Table IV-4**, seconde ligne], décalée en θ. Il n'est donc pas nécessaire d'observer les distributions de biréfringence sur l'intervalle $\alpha = [45°, 90°]$. L'ajout d'un troisième angle de rotation amène des redondances dans la répartition des contraintes induites sur la maille cristalline.

Les angles d'orientation de la maille cristalline α, β, θ et leurs intervalles d'étude sont donc fixés à $\alpha = [0°, 45°]$, $\beta = [0°, 90°]$ et $\theta = [-90°, 90°]$.

4.3 Comparaison de la biréfringence induite mesurée dans un échantillon de Nd :Lu :CaF_2 et simulée avec orientation cristalline

Après étude du comportement de la biréfringence induite en fonction des trois rotations α, β (voir annexe [**A**, § **5.1**]) et θ (voir annexe [**A**, § **5.2**]), il est possible de comparer les distributions de biréfringence induite des échantillons de Nd :Lu :CaF_2 [**Figure II-32**] avec les simulations obtenues dans les paragraphes [§ **4.1**] et [§ **4.2**]. Nous ne comparerons dans ce paragraphe que les mesures de biréfringence induite de l'échantillon B37.

L'orientation cristalline est déterminée par dichotomie sur les intervalles $\alpha = [0°,..,90°]$, $\beta = [0°,..,90°]$ et $\theta = [-90°, 90°]$. L'ensemble des distributions calculées, représentées en annexe [**A**, § **5**], permettront pour la suite de repérer rapidement l'orientation cristalline des futurs échantillons.

Sur la base des simulations présentées dans les paragraphes [§ **4.1**] et [§ **4.2**], il nous est possible de procéder à une étude systématique du comportement de la biréfringence induite en fonction des trois rotations. On constate empiriquement des distributions typiques de biréfringence induite, ainsi que des amplitudes de biréfringence caractéristiques pour certaines gammes d'orientations. A partir de ce constat, nous tentons dans ce paragraphe de retrouver, par une méthode complètement empirique, un jeu d'angles d'orientation qui permettent de s'approcher des résultats expérimentaux de biréfringence induite dans l'échantillon B37. Cette méthode ne saurait être vue comme une analyse rigoureuse, rien ne permettant aujourd'hui d'affirmer que la solution proposée est unique. Néanmoins, une future comparaison avec une détermination rigoureuse des angles par diffraction de Lauë permettra d'en évaluer le potentiel pour permettre par la suite de repérer rapidement l'orientation cristalline de futurs échantillons.

La recherche de la distribution de la biréfringence mesurée de l'échantillon B37 consiste en une comparaison visuelle avec l'ensemble des simulations de biréfringence induite avec orientation cristalline. Devant le choix important de distributions de biréfringence simulées, nous choisissons arbitrairement d'ordonner la recherche. Premièrement, la simulation doit donner des valeurs de biréfringence induite de même amplitude que celles mesurées. Pour $\alpha = [0°, 10°]$ et $\alpha = [70°, 90°]$ (annexe [**A**, § **5.1**]) les distributions de biréfringence induite ont de fortes amplitudes, excluant la possibilité de retrouver la mesure des échantillons de faible amplitude comme le B37. Pour obtenir des amplitudes faibles, il est nécessaire de se rapprocher de la direction cristalline [111], comme vu dans le paragraphe [§ **3.3**]. Après restriction sur l'angle α imposée par l'amplitude de la biréfringence induite mesurée, la répartition spatiale de la biréfringence induite mesurée se retrouve par dichotomie sur les angles $\beta = [0°,..,90°]$. Les variations de l'angle θ peuvent influencer sensiblement l'amplitude et la répartition spatiale de la biréfringence sur l'intervalle $\theta = [-90°, 90°]$, pour une amplitude maximale fixée par l'angle α. La détermination de l'orientation cristalline de l'échantillon B37 doit donc respecter la faible amplitude de biréfringence induite et une répartition spatiale similaire à celle obtenue en mesure.

La biréfringence induite mesurée sur l'échantillon B37 est très bruitée et la distribution de biréfringence induite dans la zone de pompe est délicate à retrouver en simulation. Elle présente une légère pente positive [**Figure IV-20**, (a)]. Dans la zone de pompage, la biréfringence induite est inférieure à $\Delta n = 1.10^{-6}$, exceptée sur la petite zone centrale ($\Delta n_{\max\ local} = 1{,}5.10^{-6}$), de même amplitude que sur la partie supérieure à la zone de pompe. En dehors de la zone de pompage, l'amplitude est centrée en $1{,}6.10^{-6}$. Les distributions à faible amplitude s'obtiennent sur les simulations réalisées pour $\alpha = [30°,..,60°]$. La distribution de biréfringence induite reprenant les caractéristiques de celle de l'échantillon B37 est obtenue pour $\alpha = 30°$, $\beta = 30°$ et $\theta = 50°$ [annexe **A**, § **5.3**]. La [**Figure IV-20**] représente les distributions de biréfringence induite mesurées sur l'échantillon B37 et les distributions simulées pour $\alpha = 30°$, $\beta = 30°$ et $\theta = 50°$.

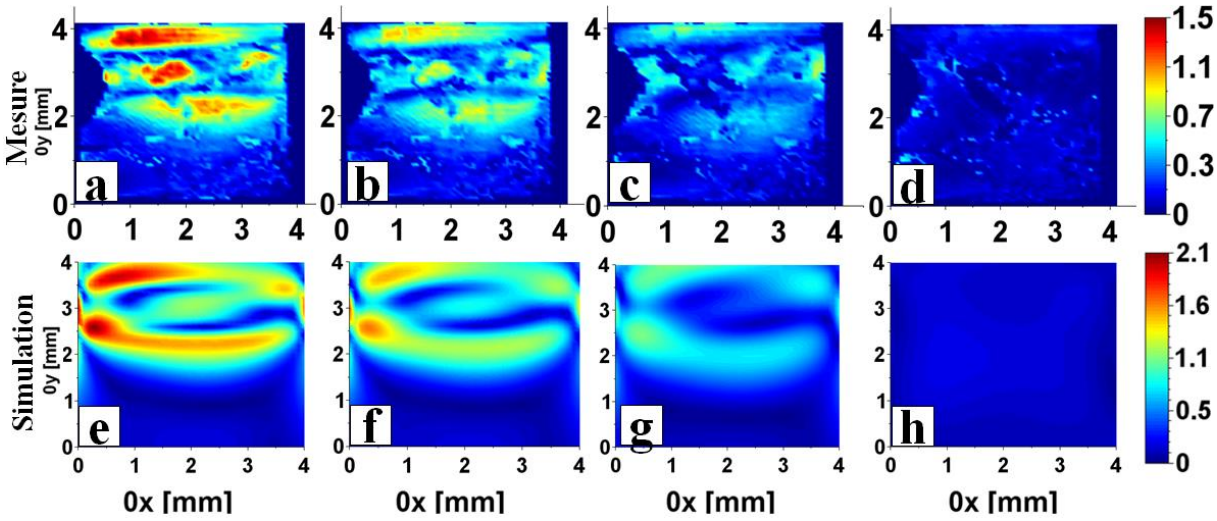


Figure IV-20 *Mesure de la biréfringence induite sur l'échantillon B37 à (a) 10 ms, (b) 30 ms, (c) 100 ms et (d) 1 s après pompage. Simulations sur le Nd :Lu :CaF_2 pour une orientation cristalline* $\alpha = 30°$, $\beta = 30°$ *et* $\theta = 50°$ *à (e) 10 ms, (f) 30 ms, (g) 100 ms et (h) 1 s après pompage.*

Les distributions de biréfringence induite au cours du temps sont représentatives des mesures. La comparaison des amplitudes de biréfringence induite mesurée et simulée se fait en moyennant la biréfringence induite sur une zone de sélection semblable aux deux distributions centrées sur la zone de pompe [**Figure IV-21**].

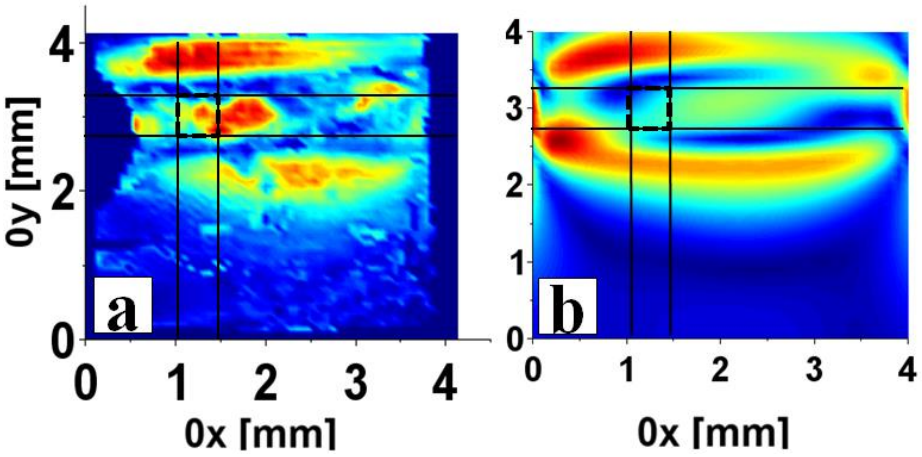


Figure IV-21 *Zone de sélection pour le calcul de la biréfringence induite moyenne (a) mesurée, (b) simulée.*

La [**Figure IV-22**] représente la biréfringence moyenne au cours du temps de l'échantillon B37 et celle de la simulation du Nd :Lu :CaF_2 orienté suivant $\alpha = 30°$, $\beta = 30°$ et $\theta = 50°$.

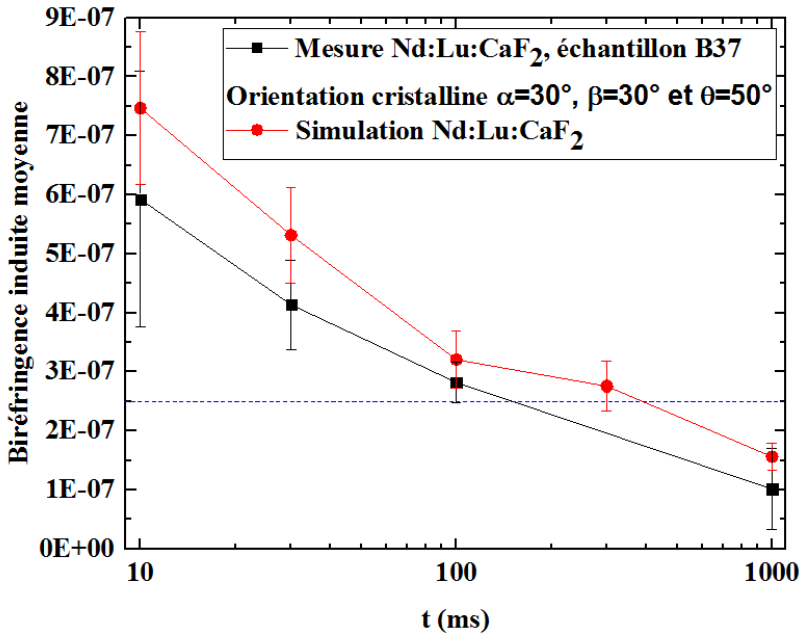


Figure IV-22 *Biréfringence induite moyenne mesurée échantillon B37 et biréfringence induite moyenne de la simulation du Nd :Lu :CaF_2 pour l'orientation cristalline* $\alpha = 30°$, $\beta = 30°$ *et* $\theta = 50°$. *La biréfringence minimale interprétable est représentée en pointillés bleus. Les lignes entre les points de mesure sont un guide pour l'œil.*

Pour les temps d'observation $10\,ms$, $30\,ms$ et $100\,ms$, la simulation reproduit le comportement en amplitude de l'échantillon B37. À 1 s, la mesure est inférieure au seuil de signal interprétable.

La méthode visuelle reste cependant très approximative. Pour une analyse plus fine et plus certaine, il serait nécessaire de développer un code numérique permettant de caractériser les similitudes spatiales entre les distributions mesurées et simulées ainsi que leur amplitude. Après recalage des images mesurée et simulée, le coefficient de corrélation pourra être calculé entre la mesure et les simulations pour l'ensemble des valeurs du triplet (α, β, θ). Ce code de calcul pourra en complément renseigner sur l'unicité des distributions de biréfringence induite pour l'ensemble des triplets (α, β, θ).

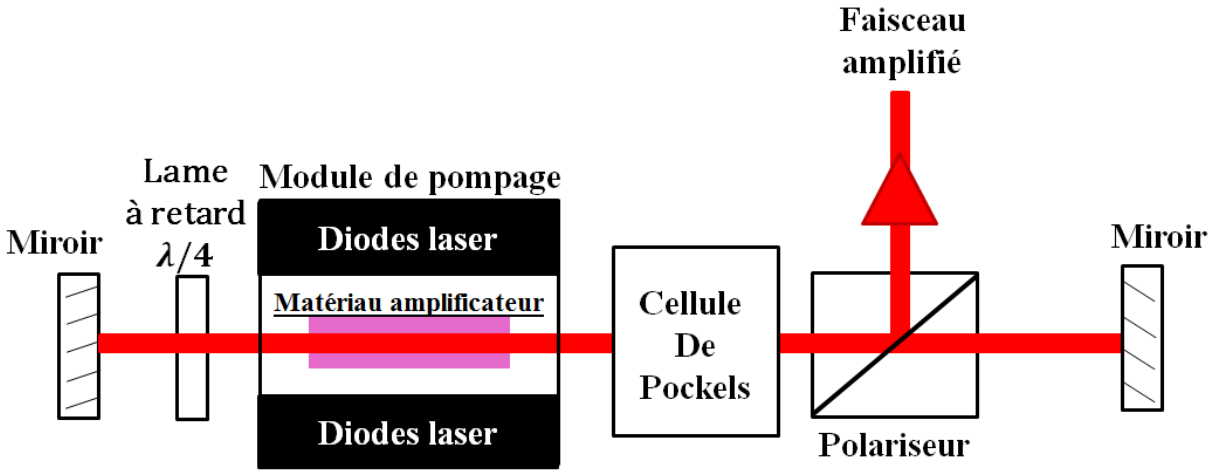
Les résultats de cette méthode seront à comparer à de prochaines mesures d'orientation cristalline des barreaux de Nd :Lu :CaF_2, réalisée à l'aide d'un diffractomètre de Lauë.

5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'influence de l'orientation cristalline du matériau Nd :Lu :CaF_2 sur la biréfringence induite par pompage [§ **1**]. Nous nous sommes inspirés d'une étude sur l'influence de l'orientation cristalline réalisée sur un barreau cylindrique de CaF_2 pompé longitudinalement [§ **2**] afin d'étendre ces résultats au cas d'un barreau de Nd :Lu :CaF_2 parallélépipédique pompé transversalement [§ **3**]. L'orientation cristalline optimale permet de répartir équitablement les contraintes thermomécaniques dans le matériau en fonction des valeurs des coefficients piézo-optiques. La direction optimale est très proche de la direction cristalline [111]. Pour cette orientation cristalline, il est possible de réduire jusqu'à 97 % la biréfringence induite dans les cristaux de Nd :Lu :CaF_2. La tolérance sur les angles de l'orientation cristalline a été étudiée dans le cas de l'orientation cristalline optimale [§ **3.4**]. Dans un second temps, une étude complémentaire nous a permis de caractériser l'impact de la rotation θ autour de l'axe $(0z)$ [§ **4**]. Enfin nous avons proposé de comparer visuellement la biréfringence induite dans l'échantillon B37 à l'ensemble des distributions simulées avec des orientations cristallines obtenues pour différents triplets d'angles (α, β, θ). Une méthode numérique est nécessaire pour déterminer plus précisément l'orientation cristalline des échantillons de Nd :Lu :CaF_2. Des mesures complémentaires d'orientations sur les barreaux de Nd :Lu :CaF_2 sont prévues afin d'être comparées à des résultats numériques.

V. Simulation d'un pompage bilatéral en régime impulsionnel récurrent et perspectives d'études

Ce dernier chapitre introduit une brève étude numérique et présente d'éventuelles perspectives pour la suite. L'objectif est de simuler les effets thermomécaniques induits dans le matériau dans une configuration en amplificateur régénératif [**Figure 0-5**, rappelée ici] et permettre à terme de valider l'utilisation d'un matériau laser.



(Rappel **Figure 0-5***) Schéma de l'amplificateur régénératif. Le faisceau laser à amplifier traverse plus de 50 fois le matériau amplificateur. Il est aiguillé par la cellule de Pockels qui change sa polarisation pour le conserver dans la cavité ou le faire sortir lorsqu'il est suffisamment amplifié.*

Dans ce chapitre, les effets thermomécaniques sont simulés dans un module de pompage diode seul [**Figure 0-5**] dont le modèle simplifié est représenté [**Figure V-1**].

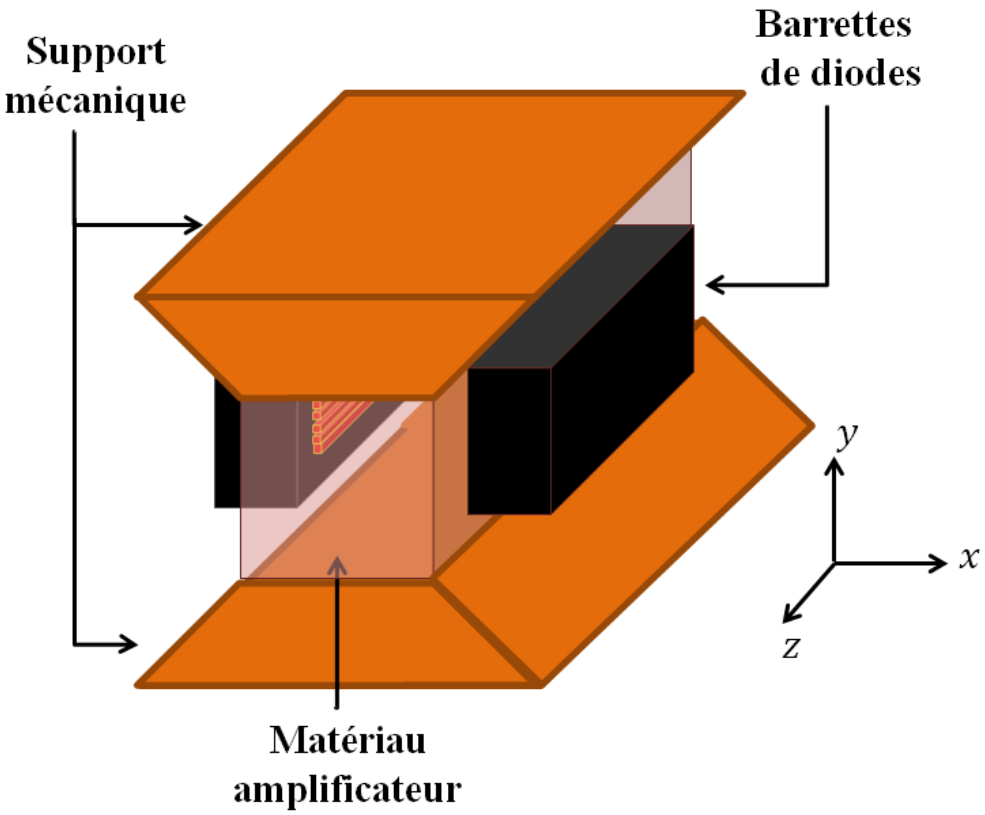


Figure V-1 *Schéma d'un module de pompage diode, composé de deux barrettes de diodes rapprochées du barreau et de deux mâchoires de maintien assurant le refroidissement.*

Le module de pompage diode est composé [**Figure V-1**] de deux barrettes de diodes rapprochées du barreau et d'un maintien mécanique de part et d'autre du barreau assurant le refroidissement. Le pompage est bilatéral et en régime impulsionnel à une récurrence de 10 Hz. Les effets thermomécaniques sont étudiés en sortie du module de pompage diode, soit pour un seul passage du faisceau laser dans le matériau amplificateur.

Le modèle de simulation permet d'étudier le déphasage total induit sur le faisceau, responsable de la déformation du front d'onde du faisceau dans l'amplificateur régénératif. Dans un premier temps, nous définirons les contributions du déphasage total induit sous pompage [§ **1**]. La biréfringence induite responsable de pertes d'intensité sur le faisceau laser est aussi simulée.

Dans ce chapitre, nous étendons les études numériques des chapitres III et IV à la configuration du module de pompage diode [**Figure V-1**]. Le modèle numérique présenté

dans le [Chap. **III**] est adapté pour simuler le pompage bilatéral et le régime impulsionnel à une récurrence de10 Hz.

Dans un deuxième temps, les distributions de température et de biréfringence induite dans un module de pompage diode sont représentées au cours du temps. Le régime établi est défini dans le cas d'un barreau de LG760 et de Nd :Lu :CaF_2 [§ **2**]. Enfin, les distributions des contributions du déphasage total sont représentées en régime établi et comparées entre le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 [§ **3**]. Les résultats obtenus sur l'orientation cristalline du Nd :Lu :CaF_2 dans le [Chap. **IV**] sont appliqués dans le cas d'un module de pompage diode et l'étude pourra être poursuivie afin d'optimiser le déphasage total induit par le pompage.

1 Contributions au déphasage total induit sous pompage

Le déphasage total en sortie du barreau est la somme de trois contributions : la déformation des surfaces d'entrée / de sortie du barreau, la variation de l'indice de réfraction en fonction de la température et la variation de l'indice de réfraction en fonction des contraintes thermomécaniques [75]. Ces contributions sont détaillées dans les paragraphes [§ **1.1**, § **1.2** et § **1.3**]. L'objectif est de pouvoir évaluer le déphasage total induit dans le cas d'un module de pompage diode.

1.1 La déformation des surfaces d'entrée / de sortie du barreau

Lorsque le barreau est pompé, les contraintes thermomécaniques induisent un déplacement latéral de la matière et déforment les surfaces du barreau. Les déformations des surfaces par lesquelles le faisceau entre et sort ont un impact sur le déphasage du faisceau. La [**Figure V-2**] représente le faisceau traversant le barreau et la déformation des surfaces d'entrée / de sortie du barreau.

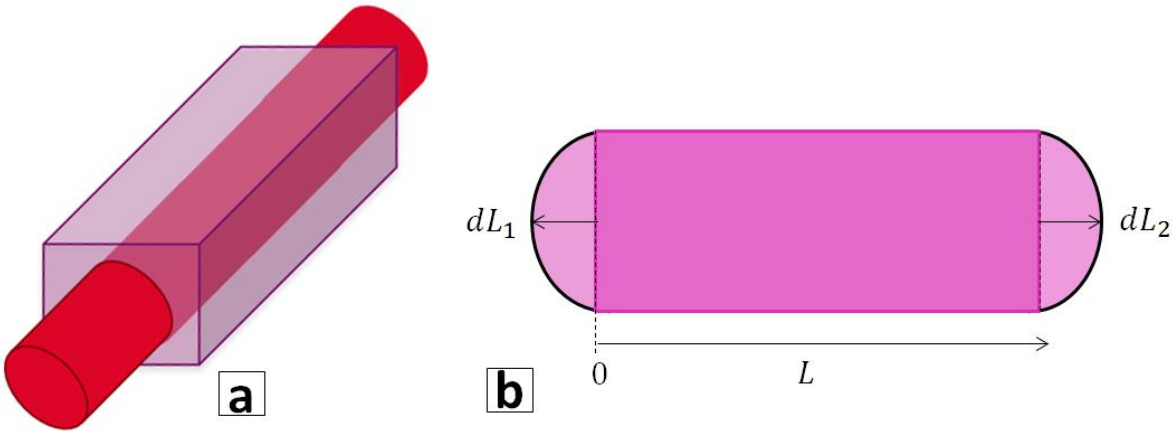


Figure V-2 *(a) Schéma du faisceau traversant le barreau (b) schéma exagéré des surfaces d'entrée / de sortie du faisceau déformées sous pompage. La longueur du barreau est notée L et les déplacements maxima dL des surfaces valent respectivement* dL_1 *et* dL_2*, suivant l'axe orienté (0z).*

Le déphasage induit par la déformation des surfaces d'entrée / de sortie du faisceau est décrit par l'expression [Eq. **123**].

$$\Delta\varphi_{dL}(x,y,t) = \frac{2\pi}{\lambda} n_0(-dL_1(x,y,t) + dL_2(x,y,t)) \qquad \textbf{(123)}$$

où n_0 est l'indice de réfraction du matériau, λ la longueur d'onde du faisceau laser (nm) et dL_i avec $i = (1,2)$ est le déplacement local (m) des surfaces d'entrée / de sortie dans la direction $(0z)$. Le déphasage $\Delta\varphi_{dL}\,(rad)$ induit par la déformation des surfaces est proportionnel à la somme du déplacement local des deux extrémités du barreau.

1.2 Variation de l'indice de réfraction en fonction de la température

La variation de l'indice de réfraction du matériau en fonction de la température est décrite par l'expression [Eq. **124**].

$$\Delta n_{\frac{dn}{dT}}(x,y,z,t) = \frac{dn}{dT}[T(x,y,z,t) - T_0] \qquad \textbf{(124)}$$

avec T_0 la température initiale supposée homogène dans le matériau, $\frac{dn}{dT}$ le coefficient thermo-optique du matériau et $T(x,y,z,t)$ la distribution de température induite par le pompage.

Le déphasage induit par la variation de l'indice de réfraction en fonction de la température s'évalue en sortie du barreau, en $z = L$ et s'écrit comme la somme des déphasages locaux de l'ensemble des tranches du barreau [Eq. **125**].

$$\Delta\varphi_{\frac{dn}{dT}}(x,y,z=L,t) = \frac{2\pi}{\lambda}\sum_{i=1}^{N}\Delta n_{\frac{dn}{dT}}(x,y,z_i,t)\,dz_i \qquad \textbf{(125)}$$

avec λ la longueur d'onde du faisceau laser $(1053\ nm)$, N le nombre de tranches discrétisées dans le barreau, L la longueur du barreau (m), $\Delta n_{\frac{dn}{dT}}(x,y,z_i,t)$ la variation d'indice de réfraction calculée dans la tranche i et dz_i l'épaisseur de la tranche.

1.3 La variation de l'indice de réfraction en fonction des contraintes mécaniques

L'indice de réfraction varie en fonction des contraintes mécaniques, comme nous avons pu le voir précédemment en calculant la biréfringence induite par le pompage dans le barreau. La variation de l'indice de réfraction sur les axes neutres de la biréfringence sont notés Δn_1 et Δn_2 [Eq. **70**, rappelée ici]

$$n_{1,2} = n_0 + \Delta n_{1,2}$$

Pour évaluer la contribution thermomécanique, les variations Δn_1 et Δn_2, calculés pour la résolution de la biréfringence induite, sont moyennés [28] [Eq. **126**].

$$\Delta n_{\frac{dn}{d\sigma}}(x,y,z,t) = \frac{(\Delta n_1(x,y,z,t) + \Delta n_2(x,y,z,t))}{2} \quad \textbf{(126)}$$

Dans les faits, le déphasage thermomécanique $\Delta n_{\frac{dn}{d\sigma}}$ dépend de la polarisation incidente. La moyenne des variations Δn_1 et Δn_2 permet de traiter le cas général. L'expression [Eq. **126**] est donc une simplification permettant de travailler sur une valeur unique.

Le déphasage induit par la variation de l'indice de réfraction en fonction de la contrainte mécanique s'évalue en sortie du barreau, en $z = L$ et s'écrit comme la somme des déphasages locaux de l'ensemble des tranches du barreau [Eq. **127**].

$$\Delta\varphi_{\frac{dn}{d\sigma}}(x,y,z=L,t) = \frac{2\pi}{\lambda}\sum_{i=1}^{N} \Delta n_{\frac{dn}{d\sigma}}(x,y,z_i,t)\, dz_i \quad \textbf{(127)}$$

Dans le cas du déphasage thermomécanique, les variations des indices de réfraction ne sont plus soustraites comme dans l'étude de la biréfringence, mais sommées. Les distributions du déphasage thermomécanique et de la biréfringence induite sont donc très différentes. Par calcul de la moyenne des variations de Δn_1 et Δn_2, la contribution thermomécanique est évaluée indépendamment de la polarisation incidente du faisceau. Expérimentalement, deux déphasages thermomécaniques sont induits. Le premier correspondant à la variation d'indice Δn_1 et l'autre à la variation d'indice Δn_2. Le déphasage thermomécanique résultant est une combinaison linéaire de ces deux déphasages, dépendant de l'angle entre la polarisation incidente et des axes neutres du barreau.

1.4 Déphasage total induit en sortie du barreau pompé

Le déphasage total que subit le faisceau en traversant le barreau pompé est la somme des trois phénomènes présentés [§ **1.1**, § **1.2** et § **1.3**]. Le déphasage total s'écrit :

$$\Delta\varphi_{total}(x,y,z=L,t) = \Delta\varphi_{dL}(x,y,t) + \Delta\varphi_{\frac{dn}{dT}}(x,y,z=L,t) + \Delta\varphi_{\frac{dn}{d\sigma}}(x,y,z=L,t) \quad \textbf{(128)}$$

Avec $\Delta\varphi_{dL}$ le déphasage induit par la déformation des surfaces d'entrée / de sortie du barreau, $\Delta\varphi_{\frac{dn}{dT}}$ le déphasage thermo-optique et $\Delta\varphi_{\frac{dn}{d\sigma}}$ le déphasage thermomécanique.

Dans les paragraphes suivants, le modèle de simulation du module de pompage diode est présenté puis utilisé pour calculer les contributions du déphasage total dans le cas du LG760 et du Nd :Lu :CaF_2.

2 Simulation d'un pompage bilatéral en régime impulsionnel récurrent

Le module de pompage diode [**Figure V-1**] est composé de deux barrettes de diode fournissant la même énergie incidente à la même fréquence de répétition à $10\,Hz$. Pour simuler la configuration du module de pompage diode, la source de chaleur définie [Chap. **III**] est adaptée pour simuler le pompage bilatéral et le régime impulsionnel récurrent.

2.1 Expression de la source de chaleur

La simulation de la source de chaleur est très proche de celle utilisée dans le [Chap. **III**]. La distribution du pompage optique et son évolution temporelle sont simulées à l'aide de fonctions analytiques supergaussiennes d'ordre 8. De cette façon, la géométrie rectangulaire du pompage et de l'impulsion temporelle en « top-hat » sont correctement définies. L'absorption de la pompe le long de l'épaisseur du matériau suit la loi d'absorption de Beer-Lambert [Eq. **5**] et la source de chaleur est définie par le produit des fonctions analytiques. Les différences du modèle pour simuler le pompage bilatéral en régime impulsionnel récurrent en comparaison avec le modèle présenté [Chap. **III**] sont :

- la durée de l'impulsion de 3 ms raccourcie à $400\ \mu s$,

- le régime impulsionnel à une récurrence de $10\,Hz$,

- l'ajout d'une fonction analytique spatiale pour la simulation du pompage de la deuxième barrette de diodes.

La source de chaleur s'écrit :

$$\mathrm{Q}_0(x,y,z,t) = P_{th} * (an_{1,\rightarrow}(x) + an_{1,\leftarrow}(x)) * an_2(y) * an_3(z) * an_4(t) \qquad \textbf{(129)}$$

Avec $an_{1,\leftarrow}(x)$ la fonction analytique spatiale simulant le pompage de la deuxième barrette de diodes. Elle permet de symétriser la loi d'absorption définie pour les x croissants $an_{1,\rightarrow}(x)$ aux x décroissants. L'absorption est identique sur les deux côtés du barreau. Le coefficient Pth correspond à la puissance thermique déposée dans le matériau [Eq. **29**, rappelée ici].

$$P_{th} = \eta_H P_{abs}$$

Les fonctions analytiques $an_i,\ i = (1,..,4)$ sont définies par :

$$an_{1,\rightarrow}(x) = \frac{1}{Norm_x}\alpha_{BL}e^{-\alpha_{BL}(x-x_0)} \quad an_{1,\leftarrow}(x) = \frac{1}{Norm_x}\alpha_{BL}e^{-\alpha_{BL}(-(x-x_0)+e))}$$

$$an_2(y) = \frac{1}{Norm_y}e^{-\left(\frac{y-y_0}{\sigma_y}\right)^8} \qquad an_3(z) = \frac{1}{Norm_z}e^{-\left(\frac{z-z_0}{\sigma_z}\right)^8} \qquad \textbf{(130)}$$

$$an_4(t) = \frac{1}{Norm_t}e^{-\left(\frac{t-t_0}{\sigma_t}\right)^8}$$

Où e est l'épaisseur du matériau, (x_0, y_0, z_0, t_0) les coordonnées centrales des fonctions définies, $(\sigma_y, \sigma_z, \sigma_t)$ les largeurs des supergaussiennes et $Norm_i$ avec $i = (x, y, z, t)$ les coefficients de normalisation de chacune des fonctions.

La fonction $an_1(x)$ est identique à la fonction $an_1(x)$ présentée [Chap. **III**, § **1.2**] et $an_3(z)$ est conservée afin que le pompage reste de longueur 10 mm, légèrement décalée vers le haut du barreau [**Figure V-1**]. Par contre la fonction $an_2(y)$ est élargie pour s'adapter à la taille de la barrette de diodes [**Figure V-1**] et $an_4(t)$ est raccourcie pour passer d'une impulsion temporelle de 3 ms à 400 µs (durée de pompage de fonctionnement correspondant au temps de vie des ions Nd dans l'état excité [Chap. **I**, § **3.2**]). La [**Figure V-3**] représente la fonction $an_4(t)$ pour une fréquence de 10 Hz.

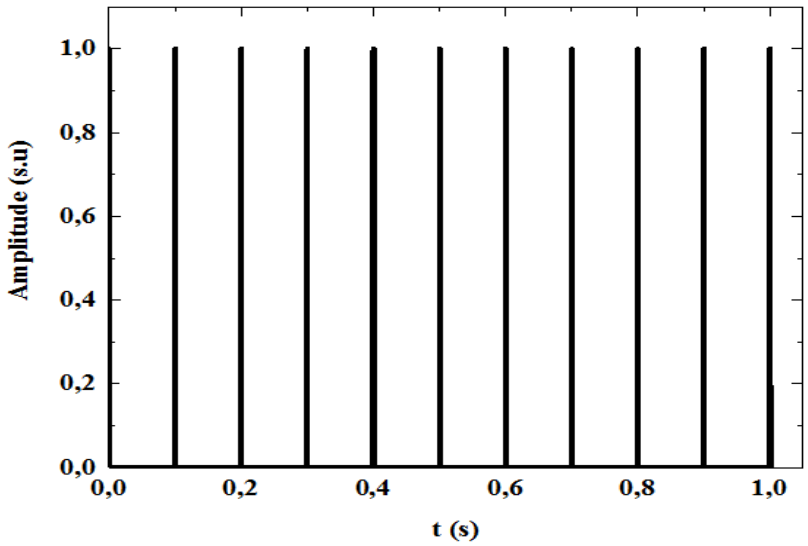


Figure V-3 *Représentation de la fonction temporelle* $an_4(t)$ *pour un régime impulsionnel à une récurrence de* 10 Hz.

La source de chaleur $Q_0(x, y, z, t)$ est centrée en une position (x_0, y_0, z_0) sur le matériau, de taille adaptable selon les directions $(0y)$ et $(0z)$. La source de chaleur est normalisée selon les trois directions $(0x)$, $(0y)$ et $(0z)$. La normalisation permet de directement gérer la valeur de l'énergie déposée avec le coefficient P_{th} de la puissance thermique déposée [Eq. **106**]. La

[**Figure V-4**] présente la distribution thermique bilatérale au centre du barreau sous forme de coupes.

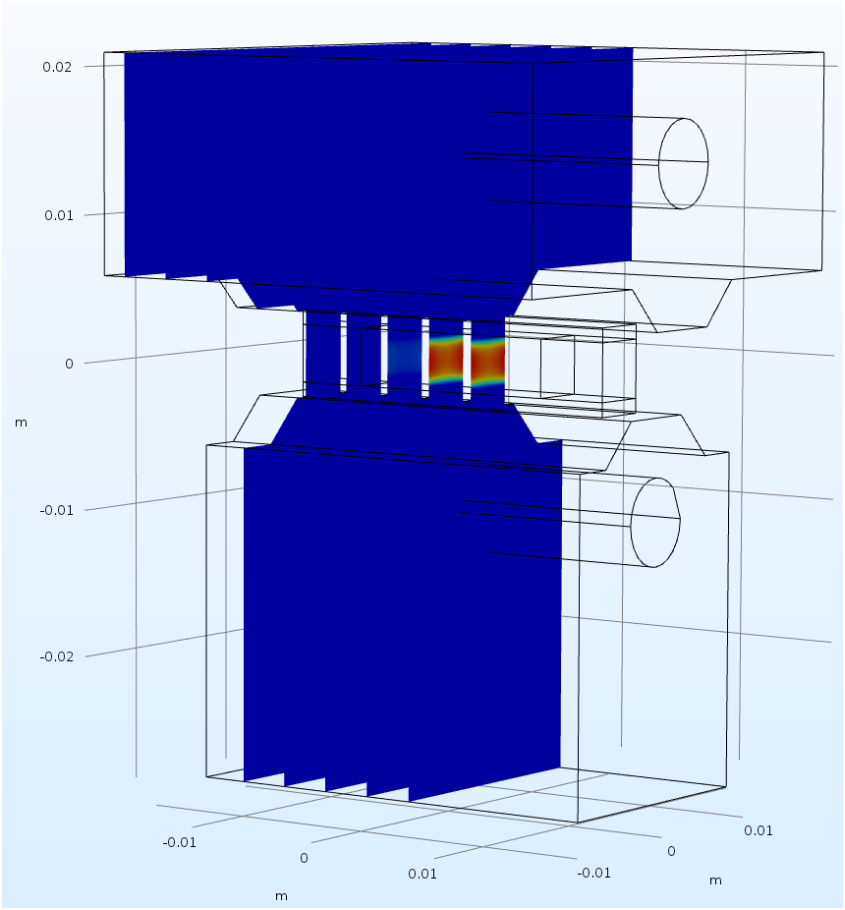


Figure V-4 *Distribution volumique de température dans le barreau simulée par le logiciel COMSOL®. Le barreau est représenté au centre des deux mâchoires mécaniques de maintien, traversées par des cylindres de refroidissement. La représentation est donnée sous forme de coupe afin de montrer la répartition bilatérale de la température le long du barreau.*

La configuration reprend le même modèle mécanique simplifié que dans le [Chap. **III**, **Figure III-2**] avec les mâchoires mécaniques de maintien traversées par les cylindres de refroidissement et le barreau au centre.

L'énergie incidente de pompe est mesurée en sortie des diodes à l'aide d'un calorimètre. Elle est fixée expérimentalement à $250\,mJ$ pour chaque impulsion de $400\,\mu s$. La simulation intègre les réflexions de Fresnel de 4%.

2.2 Observation des grandeurs d'étude en régime établi

La température évolue au fur et à mesure des impulsions jusqu'à atteindre un équilibre entre le dépôt de chaleur dans le matériau et l'extraction de chaleur par les mâchoires de refroidissement. Cet équilibre est appelé par la suite régime établi [**Figure V-5**].

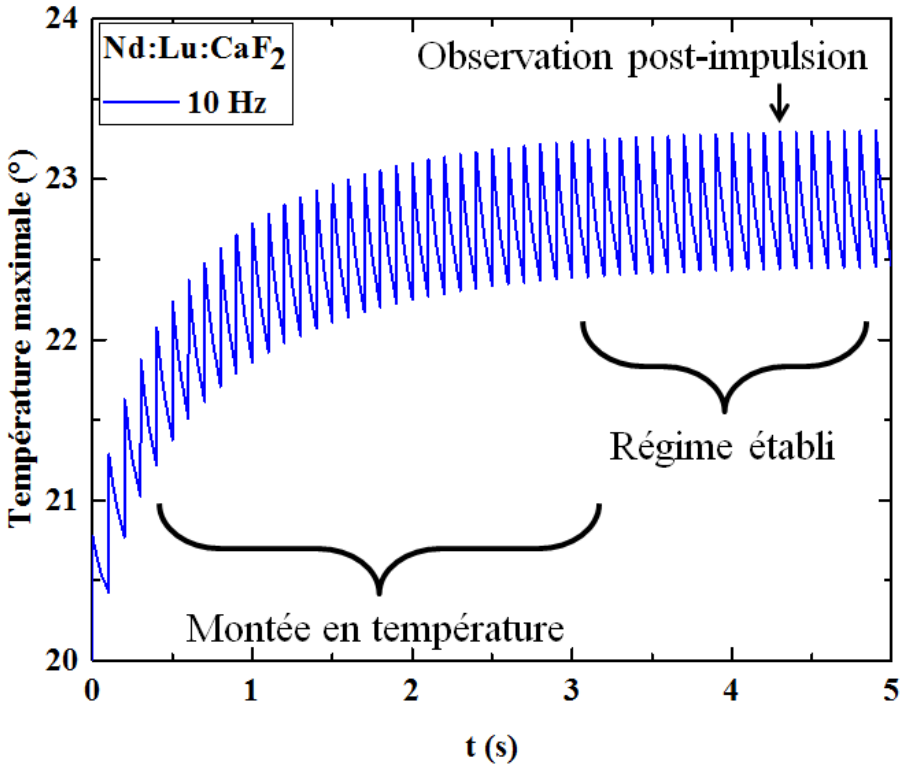


Figure V-5 *Température maximale dans le barreau de Nd :Lu :CaF_2 pour un pompage bilatéral en régime impulsionnel à une récurrence de 10 Hz*

Les matériaux amplificateurs fonctionnent en régime établi. Il est donc nécessaire de déterminer les temps caractéristiques du régime dans le cas du LG760 et du Nd :Lu :CaF_2. Les distributions de température et de biréfringence induites sont observées juste après la fin du pompage de 400 µ*s*, correspondant [**Figure V-5**] aux pics de température en régime établi.

Les distributions de température et de biréfringence induites au cours du temps sont présentées au [§ **2.2.1**], le temps caractéristique du régime établi est déterminé pour le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 [§ **2.2.2**]. Enfin, la comparaison du LG760 avec le Nd :Lu :CaF_2 est présentée au [§ **2.2.3**].

2.2.1 *Distributions de température et de biréfringence induite au cours du temps dans le LG760*

Les remarques sur les distributions de température et de biréfringence induite de ce paragraphe sur le LG760 sont sensiblement identiques à celles sur le Nd :Lu :CaF_2, qui n'est pas représenté ici. La [**Figure V-6**] présente les distributions de température et de

biréfringence induite dans le LG760 au cours du temps pour un régime impulsionnel à une récurrence de 10 Hz. Les distributions sont toujours représentées après une impulsion de 400 μs.

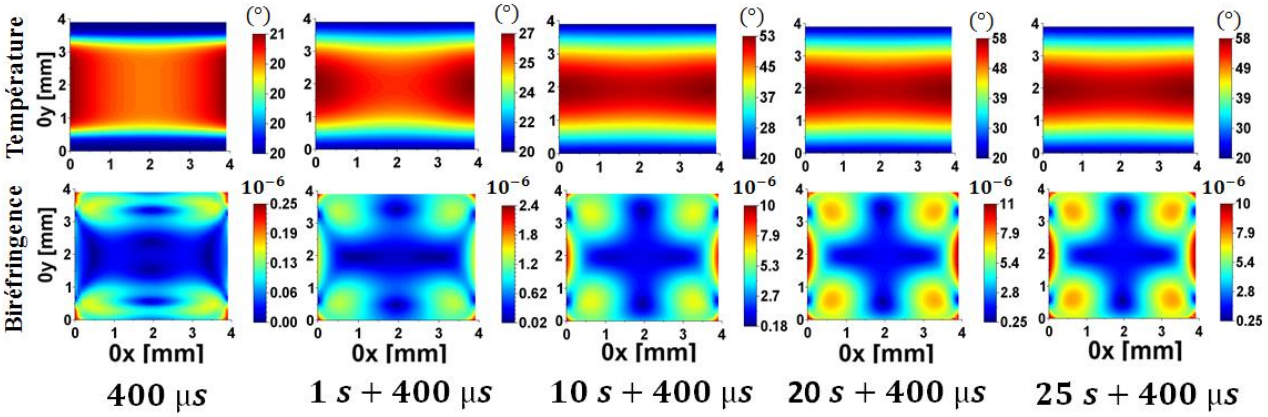


Figure V-6 *Cas du LG760 : simulation d'un pompage bilatéral en régime impulsionnel à une récurrence de 10 Hz. Première ligne : distributions de température au centre de la zone de pompe (amplitude en °C). Seconde ligne : distribution de la biréfringence induite à la sortie du barreau (amplitude en 10^{-6}).*

La distribution de température s'homogénéise dans le barreau au cours du temps. Elle cesse d'évoluer à partir de t = 20 s où elle atteint une valeur maximale de 58 °C. La distribution de biréfringence se symétrise au cours du temps et atteint de même sa valeur maximale $\Delta n_{max} = 11.10^{-6}$ à $t = 20\ s$.

Les distributions de température et de biréfringence induites changent radicalement de la configuration en pompage mono-latéral et mono-coup utilisée jusque-là. Pour étudier l'évolution de ces deux grandeurs au cours de temps, il faut adapter les zones de calcul de température et de biréfringence moyenne, présentées dans le sous paragraphe suivant.

2.2.2 *Détermination du temps d'établissement du régime établi du LG760 et du Nd :Lu :CaF_2*

Une zone de calcul au centre du barreau est nécessaire pour l'étude de la température et de la biréfringence induite au centre du faisceau à amplifier [**Figure V-7**, (a)]. La zone de sélection d'étude initiale est conservée afin de tenir compte des effets induits aux bords du faisceau [**Figure V-7**, (b)].

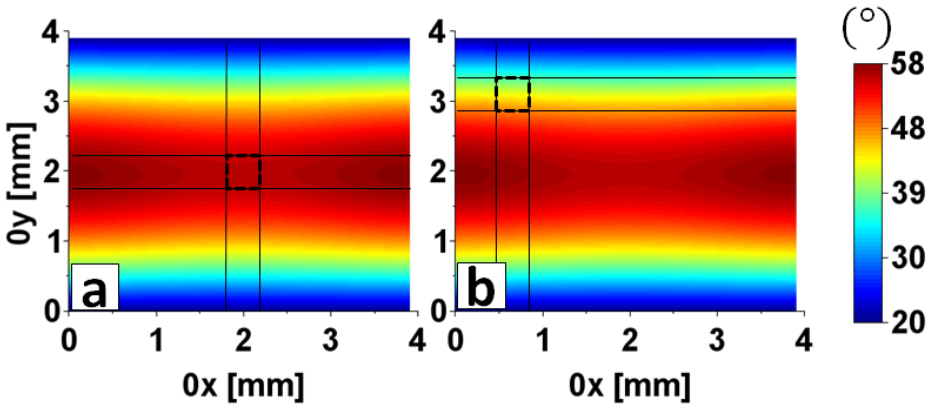


Figure V-7 *Zone de sélection de 550µm² (a) centrée et (b) aux bords du faisceau pour le calcul des valeurs moyennes dans le cas du pompage bilatéral en régime impulsionnel récurrent.*

Les phénomènes thermomécaniques s'établissent instantanément en fonction de la température. Le régime établi est donc déterminé à partir de la température moyenne dans le matériau, calculée sur les deux zones de sélection [**Figure V-7**, (a), (b)].

La [**Figure V-8**] représente la température moyenne dans le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 respectivement sur chacune des deux zones [**Figure V-7**, (a), (b)] pour un régime impulsionnel à une récurrence de 10 Hz.

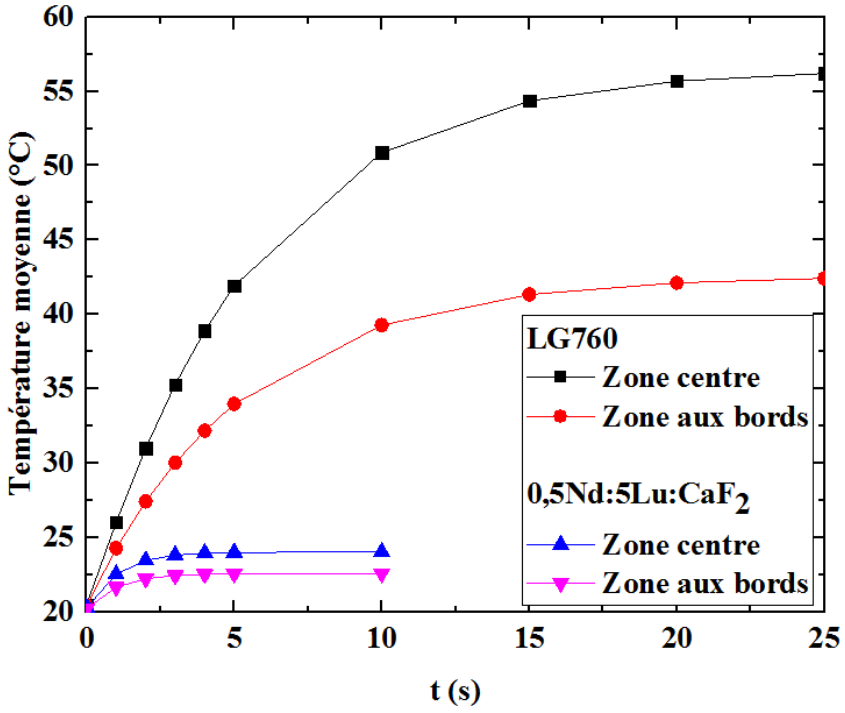


Figure V-8 *Température moyenne dans le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 dans la zone centrée [***Figure V-7***, (a)] et la zone aux bords du barreau [***Figure V-7***, (b)] pour un régime impulsionnel à une récurrence de* 10 Hz.

La montée en température est de comportement identique au centre et aux bords du barreau. Le régime établi est le même sur toute la surface du barreau pour les deux matériaux puisque les mêmes tendances sont observées entre les courbes au centre et au bord [**Figure V-8**]. La zone aux bords du barreau est plus proche des mâchoires de refroidissement ce qui explique les valeurs de température moyennes plus faibles. L'écart de température moyenne entre les deux zones de calcul est plus élevé dans le LG760 que le Nd :Lu :CaF_2.

La présence d'un gradient élevé de température sur la section traversée par le faisceau est néfaste. Plus le gradient de température est élevé, plus le faisceau est focalisé en sortie du barreau. Pour une utilisation en régime impulsionnel à une récurrence de 10 Hz, le gradient de température entre le centre et le bord du barreau dans le Nd :Lu :CaF_2 ($\approx 2\,°C$) est 7 fois plus faible que dans le LG760 ($\approx 14\,°C$). Le régime établi est supposé atteint lorsque la température atteint 99% de la température finale. Dans le cas du LG760, le régime établi est atteint à 20 s et à 3 s dans le cas du Nd :Lu :CaF_2.

2.2.3 *Comparaison de la température et de la biréfringence induite au temps établi de chaque matériau*

Les distributions de température et de biréfringence induite dans le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 en régime établi sont représentées [**Figure V-9**].

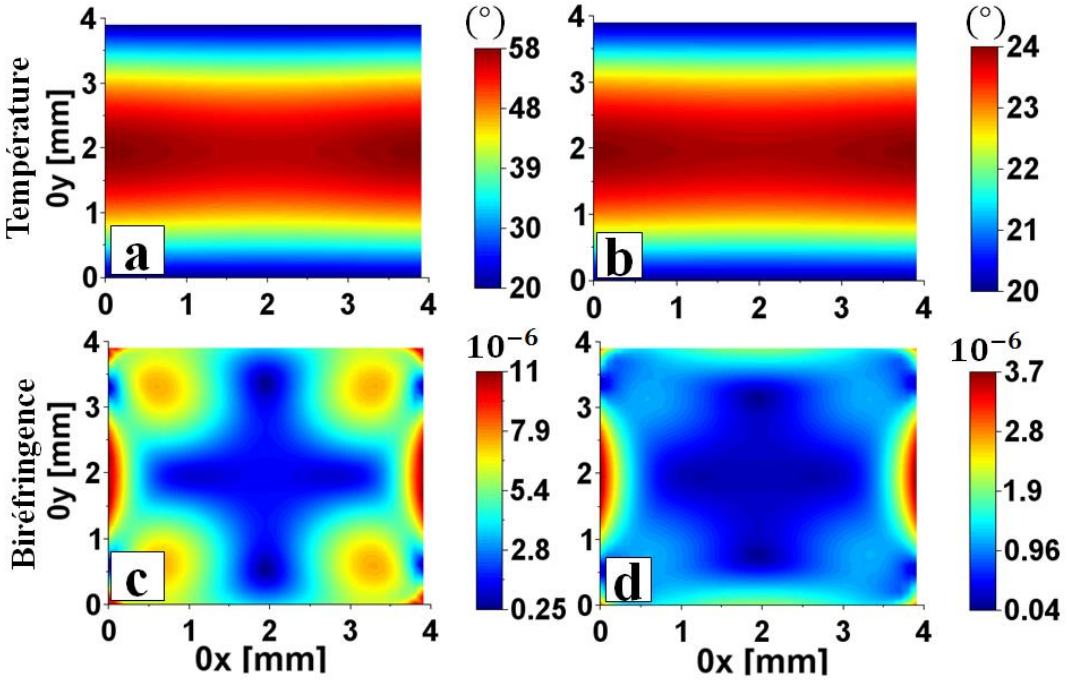


Figure V-9 *Distributions en régime établi de la température dans le (a) LG760 (20 s) et le (b) Nd :Lu :CaF_2 (3 s). Distributions de la biréfringence induite dans le (c) LG760 (20 s) et dans le (d) Nd :Lu :CaF_2 (3 s).*

A partir de la distribution de température du LG760 et du Nd :Lu :CaF_2, nous observons les gradients de température qui s'établissent dans les matériaux. Les mâchoires de refroidissement conservent les bords des deux barreaux à une température de 20°C. Le gradient de température dépend donc directement de la température maximale atteinte dans les matériaux. Le gradient de température a été calculé [§**2.2.2**]. Il est 7 fois plus élevé dans le LG760 que dans le Nd :Lu :CaF_2. L'amplitude de biréfringence induite est 2 fois plus élevée dans le LG760 que dans le Nd :Lu :CaF_2 en comparant les valeurs moyennes obtenues avec les deux zones de sélection [§**2.2.2**].

3 Déphasages induits sous pompage et optimisation du déphasage total en sortie du module de pompage diode

Dans ce paragraphe, nous présentons successivement les distributions des trois contributions au déphasage total dans le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 au régime établi [§ **3.1**]. Dans le paragraphe [§ **3.2]**, nous proposons comme perspective l'optimisation du déphasage total en sortie du module de pompage diode dans le Nd :Lu :CaF_2 par orientation cristalline. Enfin, nous étendons le modèle de simulation présenté [§ **2**] à une configuration à deux modules de pompage diode, utilisés expérimentalement dans l'amplificateur régénératif.

3.1 Distributions des trois contributions au déphasage total induit en sortie d'un module de pompage

Les déphasages induits par la déformation des surfaces d'entrée / de sortie, thermo-optique, thermomécanique et total présentés [§ **1**] sont représentés dans cet ordre [**Figure V-10**]. La première ligne correspond au LG760 et la seconde ligne au Nd :Lu :CaF_2. Les échelles sont adaptées à chaque matériau.

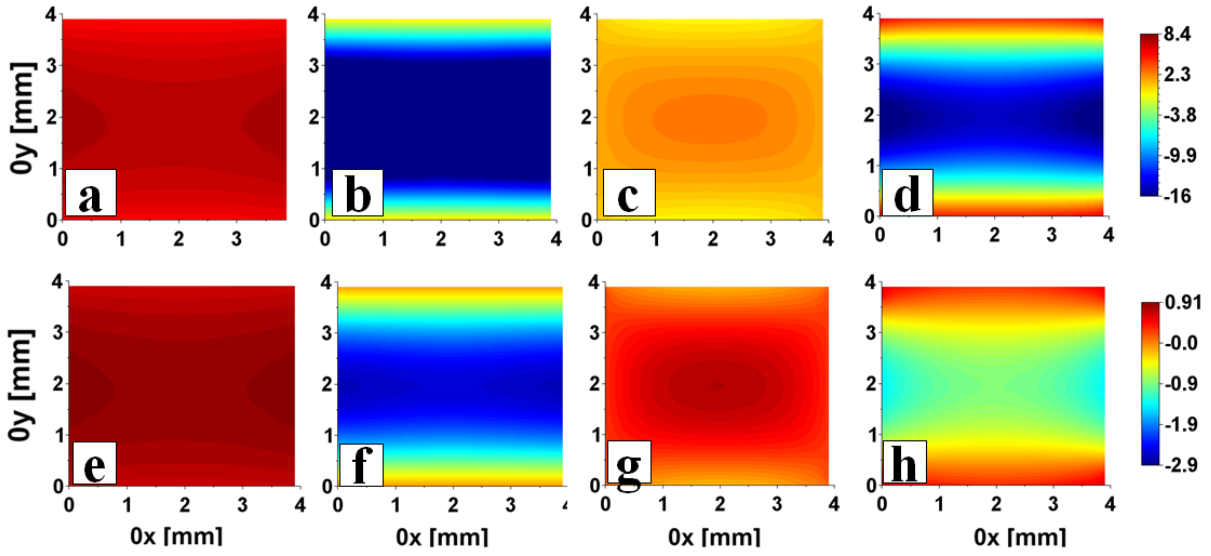


Figure V-10 *Distributions des déphasages (rad) dans le LG760 (a) induit par le déplacement des surfaces d'entrée / de sortie, (b) thermo-optique, (c) thermomécanique, (d) total et dans le Nd :Lu :CaF_2 (e) induit par le déplacement des surfaces d'entrée / de sortie, (f) thermo-optique, (g) thermomécanique, (h) total.*

La [**Figure V-10**] montre que les déphasages induit par le déplacement des surfaces d'entrée / de sortie [**Figure V-10**, (a),(e)] et thermo-optique [**Figure V-10**, (c),(g)] sont tous deux en

opposition de phase avec le déphasage thermomécanique [**Figure V-10**, (b),(f)]. La contribution thermo-optique est donc compensée par les deux autres contributions.

Dans le cas du LG760, la contribution principale au déphasage total [§ **1.4**] [**Figure V-10**, (d)] provient du déphasage thermo-optique [§ **1.2**] [**Figure V-10**, (b)] au centre du barreau. Sur les bords du barreau, la principale contribution provient du déphasage induit par le déplacement des surfaces d'entrée / de sortie [§ **1.1**] [**Figure V-10**, (a)], à laquelle s'ajoute les avances de phases amenées par les déphasages thermo-optique et thermomécanique [§ **1.3**] [**Figure V-10**, (b) et (c)]. Finalement, la contribution thermomécanique dans le LG760 est très peu influente. La distribution du déphasage total est dominée par le déphasage thermo-optique au centre du barreau (à l'endroit du dépôt de chaleur) et sur les bords par le déplacement des surfaces d'entrée / de sortie. La valeur minimale du déphasage total est de $\Delta\varphi_{total,min} = -\ 16\,rad$, soit $\Delta\varphi_{min} \approx 16\ \mu m$. La valeur maximale du déphasage total est de $\Delta\varphi_{total,max} = 2{,}3\,rad$, soit $\Delta\varphi_{max} \approx 2{,}3\ \mu m$. La grandeur importante est l'amplitude du déphasage total, responsable de la déformation du front d'onde du faisceau dans la cavité amplificatrice. Il correspond à la somme de l'avance et du retard de phase. Dans le LG760, l'amplitude du déphasage total vaut $\approx 18{,}3\ \mu m$.

Dans le cas du Nd :Lu :CaF_2, le déphasage thermo-optique [§ **1.2**] [**Figure V-10**, (f)] induit un retard de phase de $-2{,}9\,rad$ qui est compensé au centre du barreau par le déphasage thermomécanique (avance de phase de $\approx 0{,}8\,rad$) et par le déplacement des surfaces d'entrée / de sortie du barreau (avance de phase de $\approx 0{,}9\,rad$). En contrepartie, les contributions d'avance de phase s'ajoutent sur les bords du barreau. La valeur minimale du déphasage total est de $\Delta\varphi_{min} = -\ 1{,}5\,rad$, soit $\Delta\varphi_{min} \approx 1{,}5\ \mu m$. La valeur maximale du déphasage total est de $\Delta\varphi_{max} = 0{,}6\,rad$, soit $\Delta\varphi_{max} \approx 0{,}6\ \mu m$. La contribution thermomécanique à finalement plus d'influence dans le Nd :Lu :CaF_2 que dans le LG760. Dans le Nd :Lu :CaF_2, l'amplitude du déphasage total vaut $\approx 2{,}1\ \mu m$. Il est environ dix fois moins important que dans le LG760.

3.2 Perspectives d'études

Dans ce paragraphe, nous proposons deux perspectives d'étude pour poursuivre la caractérisation du Nd :Lu :CaF_2 dans une configuration de type amplificateur régénératif.

3.2.1 *Orientation cristalline dans le Nd :Lu :CaF_2 pour l'optimisation du gradient du déphasage total dans le Nd :Lu :CaF_2*

Nous avons étudié l'influence de l'orientation cristalline dans le Nd :Lu :CaF_2 dans le [Chap. **IV**]. Nous proposons pour la suite d'étudier le déphasage total induit en sortie du module de pompage diode en fonction de l'orientation cristalline.

L'orientation cristalline minimisant la biréfringence induite [Chap. **IV**, § **3.3**] dans la configuration d'un pompage inhomogène et mono-coup [**Figure III-2**] n'est pas

nécessairement l'orientation idéale pour minimiser le déphasage induite dans le module de pompage diode.

La [**Figure V-11**] représente les déphasages thermomécanique et total induits dans le Nd :Lu :CaF_2 sans orientation cristalline et pour l'orientation déterminée [Chap. **IV**, § **3.3**], optimisant la biréfringence induite, soit $\alpha = 45°$ et $\beta = 55°$.

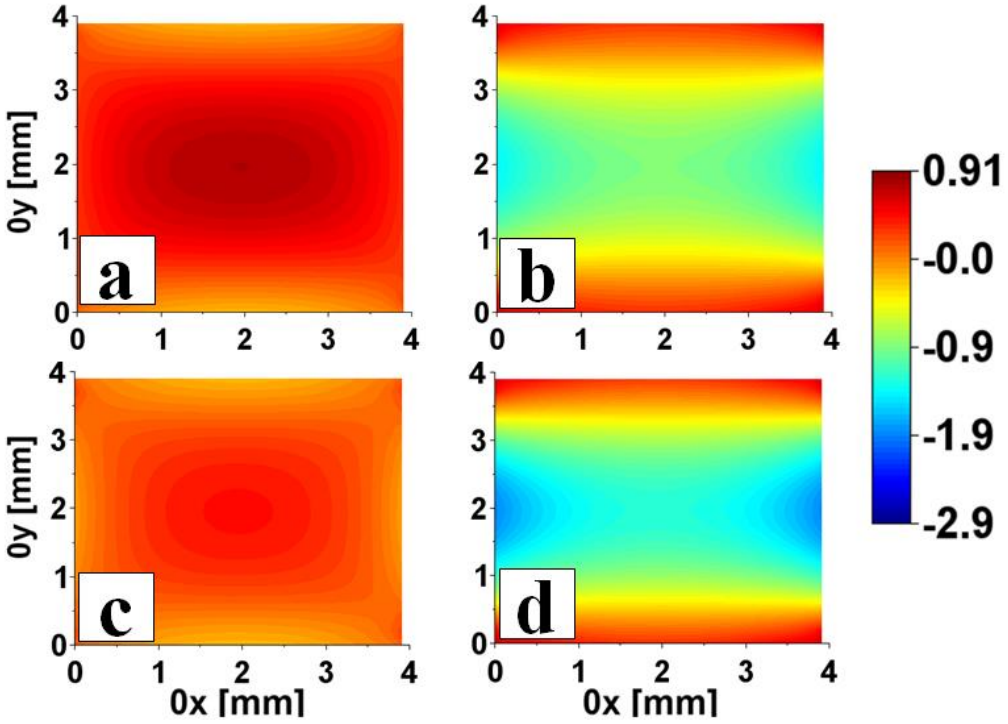


Figure V-11 *Distributions pour le Nd :Lu :CaF_2 non orienté du (a) déphasage thermomécanique et (b) déphasage total. Distributions pour le Nd :Lu :CaF_2 orienté suivant* $\alpha = 45°$, $\beta = 55°$ *(c) déphasage thermomécanique (d) déphasage total*

Pour l'orientation cristalline suivant $\alpha = 45°$ et $\beta = 55°$, le déphasage thermomécanique [**Figure V-11**, (c)] est réduit en amplitude comparé au déphasage dans le Nd :Lu :CaF_2 non orienté [**Figure V-11**, (a)]. Néanmoins, l'avance de phase créée au centre du barreau par le déphasage thermomécanique [**Figure V-11**, (a)] permettait de mieux compenser le retard de phase induit par le déphasage thermo-optique [**Figure V-10**, (f)] dans le déphasage total [**Figure V-11**, (b)]. L'amplitude du déphasage total pour un Nd :Lu :CaF_2 orienté suivant $\alpha = 45°$ et $\beta = 55°$ est donc plus élevé.

Pour une éventuelle poursuite de cette étude, il serait intéressant de reprendre le raisonnement suivi dans le [Chap. **IV**] afin de déterminer une orientation cristalline du Nd :Lu :CaF_2 permettant de réduire l'amplitude et d'homogénéiser la distribution du déphasage total. Dans les faits, il s'agit de réduire le phénomène de lentille thermique dont la focale est déterminée

par l'ensemble des contributions présentées [§ **1**]. Il est possible de corriger les phénomènes de tilt, defocus ou d'astigmatisme, néanmoins, les aberrations d'ordre plus élevé créées par cette lentille resteront difficilement corrigeables.

3.2.2 *Application à un système à deux modules de pompage diode*

Le système utilisé expérimentalement dans l'amplificateur régénératif est composé de deux modules de pompage diode [**Figure V-12**].

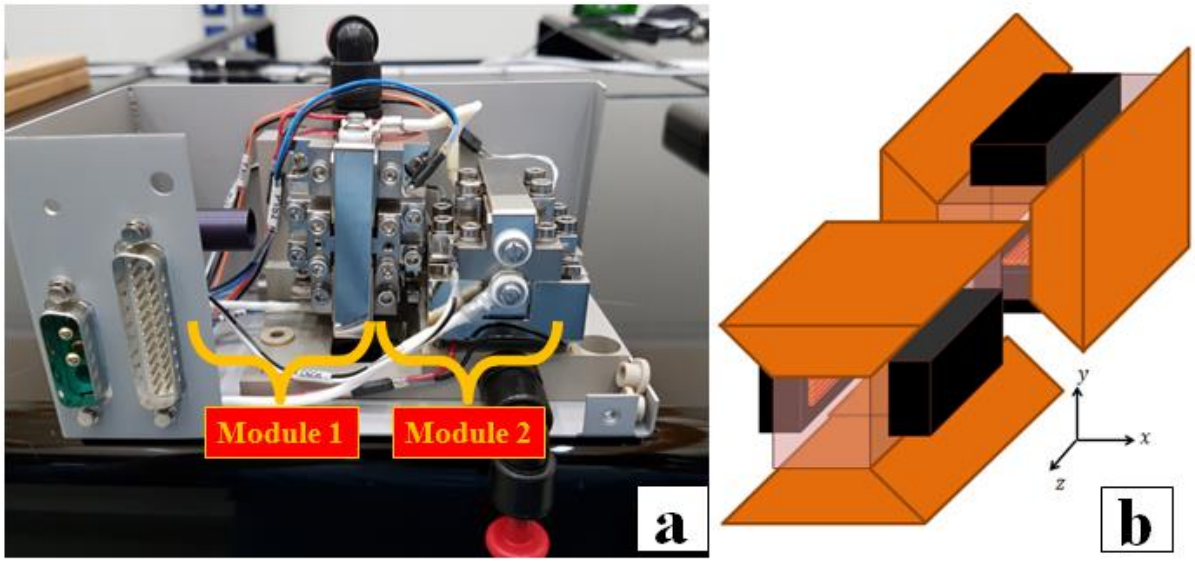


Figure V-12 *(a) Photographie d'un système de pompage diode complet, composé de deux modules de pompage diode tournés l'un de l'autre de 90° (fabriqué par Quantel). (b) Schéma d'un système de pompage diode complet.*

Les deux modules de pompage diode sont tournés l'un de l'autre de 90°. De cette façon, l'absorption et les contraintes thermomécaniques sont uniformisées pour un faisceau traversant les deux modules. Le modèle simplifié est représenté [**Figure V-12**, (b)]. Le système à deux modules de pompage diode est simplement modélisé en sommant la distribution (de biréfringence ou de déphasage,…) obtenue avec un premier module avec la distribution de ce même module tourné de 90°.

Sur la [**Figure V-13**, première ligne], la distribution de biréfringence est représentée dans le cas du LG760, du Nd:Lu :CaF_2 non orienté et orienté suivant $\alpha = 45°$ et $\beta = 55°$, après un passage dans **un** module de pompage diode. La deuxième ligne de figures reprend ces distributions après passage dans le système à **deux** modules de pompage diode [**Figure V-12**].

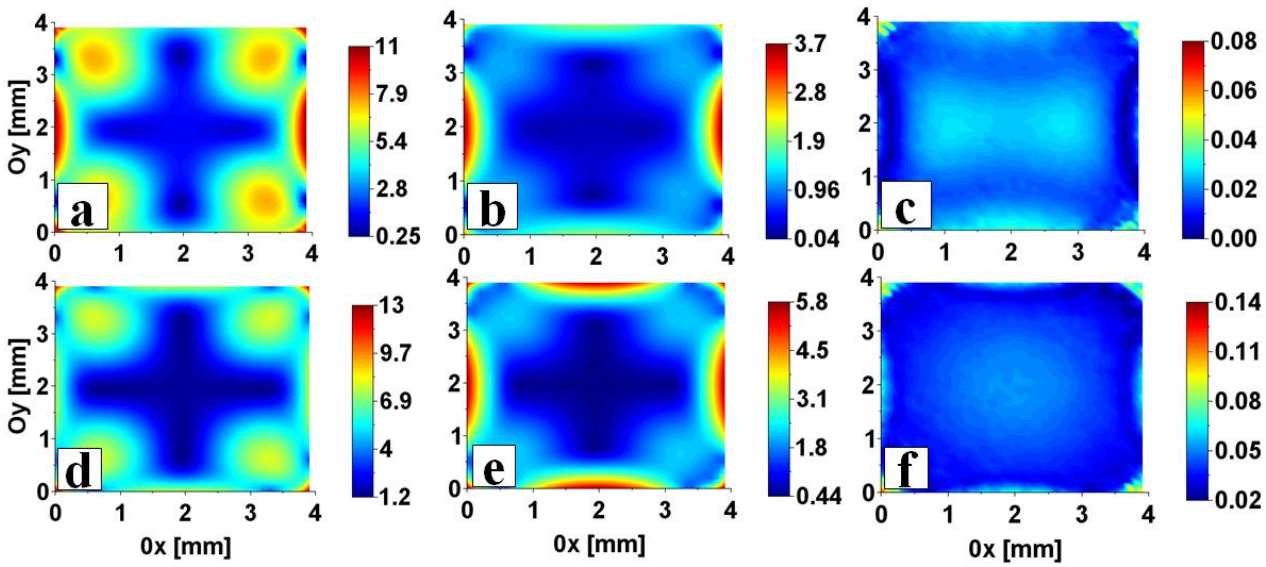


Figure V-13 *Distributions de biréfringence induite en sortie d'un seul module dans le cas du (a) LG760, (b) Nd :Lu :CaF_2 non orienté, (c) Nd :Lu :CaF_2 orienté suivant* $\alpha = 45°$ *et* $\beta = 55°$. *Distributions de biréfringence induite en sortie de deux modules tournées à 90° dans le cas du (d) LG760, (e) Nd :Lu :CaF_2 non orienté, (f) Nd :Lu :CaF_2 orienté suivant* $\alpha = 45°$ *et* $\beta = 55°$.

L'optimisation du déphasage thermomécanique pourra être étendue à la configuration du système à deux modules de pompage diode afin de minimiser le déphasage total en sortie du système à deux modules, utilisé expérimentalement dans l'amplificateur régénératif.

L'objectif serait de trouver un compromis entre l'optimisation de la biréfringence induite dans le Nd :Lu :CaF_2, responsable de la perte par changement d'état de polarisation dans la cavité amplificatrice et le déphasage total induit en sortie du système, responsable de la déformation du front d'onde du faisceau laser dans la cavité.

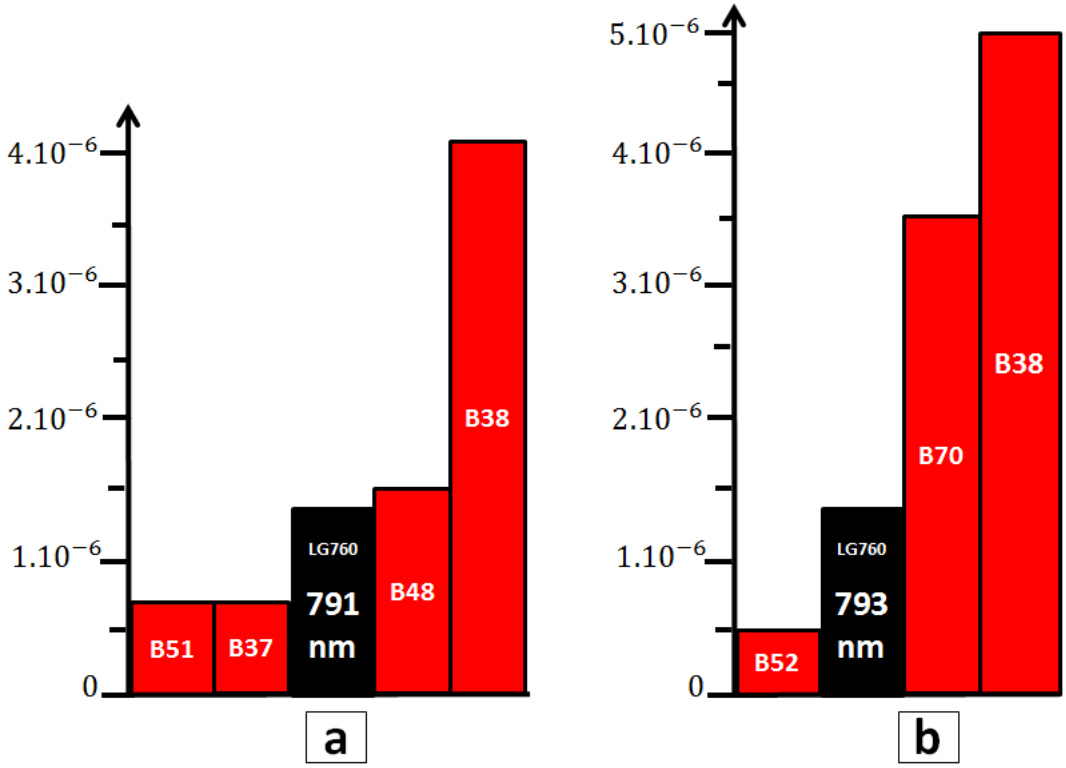
4 Conclusion

Ce dernier chapitre présente une étude numérique préliminaire et propose d'éventuelles perspectives pour la suite. L'objectif est de simuler les effets thermomécaniques induits dans le matériau [§ **1**] dans une configuration en amplificateur régénératif. Le modèle présenté permet de simuler un module de pompage diode simplifié [§ **2**] pour la caractérisation des pertes d'intensité (par biréfringence) et de la déformation du front d'onde du faisceau (par déphasage). Ce modèle peut être étendu au système complet comprenant deux modules de pompage diode [§ **3**], utilisé expérimentalement dans l'amplificateur régénératif. Les contributions au déphasage total sont calculées séparément afin de voir l'influence de chacune sur l'amplitude du déphasage total. Dans le cas du Nd :Lu :CaF_2, le déphasage induit par les contraintes thermomécaniques a une influence non négligeable sur le déphasage total, contrairement au LG760. Il serait intéressant pour la suite d'étudier l'orientation cristalline du Nd :Lu :CaF_2 afin de réduire l'amplitude du déphasage total et d'homogénéiser au mieux sa distribution spatiale.

VI. Conclusion et perspectives

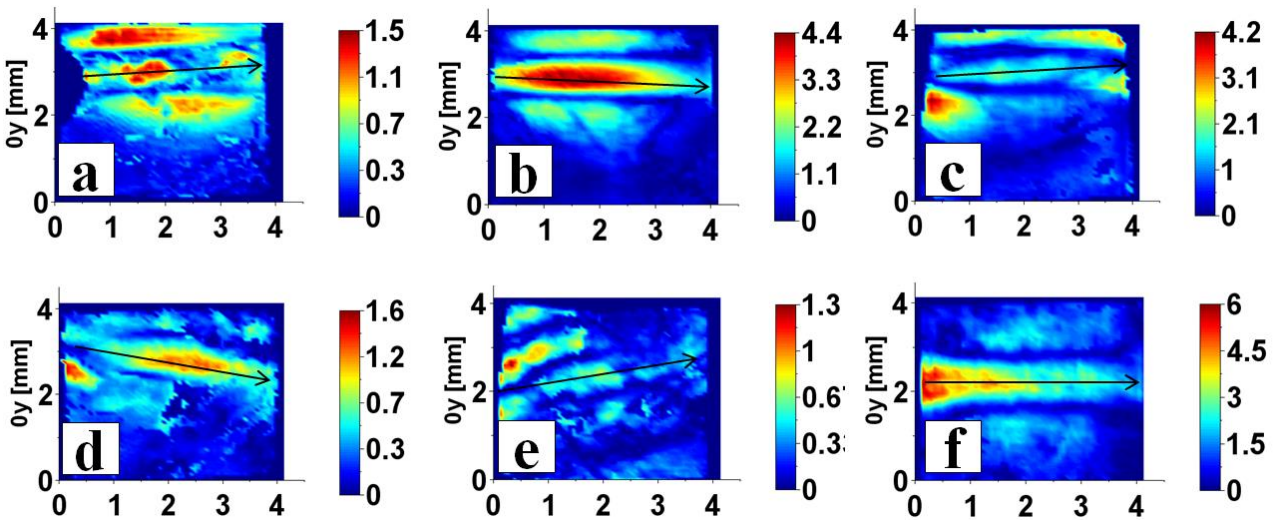
Ce travail de thèse a été consacré à la caractérisation du matériau $Nd:Lu:CaF_2$ pour l'amplification laser à $1053\ nm$. L'étude a été réalisé dans le cadre du développement d'un amplificateur régénératif délivrant une énergie de 1 J en régime impulsionnel à une récurrence de à $10\ Hz$. Nous avons limité notre étude aux effets thermomécaniques induits lors du pompage optique du matériau, en particulier la biréfringence induite. A partir de la mise en place des éléments de théorie présentés dans le [Chap. **I**], nous avons étudié le dépôt de chaleur induit par le pompage dans le matériau. Le dépôt de chaleur dépend majoritairement de l'ion dopant, ici le Nd, ainsi que de la matrice du matériau, verre ou cristalline dans notre cas. Le dépôt de chaleur induit des contraintes mécaniques générées par le gradient thermique et ces contraintes modifient l'indice de réfraction optique à l'origine de la biréfringence étudiée.

Les biréfringences totale et intrinsèque ont été mesurées dans les matériaux LG760 et $Nd:Lu:CaF_2$. Une méthode algébrique nous a permis d'isoler la biréfringence induite de la mesure de la biréfringence totale et intrinsèque. Les biréfringences induites entre les deux matériaux sont comparées pour une même énergie de pompe déposée [**Figure II-31**]. Les mesures présentées dans le [Chap. **II**] ont montré que la biréfringence induite dans le $Nd:Lu:CaF_2$ est légèrement plus faible que dans le LG760, à l'exception de deux échantillons de $Nd:Lu:CaF_2$.



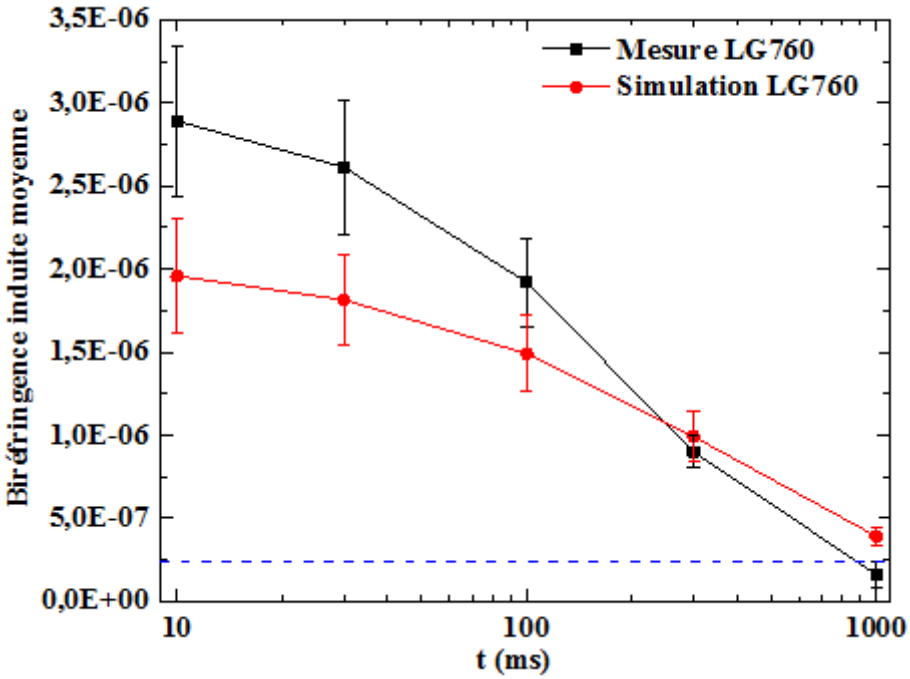
(Rappel **Figure II-31***) Histogramme des amplitudes de biréfringences induites moyennes obtenues à 10 ms après le début de l'impulsion de pompe. Le pompage du LG760 est à (a) 791 nm et le coefficient d'absorption dans les échantillons B37, B38, B48 et B51 de Nd :Lu :CaF_2 est de $\alpha = 1{,}72\ cm^{-1}$. Le pompage du LG760 est à (b) 793 nm et le coefficient d'absorption dans les échantillons B38, B52 et B70 de Nd :Lu :CaF_2 est de $\alpha = 2{,}22\ cm^{-1}$.*

Nous avons constaté une grande disparité de la biréfringence induite en termes d'amplitude et de répartition spatiale entre les échantillons de Nd :Lu :CaF_2. Deux échantillons de Nd :Lu :CaF_2 montrent un comportement similaire à celui du LG760. Les autres échantillons présentent une biréfringence induite très faible et une répartition spatiale en pente comparée au dépôt de chaleur horizontal [**Figure II-32**].



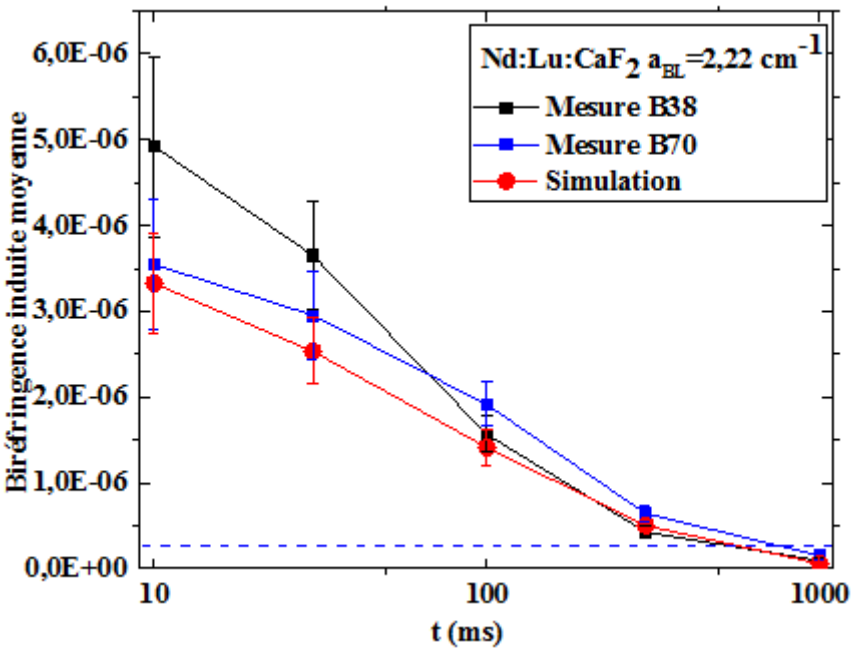
(Rappel **Figure II-32***) Biréfringence induite sur les six échantillons de Nd :Lu :CaF_2 à 10 ms après pompage. (Amplitude 10^{-6}) Lot 1 : (a) B37,(b) B38, lot 2 : (c) B48, (d) B51 et lot 3: (e) B52, (f) B70. La flèche noire indique l'orientation suivie par la distribution spatiale de biréfringence en dépit d'un pompage rigoureusement horizontal.*

Pour comprendre l'établissement des mécanismes internes liés au pompage, nous avons conçu un modèle numérique fidèle à la configuration optique et mécanique expérimentale. Le modèle numérique, réalisé avec le logiciel COMSOL® est présenté dans le [Chap. **III**]. La simulation de la biréfringence induite sur le LG760 est représentative de celle mesurée [***Figure III-14***]. Les simulations de la biréfringence induite sur le LG760 présentent cependant un léger écart attribué à la méconnaissance des coefficients piézo-optiques du LG760 à une longueur d'onde proche de 1053 *nm*. Les coefficients piézo-optiques utilisés dans les simulations sont ceux référencés à 633 *nm* [76].



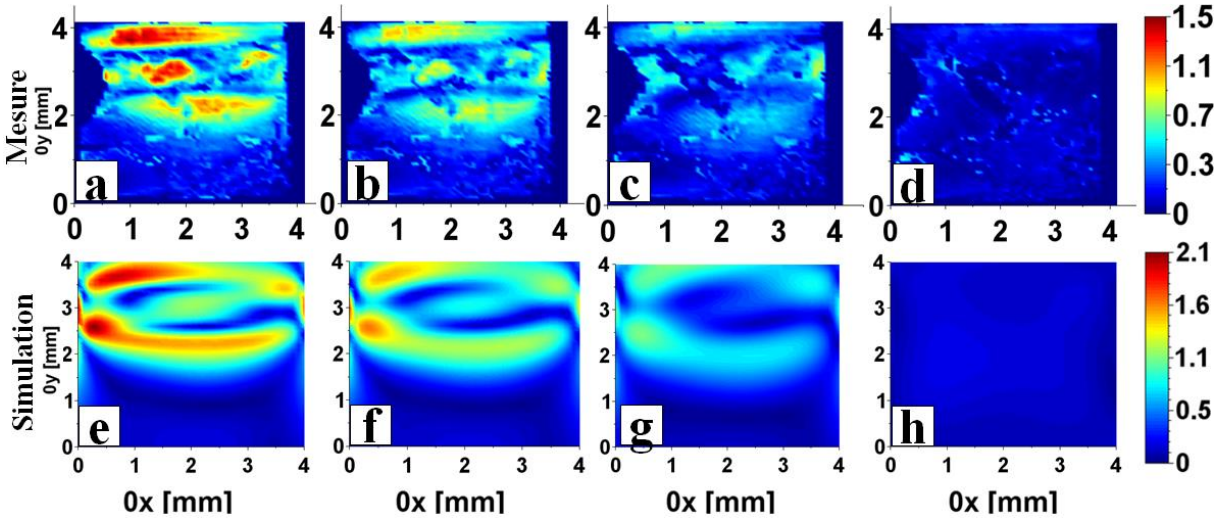
(Rappel **Figure III-14***) Mesure et simulation de la biréfringence induite sur le LG760. Comparaison de la valeur moyenne calculée sur la zone de sélection. La biréfringence minimale interprétable est représentée en pointillés bleus. Les lignes entre les points de mesure sont un guide pour l'œil.*

En revanche la simulation de la biréfringence induite dans le Nd :Lu :CaF_2, n'est représentative que des deux échantillons à forte biréfringence induite [**Figure III-17**].



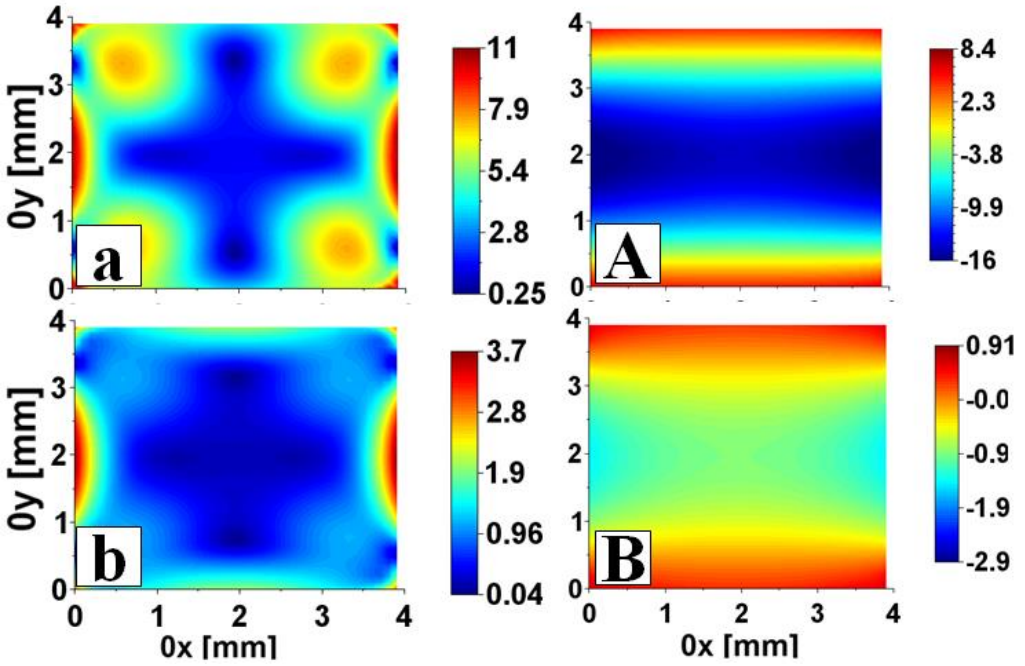
(Rappel **Figure III-17***) Mesure et simulation de la biréfringence induite sur le Nd :Lu :CaF_2 pour un coefficient d'absorption de 2,22 cm^{-1}. La biréfringence minimale interprétable est représentée en pointillés bleus. Les lignes entre les points de mesure sont un guide pour l'œil.*

Afin de caractériser le comportement particulier du Nd :Lu :CaF_2, nous avons étudié l'influence de l'orientation cristalline du CaF_2 sur la biréfringence induite. La méthode de calcul de la biréfringence induite en fonction de l'orientation cristalline est d'abord comparée aux résultats obtenus dans la littérature [73] pour une configuration de pompage longitudinal d'un barreau cylindrique. Après validation de la méthode, les calculs sont appliqués à la configuration expérimentale [Chap. **IV**] pour un pompage transverse inhomogène d'un barreau rectangulaire. Cette étude nous a permis de retrouver la distributions de l'échantillon B37 de Nd :Lu :CaF_2, non représentées par les simulations du [Chap. **III**].



(Rappel **Figure IV-20***) Mesure de la biréfringence induite sur l'échantillon B37 à (a) 10 ms, (b) 30 ms, (c) 100 ms et (d) 1 s après pompage. Simulations sur le Nd :Lu :CaF_2 pour une orientation cristalline* $\alpha = 45°$, $\beta = 35°$ *et* $\theta = 10°$ *à (e) 10 ms, (f) 30 ms, (g) 100 ms et (h) 1 s après pompage.*

Dans un dernier temps, une étude préliminaire, présentée [Chap. **V**], introduit un modèle numérique représentant un module de pompage diode. L'objectif à terme est de pouvoir simuler le déphasage total en sortie du LG760 et du Nd :Lu :CaF_2 dans un amplificateur régénératif. Les premiers résultats de simulation comparant le déphasage total et la biréfringence induits dans le LG760 et le Nd :Lu :CaF_2 dans un module de pompage diode sont décrits [*(Rappel* **Figure VI-1**].



(Rappel **Figure VI-1***) Distributions de biréfringence induite en sortie d'un module de pompage diode pour un barreau de (a) LG760 et (b) Nd :Lu :CaF_2 et distributions du déphasage total en sortie du module pour un barreau de (A) LG760 et de (B) Nd :Lu :CaF_2.*

Des perspectives d'optimisation du déphasage total en fonction de l'orientation cristalline du Nd :Lu :CaF_2 sont proposées. Une orientation cristalline optimale du Nd :Lu :CaF_2 pourrait être définie afin de minimiser la biréfringence induite ainsi que le déphasage total en sortie du module de pompage diode.

A. **Annexes**

1 Calcul de la matrice de transfert du système avec le formalisme de Jones

Le formalisme de Jones est une méthode de calcul de matrice de transfert permettant de définir le changement d'état de polarisation induit par un système optique sur une onde plane progressive monochromatique incidente. En partant d'une onde plane progressive monochromatique de direction $(0z)$, sa polarisation s'écrit :

$$\underline{\vec{D}} = \underline{\vec{D}_0} e^{i(\omega t - kz)} = \begin{pmatrix} D_{0x} e^{i\varphi_x} \\ D_{0y} e^{i\varphi_y} \end{pmatrix} e^{i(\omega t - kz)}$$

Le vecteur $\underline{\vec{D}}$ est normalisé par $\left|\underline{\vec{D}_0}\right| \; e^{-i(\omega t - kz)}$, ce qui ne change pas son état de polarisation. Le vecteur de Jones associé s'écrit :

$$\vec{J} = \begin{pmatrix} \dfrac{D_{0x}}{|D|} e^{i\varphi_x} \\ \dfrac{D_{0y}}{|D|} e^{i\varphi_y} \end{pmatrix}$$

Ce vecteur conserve uniquement l'information sur l'état de polarisation. Les matrices de Jones associé à un élément dépolarisant sont elles aussi normalisées. Elles sont définies dans une base de polarisation choisie rectiligne $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ (ou circulaire). Les matrices usuelles sont :

Polariseur : $M_P = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$,

Analyseur : $M_A = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$,

Lame demi onde : $M_{\lambda/2} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$,

Lame quelconque (axe lent suivant $(0y)$): $M = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\Delta\varphi} \end{bmatrix}$

Dans cette annexe sont détaillés les calculs donnant l'intensité en sortie du système défini [Chap **II** § **2**]. Dans un premier temps le calcul est réalisé dans le cas où le polariseur et l'analyseur sont mobiles puis dans un système équivalent composéd'un polariseur-analyseur fixe et de deux lames demi-onde.

1.1 Polariseur-analyseur mobiles

Le système est composé d'un polariseur et d'un analyseur tourné de 90° l'un de l'autre [**Figure A-1**].

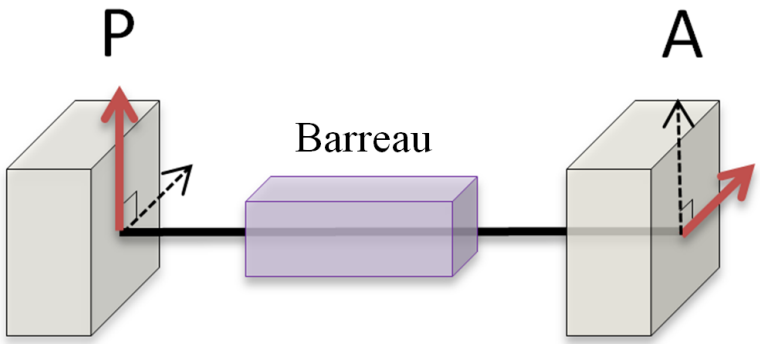


Figure A-1 *Schéma du montage avec Polariseur-analyseur mobiles. De gauche à droite : P : polariseur, échantillon, A : analyseur. L'état de polarisation est représenté par les flèches rouges.*

La fonction de transfert du système se calcule à l'aide des matricies correspondant à chaque élément. L'ordre de calcul des matrices correspond à l'ordre des systèmes vu par l'onde incidente.

$$M_{sys} = M_A * M_{-Rot} * M_{échantillon} * M_{Rot} * M_P \qquad \textbf{(131)}$$

Les matrices de rotation permettent de passer successivement du repère du polariseur-analyseur vers le repère de l'échantillon. L'échantillon est assimilé à une lame quelconque de déphasage induit $\Delta\varphi$. Ses axes neutres sont les directions de polarisation $\overrightarrow{D_1}$ et $\overrightarrow{D_2}$ [Chap. **I**, § **2**]. et d'angle propre α. Le déphasage induit $\Delta\varphi$ et l'angle propre α sont définis localement en sortie d barreau.

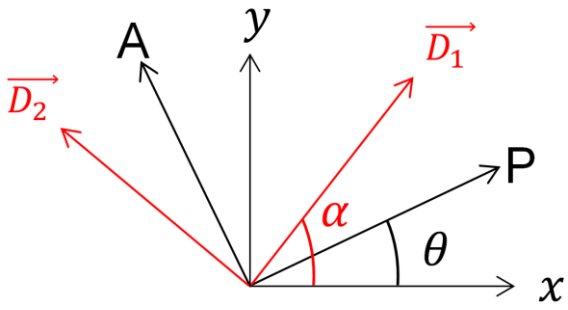


Figure A-2 : *Repérage des axes neutres et de l'angle propre induit en sortie du barreau.*

La matrice de rotation du reprère du polariseur-analyseur vers le repère de l'échantillon s'écrit :

$$M_{Rot} = \begin{bmatrix} \cos(\alpha-\theta) & -\sin(\alpha-\theta) \\ \sin(\alpha-\theta) & \cos(\alpha-\theta) \end{bmatrix} \quad \textbf{(132)}$$

La fonction de transfert du système [**Figure A-1**] s'écrit à l'aide de l'expression [Eq. **131**] :

$$\begin{aligned} & M_{sys} \\ &= \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\alpha-\theta) & \sin(\alpha-\theta) \\ -\sin(\alpha-\theta) & \cos(\alpha-\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\Delta\varphi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\alpha-\theta) & -\sin(\alpha-\theta) \\ \sin(\alpha-\theta) & \cos(\alpha-\theta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ \sin(\alpha-\theta)\cos(\alpha-\theta)(-1+e^{i\Delta\varphi}) & 0 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad \textbf{(133)}$$

Pour un champ incident $\vec{E}$ polarisé rectiligne parallèle à l'axe du polariseur, le champ transmis en sortie prend l'expression :

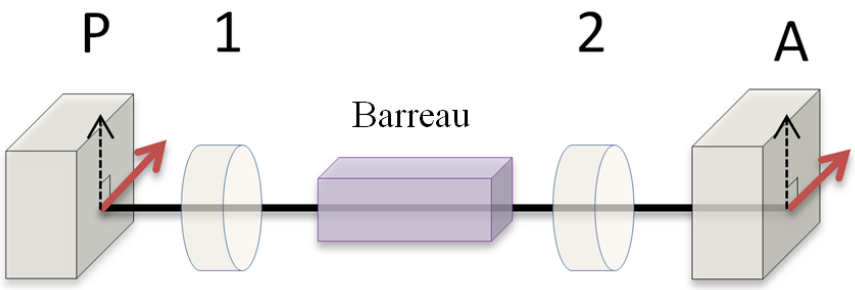
$$\mathrm{E}_A = M_{sys}\,\vec{E} = \frac{\sin 2(\alpha-\theta)}{2}(-1+e^{i\Delta\varphi}) \quad \textbf{(134)}$$

L'intensité transmise par le système s'écrit finalement :

$$I_A = E_A E_A{}^* = \sin^2(2(\alpha-\theta))\sin^2(\frac{\Delta\varphi}{2}) \quad \textbf{(135)}$$

1.2 Polariseur-analyseur fixes

La configuration expérimentale est représentée [**Figure II-1**, rappelée ici]



(Rappel **Figure II-1***) P : polariseur, A : analyseur, 1 et 2 : lame λ/2. La polarisation est représentée par les flèches rouges.*

Le polariseur et l'analyseur sont parallèlles et fixés. Deux lames d'onde sont placées de part et d'autre de l'échantillon. Elles conservent un angle de 45° entre elles et sont tournées simultanément d'un angle $\frac{\theta}{2}$ lors de la mesure. La matrice de rotation de la première lame d'onde est une matrice de rotation d'angle $\frac{\theta}{2}$ et celle de la deuxième la lame demi-onde correspond à une matrice de rotation d'angle $\left(\frac{\theta}{2}+\frac{\pi}{4}\right)$. La fonction de transfert du système est s'écrit :

$$M_{sys} = M_A * M_{\left(\frac{\lambda}{2}\right)_2} * M_{échantillon} * M_{\left(\frac{\lambda}{2}\right)_1} * M_P \quad \textbf{(136)}$$

L'expression des matrices $M_{\left(\frac{\lambda}{2}\right)_1}$, $M_{\left(\frac{\lambda}{2}\right)_2}$ et $M_{échantillon}$ est donnée [Eq. **137**]

$$M_{\left(\frac{\lambda}{2}\right)_1} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) & -sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ sin\left(\frac{\theta}{2}\right) & cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) & sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ -sin\left(\frac{\theta}{2}\right) & cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{bmatrix}$$

$$M_{\left(\frac{\lambda}{2}\right)_2} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\theta}{2}+\frac{\pi}{4}\right) & -sin\left(\frac{\theta}{2}+\frac{\pi}{4}\right) \\ sin\left(\frac{\theta}{2}+\frac{\pi}{4}\right) & cos\left(\frac{\theta}{2}+\frac{\pi}{4}\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\theta}{2}+\frac{\pi}{4}\right) & sin\left(\frac{\theta}{2}+\frac{\pi}{4}\right) \\ -sin\left(\frac{\theta}{2}+\frac{\pi}{4}\right) & cos\left(\frac{\theta}{2}+\frac{\pi}{4}\right) \end{bmatrix} \quad \textbf{(137)}$$

$$M_{échantillon} = \begin{bmatrix} \cos^2(\alpha) + \sin^2(\alpha)e^{i\Delta\varphi} & \cos(\alpha)\sin(\alpha)(1 - e^{i\Delta\varphi}) \\ \cos(\alpha)\sin(\alpha)(1 - e^{i\Delta\varphi}) & \sin^2(\alpha) + \cos^2(\alpha)e^{i\Delta\varphi} \end{bmatrix}$$

Le calcul de la composante transmise par l'analyseur est réalisé [Eq. **138**] :

$$\begin{aligned}
E_A &= \frac{1}{2}(\\
&+ (\cos\frac{\theta}{2} - \sin\frac{\theta}{2})^2\left[\cos\theta\cos^2\alpha + \sin\theta\sin\alpha\cos\alpha + (\sin^2\alpha\cos\theta - \sin\theta\sin\alpha\cos\alpha)e^{i\Delta\varphi}\right] \\
&+ (\sin\frac{\theta}{2} + \cos\frac{\theta}{2})(\cos\frac{\theta}{2} - \sin\frac{\theta}{2})\left[\cos\theta\cos\alpha\sin\alpha + \sin\theta\sin^2\alpha - (\sin\alpha\cos\alpha\cos\theta - \sin\theta\cos^2\alpha)e^{i\Delta\varphi}\right] \\
&- (\sin\frac{\theta}{2} + \cos\frac{\theta}{2})^2\left[\cos\theta\cos^2\alpha + \sin\theta\sin\alpha\cos\alpha + (\sin^2\alpha\cos\theta - \sin\theta\sin\alpha\cos\alpha)e^{i\Delta\varphi}\right] \\
&+ (\sin\frac{\theta}{2} + \cos\frac{\theta}{2})(\cos\frac{\theta}{2} - \sin\frac{\theta}{2})\left[\cos\theta\cos\alpha\sin\alpha + \sin\theta\sin^2\alpha - (\sin\alpha\cos\alpha\cos\theta - \sin\theta\cos^2\alpha)e^{i\Delta\varphi}\right]) \\
&= (\\
&+ \cos\theta\left[\cos\theta\frac{\sin 2\alpha}{2}(1 - e^{i\Delta\varphi}) + \sin\theta\sin^2\alpha + (\sin\theta\cos^2\alpha)e^{i\Delta\varphi}\right] \\
&- \sin\theta\left[\sin\theta\frac{\sin 2\alpha}{2}(1 - e^{i\Delta\varphi}) + \cos\theta\cos^2\alpha + (\cos\theta\sin^2\alpha)e^{i\Delta\varphi}\right]) \\
&= \left[\frac{\sin 2\alpha}{2}(1 - e^{i\Delta\varphi})\cos 2\theta - \frac{\sin 2\theta}{2}\cos 2\alpha + (\frac{\sin 2\theta}{2}\cos 2\alpha)e^{i\Delta\varphi}\right] \\
&= \frac{1}{2}(1 - e^{i\Delta\varphi})(\sin 2\alpha\cos 2\theta - \sin 2\theta\cos 2\alpha \\
&= \frac{1}{2}(1 - e^{i\Delta\varphi})\sin 2(\alpha - \theta)
\end{aligned} \quad \textbf{(138)}$$

Finalement le champ transmis par l'analyseur s'écrit :

$$E_A = \frac{1}{2}(1 - e^{i\Delta\varphi})\sin 2(\alpha - \theta) \quad \textbf{(139)}$$

L'intenisté transmise par l'analyseur prend exactement la même forme que dans le cas précédent [Eq. **135**] :

$$I_A = E_A E_A^{*} = \sin^2 2(\alpha - \theta)\sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)$$

2 Coefficients piézo-optiques du CaF_2 pur et des verres phosphate LG750, LG760 et LG770

Données [Waxler [68]]	637,8 nm	1150 nm	3390 nm
π_{11} $(10^{-12}\,Pa^{-1})$	-0,38	-0,4	-0,52
π_{12} $(10^{-12}\,Pa^{-1})$	1,08	1,09	1
π_{44} $(10^{-12}\,Pa^{-1})$	0,71	0,72	0,87

Table A-1 *Coefficients piézo-optiques du CaF_2 pur, référence* [68]*, données pour différentes longueurs d'onde*

	[Waxler [68]] 637,8 nm	[Pockels [69]] 589,3 nm	[Rao [70]] 589,3 nm	[Corning [40]] 633 nm
π_{11} $(10^{-12}\,Pa^{-1})$	-0,38	-0,29	-0,41	-0,38
π_{12} $(10^{-12}\,Pa^{-1})$	1,08	1,16	1,04	1,08
π_{44} $(10^{-12}\,Pa^{-1})$	0,71	0,7	0,89	0,71

Table A-2 *Comparaison des coefficients piézo-optiques du CaF_2 pur mesurés dans le visible entre les références* [68], [69], [70] *et* [40].

	LG750	LG760	LG770
π_{11} $(10^{-12}\,Pa^{-1})$	-1,56	-1,18	-1,28
π_{12} $(10^{-12}\,Pa^{-1})$	-2,6	-2,34	-2,85
π_{44} $(10^{-12}\,Pa^{-1})$	1,04	1,16	1,54

Table A-3 *Comparaison des coefficients piézo-optiques du LG760 avec le LG750 et LG770 du même constructeur, mesurés à 633 nm*

3 Calcul 1D simplifié de la distribution de température dans le barreau

Dans le [Chap. **III**, § **2.1**], les résultats numériques calculés par COMSOL® pour la résolution de l'équation de la chaleur sont comparés à des calculs réalisés dans un tableur. Ces calculs de température sont effectués en utilisant l'approximation présentée [Chap. **III**, § **3.3**] et l'expression [Eq. **32**, rappelée ici].

$$\Delta T(x,y,z,t) = \frac{\mathrm{Q}_0(x,y,z,t)}{\rho\, C_P}$$

Les calculs du tableur permettent une résolution unidimensionnelle simplifiée de la distribution de température. Pour cela, la puissance optique absorbée locale et la densité volumique d'énergie absorbée dans une tranche du barreau sont calculées. La loi d'absorption de Beer-Lambert [Eq. **5**] est résolue pas à pas pour une puissance absorbée le long de l'épaisseur du matériau :

$$\begin{gathered} P_{abs}\left(dx_{(1)}\right) = P_{inc}e^{-\alpha_{BL}dx} \\ \dots \\ P_{abs}\left(dx_{(n)}\right) = P_{abs}(dx_{n-1})e^{-\alpha_{BL}n*dx} \end{gathered} \quad \textbf{(140)}$$

avec $P_{abs}\left(dx_{(1)}\right)$ la puissance absorbée sur la première tranche, $P_{abs}\left(dx_{(n)}\right)$ la puissance absorbée sur la tranche n et dx l'épaisseur fixe des tranches. Ensuite, la densité volumique d'énergie absorbée dans chaque tranche traversée est calculée à partir de la puissance absorbée locale [Eq. **141**] :

$$E_{abs_vol}(dx_i) = \frac{P_{abs}\left(dx_{(i)}\right) * t_P}{V} \quad \textbf{(141)}$$

avec $E_{abs_vol}\left(dx_{(i)}\right)$ la densité d'énergie absorbée dans la tranche $dx_{(i)}$, t_P la durée d'impulsion et V le volume de la tranche d'épaisseur dx. Enfin la variation de température de la tranche i est calculée selon l'expression [Eq. **32**] :

$$\Delta T\left(dx_{(i)}\right) = \frac{E_{abs_vol}\left(dx_{(i)}\right)}{\rho\, C_P} \quad \textbf{(142)}$$

En reprenant les paramètres matériaux et ceux de pompe présentés dans le paragraphe précédent [Chap. **III**, § **1**], la variation de température est calculée selon l'épaisseur du matériau juste après l'impulsion [**Figure A-3**]. Cette distribution de température est valable sur toute la longueur pompée du barreau.

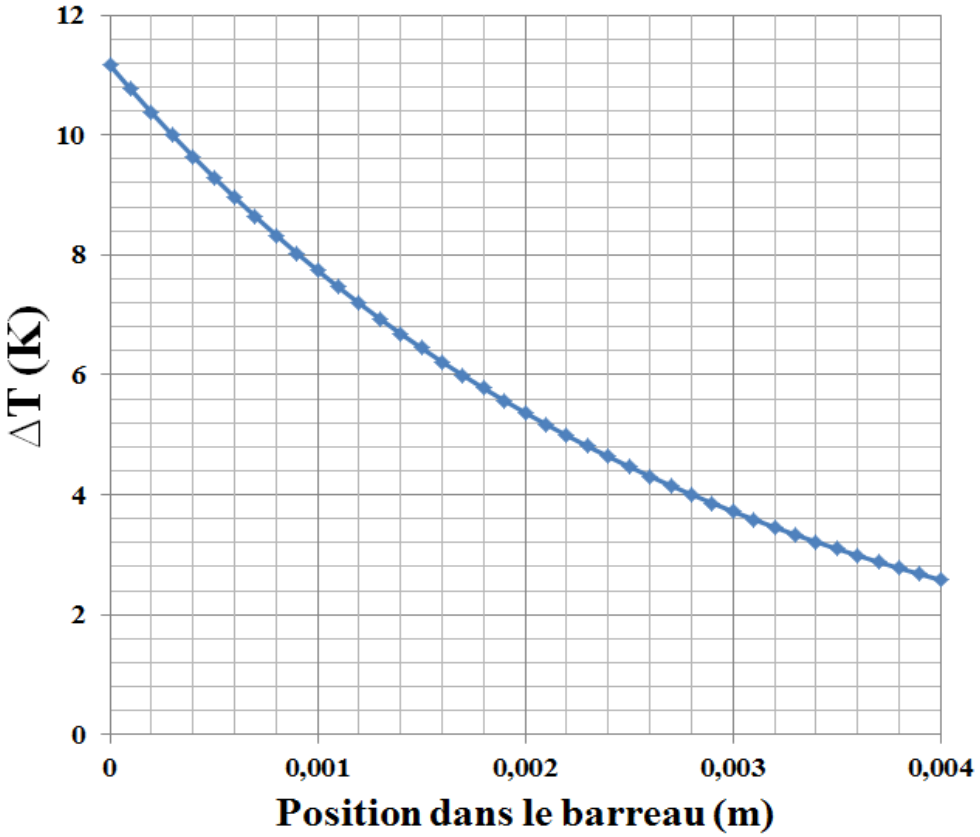


Figure A-3 *Distribution 1D de la variation de température dans le barreau juste après impulsion dans la zone de pompe*

Cette distribution 1D [**Figure A-3**] est directement comparée à une coupe de la température calculée par COMSOL ® dans la zone de pompe.

4 Passage de la base cristalline vers la base du laboratoire pour le calcul de la biréfringence induite dans le Nd :Lu :CaF_2

Dans cette annexe, les calculs présentés ont pour objectif de décrire la méthode permettant d'orienter l'axe du laboratoire $(0z)$ sur la direction cristalline [111]. La méthode est généralisable à l'ensemble des directions cristallines. Nous noterons dans la suite les axes du laboratoire $(0x)$, $(0y)$ $(0z)$ et $(0X)$, $(0Y)$ $(0Z)$ les axes de la base cristalline.

On souhaite orienter l'axe du laboratoire $(0z)$ sur la direction cristalline [111]. La première étape est d'exprimer le vecteur $(0z)$ dans la maille cristalline :

$$0z\begin{pmatrix}0\\0\\1\end{pmatrix}_{Blabo} = 0z\begin{pmatrix}1\\1\\1\end{pmatrix}_{Bcrist} \quad \textbf{(143)}$$

Les axes $(0x)$ et $(0y)$ dans la base cristalline sont choisie par l'opérateur afin de créer une base orthogonale. Nous choisissons par exemple $0x\begin{pmatrix}1\\1\\-2\end{pmatrix}_{Bcrist}$ et nous déterminons $(0y)$ par produit vectoriel des deux premiers axes :

$$0y = \begin{pmatrix}1\\1\\1\end{pmatrix}_{Bcrist} \wedge \begin{pmatrix}1\\1\\-2\end{pmatrix}_{Bcrist} = \begin{pmatrix}-3\\3\\0\end{pmatrix}_{Bcrist} colinéaire \text{ à } \begin{pmatrix}-1\\1\\0\end{pmatrix}_{Bcrist} \quad \textbf{(144)}$$

La matrice de passage de la base cristalline vers le repère du laboratoire s'écrit en exprimant les vecteurs $(0x)$, $(0y)$ et $(0z)$ du laboratoire dans la base cristalline :

$$\begin{pmatrix}A_x\\A_y\\A_z\end{pmatrix}_{Blabo} = \begin{matrix}l_{11}A_X + l_{12}A_Y + l_{13}A_Z\\ = l_{21}A_X + l_{22}A_Y + l_{23}A_Z\\ l_{31}A_X + l_{32}A_Y + l_{33}A_Z\end{matrix} \quad \textbf{(145)}$$

avec l_{ij} pour $i,j = 1,2,3$ les cosinus et sinus des projection de $(0x)$, $(0y)$ et $(0z)$ sur les axes $(0X)$, $(0Y)$ $(0Z)$. La matrice de passage permettant d'aligner l'axe $(0z)$ sur la direction cristalline [111] s'écrit en exprimant les axes normalisés $(0x)$, $(0y)$ et $(0z)$ dans la base cristalline :

$$\begin{pmatrix} A_x \\ A_y \\ A_z \end{pmatrix}_{Blabo} = \begin{bmatrix} 1/\sqrt{6} & 1/\sqrt{6} & -2/\sqrt{6} \\ -1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2} & 0 \\ 1/\sqrt{3} & 1/\sqrt{3} & 1/\sqrt{3} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A_X \\ A_Y \\ A_Z \end{pmatrix}_{Bcrist} \quad \textbf{(146)}$$

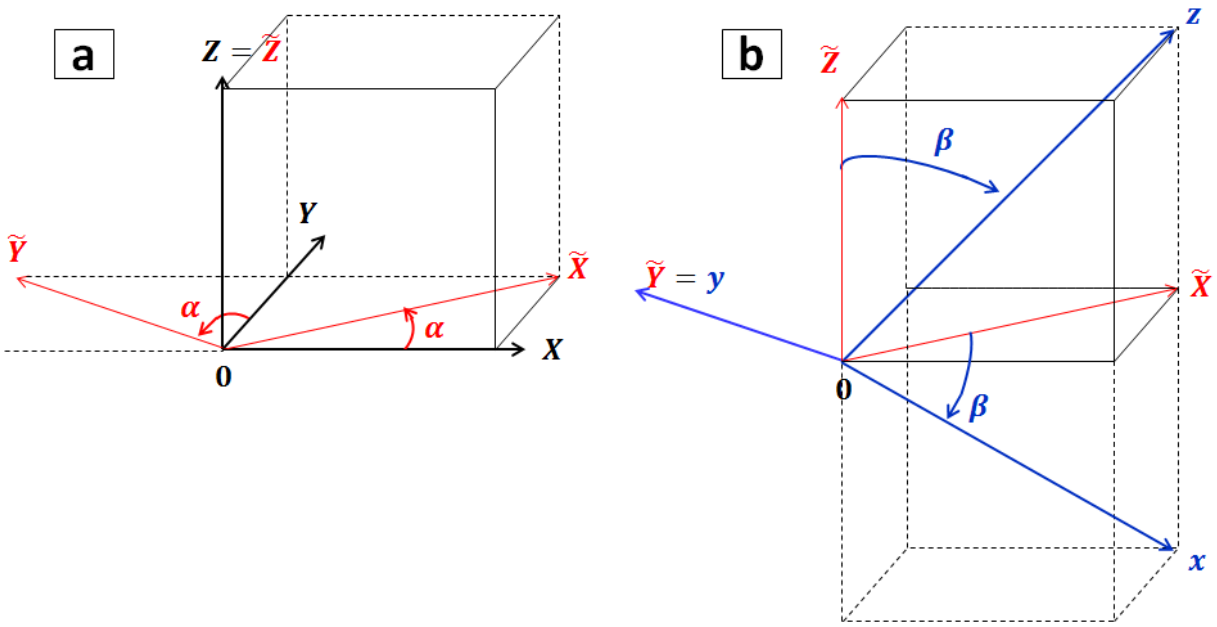
La matrice de passage est notée :

$$P_{Blabo \to Bcrist} = \begin{bmatrix} 1/\sqrt{6} & 1/\sqrt{6} & -2/\sqrt{6} \\ -1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2} & 0 \\ 1/\sqrt{3} & 1/\sqrt{3} & 1/\sqrt{3} \end{bmatrix} \quad \textbf{(147)}$$

La matrice de passage est une combinaison de matrice de rotation. Ces rotations sont déterminées par le choix arbitraires des axes $(0x)$, $(0y)$ fait précédemment [Eq. **144**]. Dans le cas de la matrice de passage [Eq. **147**], il s'agit d'une rotation autour de l'axe $(0Z)$ suivie d'une rotation autour de l'axe $(0\tilde{Y})$. Les axes $(0\tilde{X})$, $(0\tilde{Y})$et $(0\tilde{Z})$ correspondent aux axes intermédiaires après la première rotation. La seconde rotation correspond aux axes du repère du laboratoire. L'angle de rotation autour de l'axe $(0Z)$ est noté α et celui de la rotation autour de $(0\tilde{Y})$ est noté β. La matrice de passage est de la forme [Eq. **109**, rappelée ici]:

$$\boldsymbol{R}_{[0\tilde{y},\beta]}\,\boldsymbol{R}_{[0Z,\alpha]} = \begin{bmatrix} cos(\beta) & 0 & -sin(\beta) \\ 0 & 1 & 0 \\ sin(\beta) & 0 & cos(\beta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} cos(\alpha) & sin(\alpha) & 0 \\ -sin(\alpha) & cos(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Les valeurs numériques de la matrice de passage correspondent à $\alpha = 45°$ et $\beta = 54{,}7°$. Les deux rotations successives sont schématisées en [**Figure IV-2**, rappelée ici].



(Rappel **Figure IV-2***) (a) Rotation d'angle* α *autour de l'axe* (0Z). *L'axe* (0Z) *reste immobile, l'axe (0X) se transforme en axe intermédiaire* (0$\tilde{X}$) *et* (0Y) *en axe intermédiaire* (0$\tilde{Y}$). *(b) Seconde rotation d'angle* β *autour de l'axe intermédiaire* (0$\tilde{Y}$). *L'axe* (0$\tilde{Y}$) *reste immobilie et est confondu avec l'axe* (0y) *du laboratoire, l'axe* (0$\tilde{X}$) *se transforme en axe* (0x) *du laboratoire et* (0$\tilde{Z}$) *en* (0z) *du laboratoire, parallèle à la direction cristalline [111].*

La démarche présentée dans ce paragraphe peut s'appliquer à d'autres valeurs d'angles pour le couple (α, β). Dans l'étude présentée [Chap. **IV**], la forme de la matrice de passage est conservée, soit une rotation autour de l'axe (0Z) suivie d'une rotation autour de l'axe (0$\tilde{Y}$). Ce choix est fait pour correspondre à la convention prise dans la référence [73]. Il existe d'autre convention, comme dans la référence [44] qui utilise une matrice de passage composée d'une rotation autour de (0Y) suivie d'une rotation autour de (0$\tilde{X}$) :

$$P_{Blabo \to Bcrist} = \boldsymbol{R}_{[0\tilde{x},\beta]}\, \boldsymbol{R}_{[0Y,\alpha]}$$

Encore une fois, la forme de la matrice de passage dépend du choix arbitraire fait en choisissant l'expression des axes du repère du laboratoire dans la base cristalline.

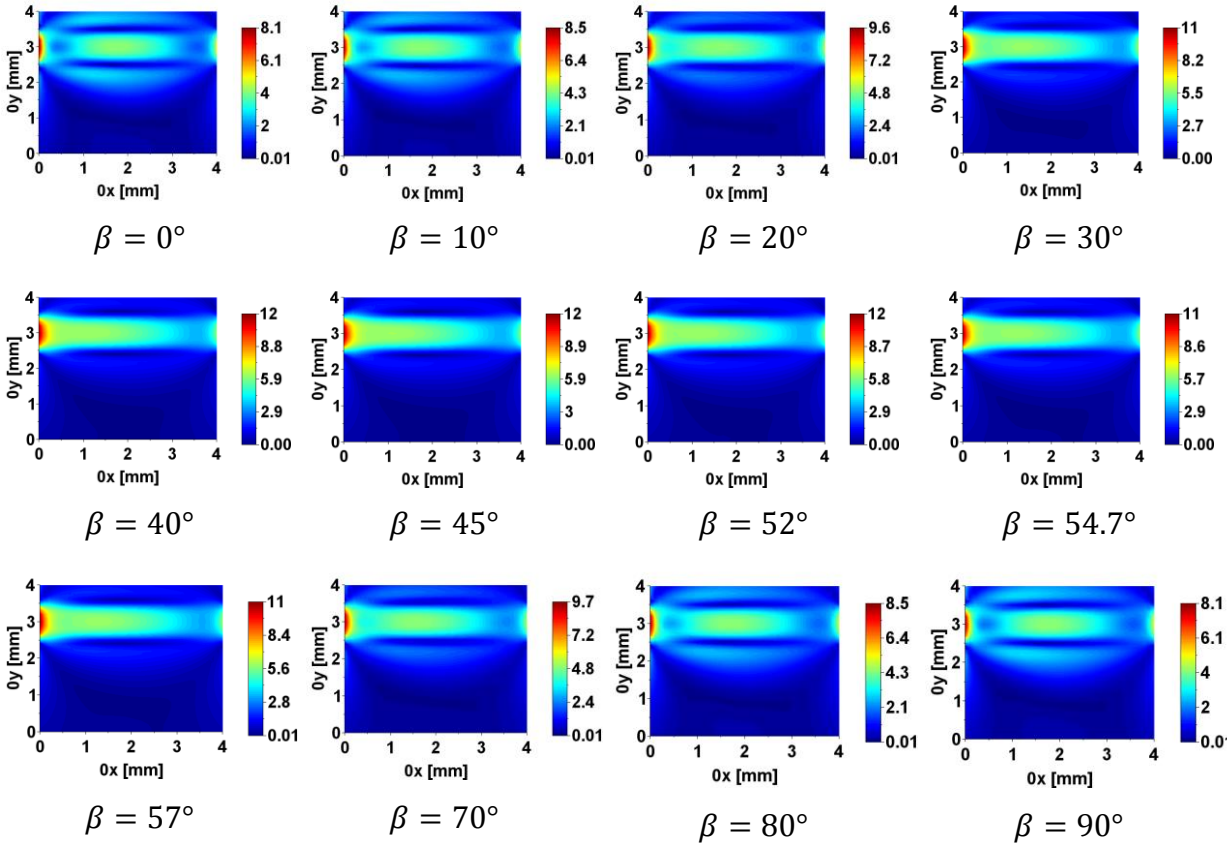
Une même orientation cristalline peut être obtenue par différentes combinaisons de rotations et toutes les orientations cristallines peuvent être obtenues avec uniquement deux rotations successives. Le choix de la forme de la matrice de passage n'a donc pas d'impact sur l'étude.

5 Influence de l'orientation cristalline sur la distribution de biréfringence du barreau parallélépipédique pompé transversalement.

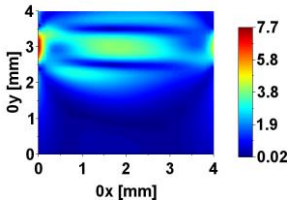
5.1 Distributions de la biréfringence en fonction des angles α et β.

Dans le paragraphe de cette annexe, nous présentons l'ensemble des distributions de biréfringence induite dans le Nd :Lu :CaF_2 obtenues pour les orientations cristallines $\alpha = [0°..90°]$ et $\beta = [0°..90°]$. L'objectif est de pouvoir connaître l'orientation cristalline des futurs échantillons à partir de ces distributions. Ces dernières sont données dans l'ordre des α croissants, pour $\beta = [0°..90°]$ et pour un coefficient d'absorption $\alpha_{BL} = 2{,}22cm^{-1}$.

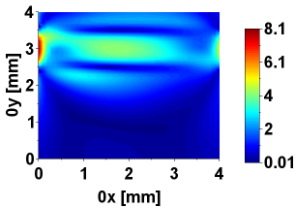
5.1.1 $\alpha = 0°$



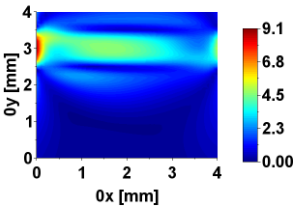
5.1.2 $\alpha = 10°$



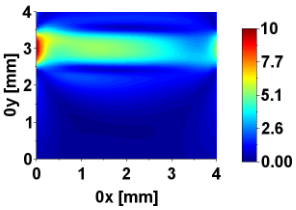
$\beta = 0°$



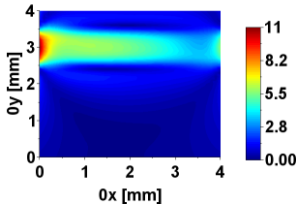
$\beta = 10°$



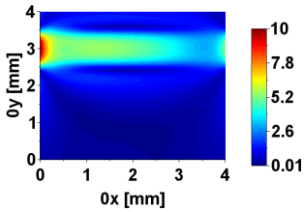
$\beta = 20°$



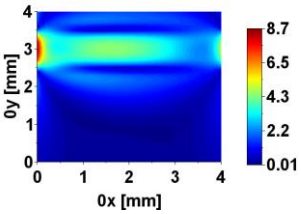
$\beta = 30°$



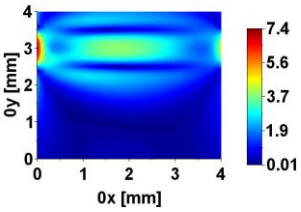
$\beta = 40°$



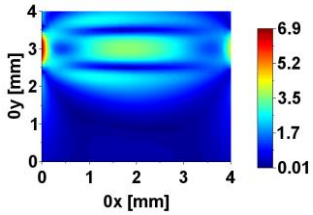
$\beta = 57°$



$\beta = 70°$

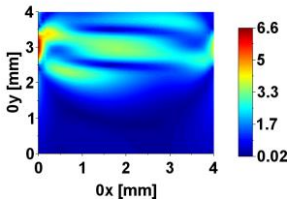


$\beta = 80°$

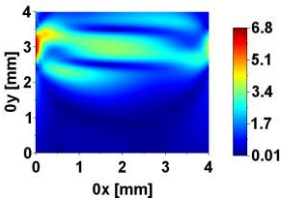


$\beta = 90°$

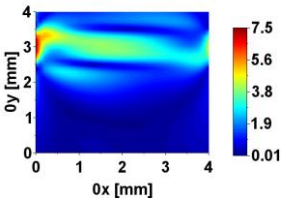
5.1.3 $\alpha = 20°$



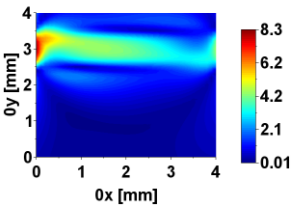
$\beta = 0°$



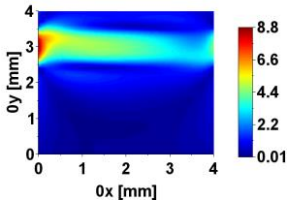
$\beta = 10°$



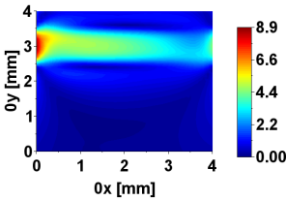
$\beta = 20°$



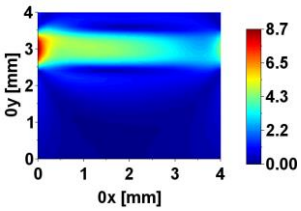
$\beta = 30°$



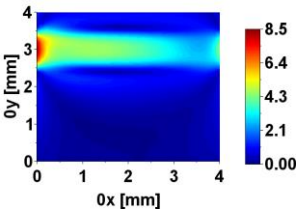
$\beta = 40°$



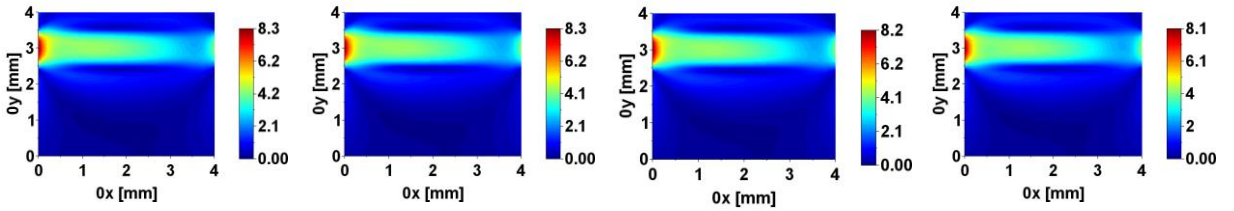
$\beta = 45°$



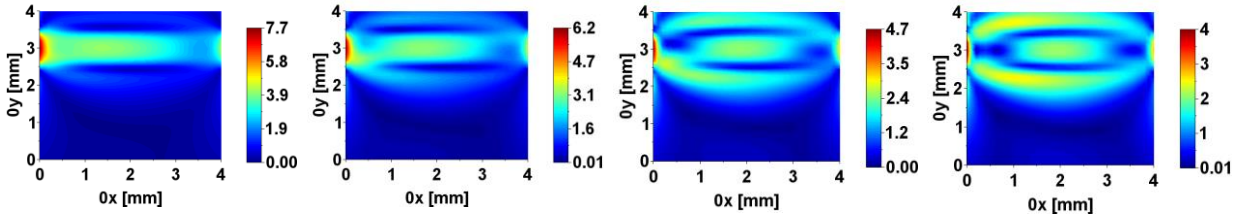
$\beta = 50°$



$\beta = 52°$

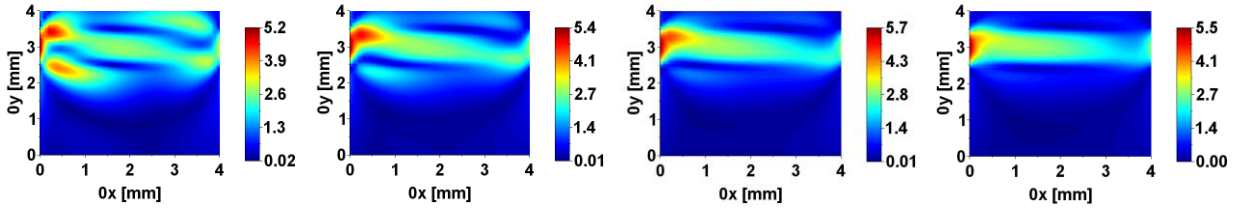


$\beta = 54.7°$ $\beta = 55°$ $\beta = 55.6$ $\beta = 57°$

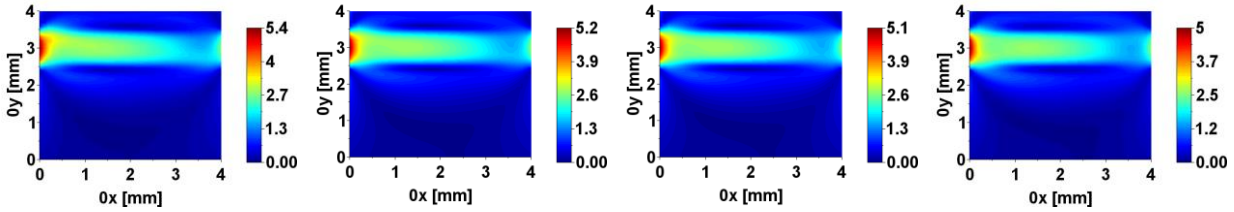


$\beta = 60°$ $\beta = 70°$ $\beta = 80°$ $\beta = 90°$

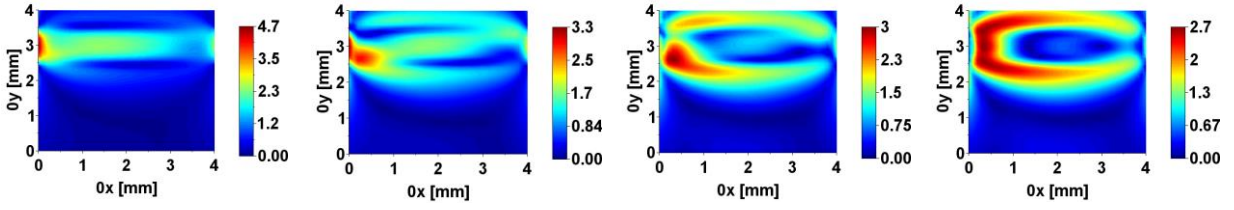
5.1.4 $\boldsymbol{\alpha = 30°}$



$\beta = 0°$ $\beta = 30°$ $\beta = 40°$ $\beta = 50°$

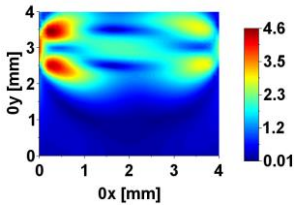


$\beta = 52°$ $\beta = 54.7°$ $\beta = 55°$ $\beta = 57°$

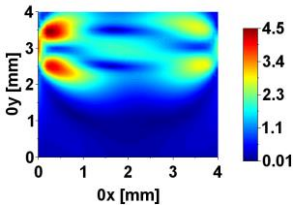


$\beta = 60°$ $\beta = 70°$ $\beta = 80°$ $\beta = 90°$

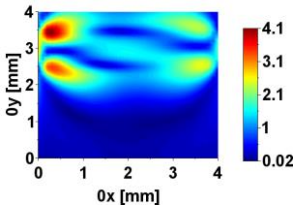
5.1.5 $\alpha = 40°$



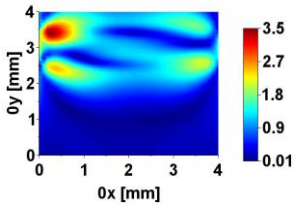
$\beta = 0°$



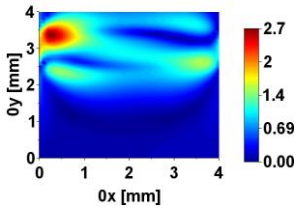
$\beta = 10°$



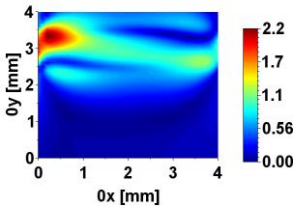
$\beta = 20°$



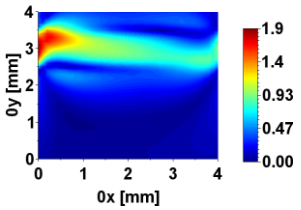
$\beta = 30°$



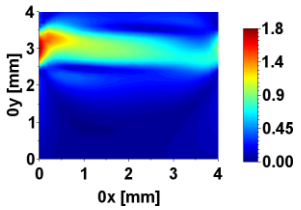
$\beta = 40°$



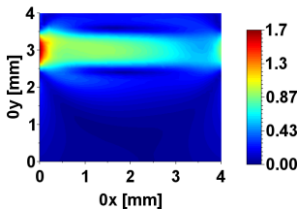
$\beta = 45°$



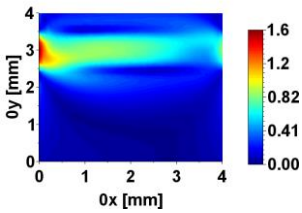
$\beta = 50°$



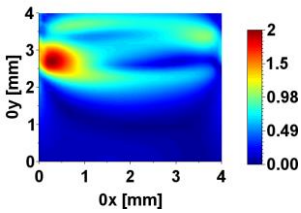
$\beta = 52°$



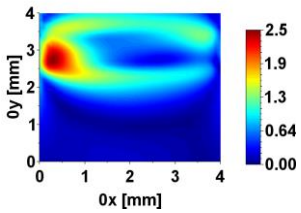
$\beta = 54{,}7°$



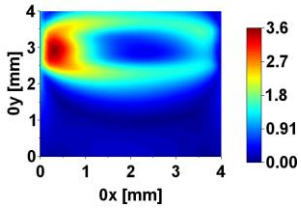
$\beta = 57°$



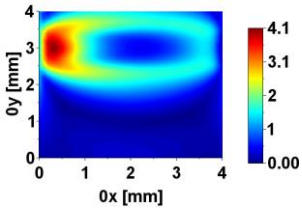
$\beta = 65°$



$\beta = 70°$

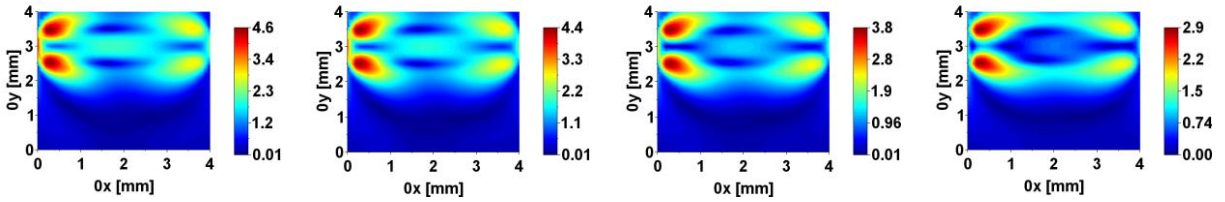


$\beta = 80°$

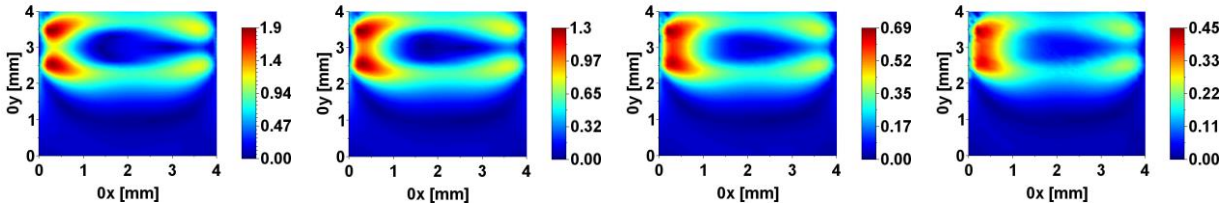


$\beta = 90°$

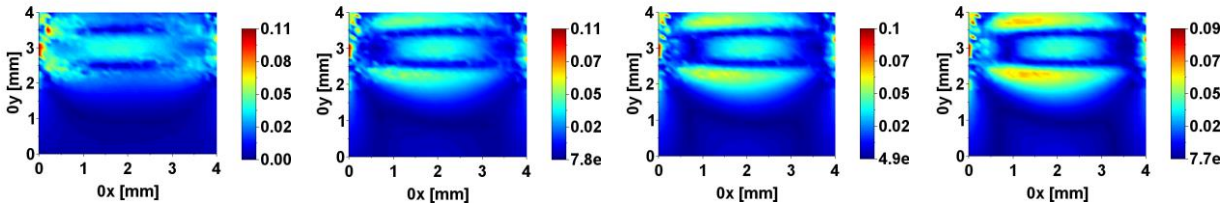
5.1.6 $\boldsymbol{\alpha = 45°}$



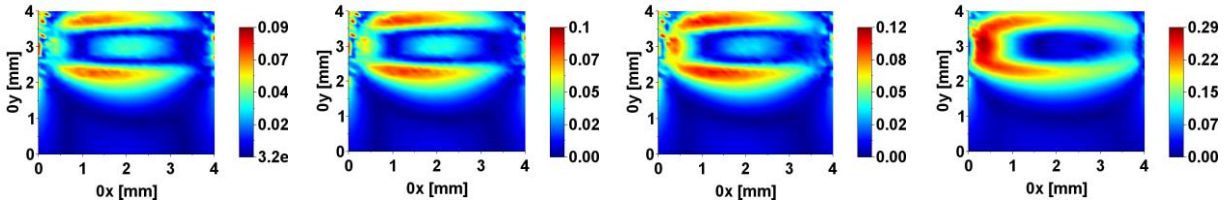
$\beta = 0°$ $\beta = 10°$ $\beta = 20°$ $\beta = 30°$



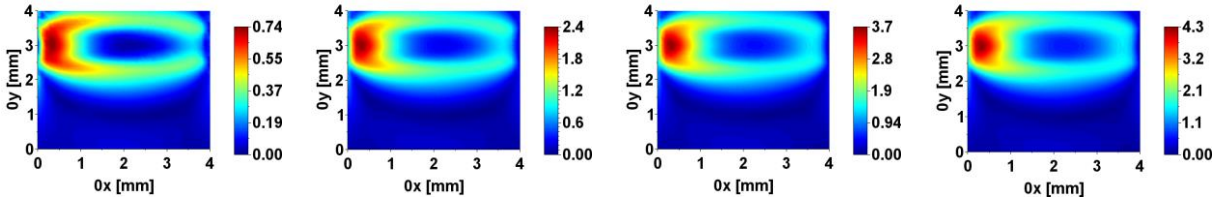
$\beta = 40°$ $\beta = 45°$ $\beta = 50°$ $\beta = 52°$



$\beta = 54.7°$ $\beta = 55°$ $\beta = 55.1°$ $\beta = 55.2°$

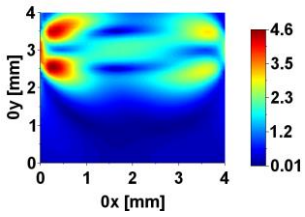


$\beta = 55.3°$ $\beta = 55.4°$ $\beta = 55.6$ $\beta = 57°$

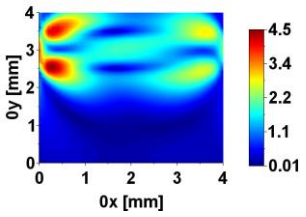


$\beta = 60°$ $\beta = 70°$ $\beta = 80°$ $\beta = 90°$

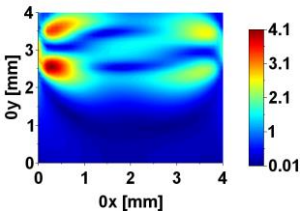
5.1.7 $\boldsymbol{\alpha = 50°}$



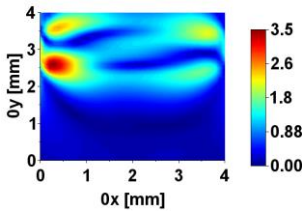
$\beta = 0°$



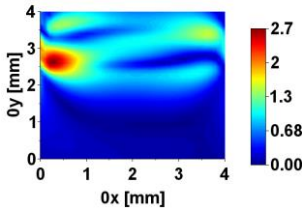
$\beta = 10°$



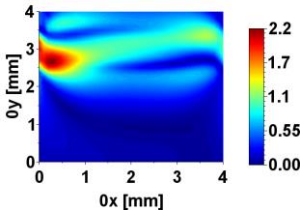
$\beta = 20°$



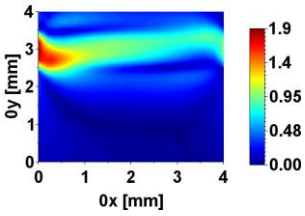
$\beta = 30°$



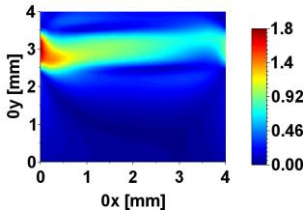
$\beta = 40°$



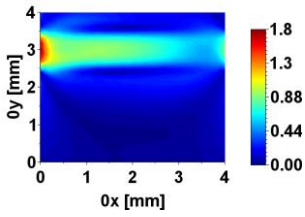
$\beta = 45°$



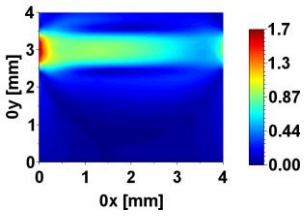
$\beta = 50°$



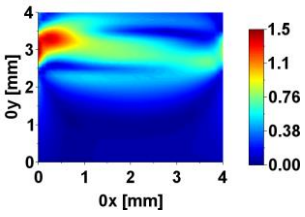
$\beta = 52°$



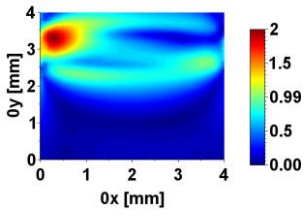
$\beta = 54.7°$



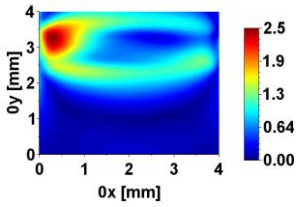
$\beta = 55°$



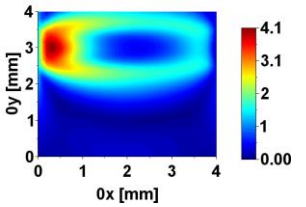
$\beta = 60°$



$\beta = 65°$

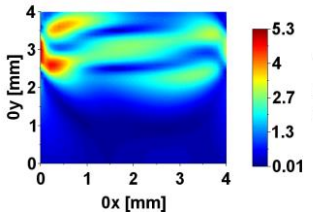


$\beta = 70°$

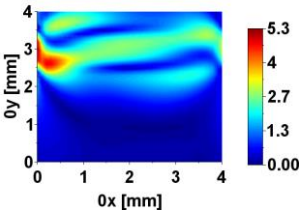


$\beta = 90°$

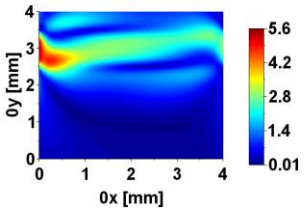
5.1.8 $\boldsymbol{\alpha = 60°}$



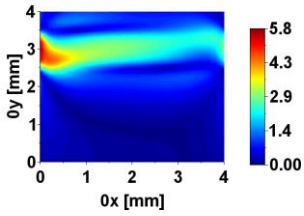
$\beta = 0°$



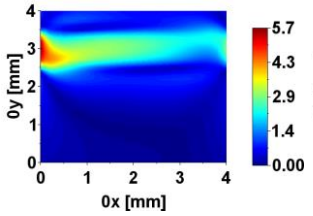
$\beta = 20°$



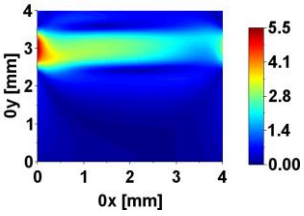
$\beta = 30°$



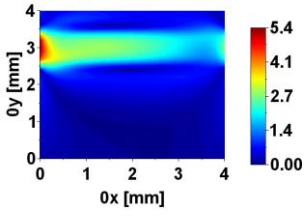
$\beta = 40°$



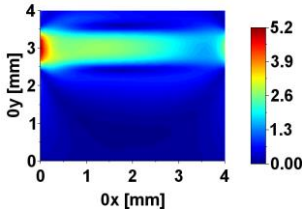
$\beta = 45°$



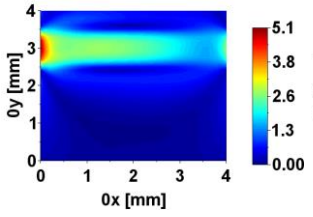
$\beta = 50°$



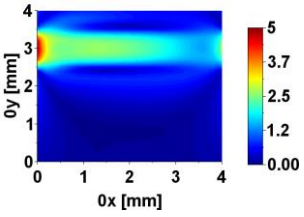
$\beta = 52°$



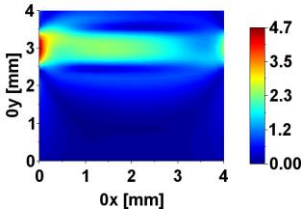
$\beta = 54.7°$



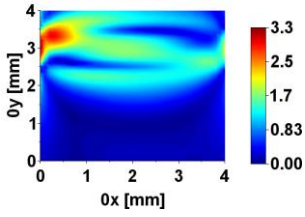
$\beta = 55.6$



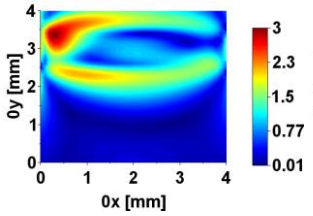
$\beta = 57°$



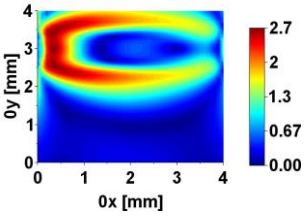
$\beta = 60°$



$\beta = 70°$

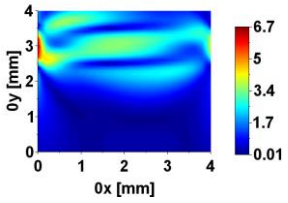


$\beta = 80°$

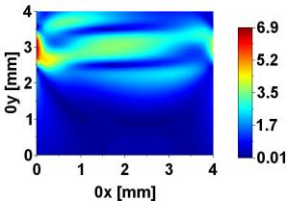


$\beta = 90°$

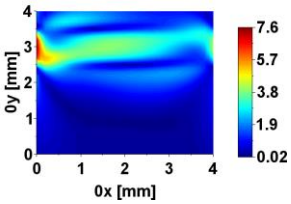
5.1.9 $\boldsymbol{\alpha = 70°}$



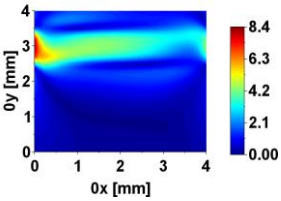
$\beta = 0°$



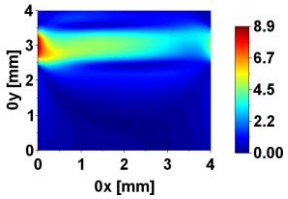
$\beta = 10°$



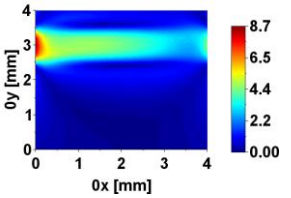
$\beta = 20°$



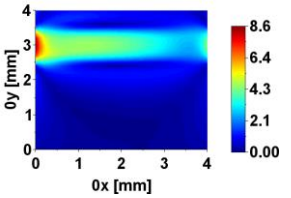
$\beta = 30°$



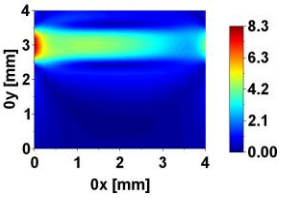
$\beta = 40°$



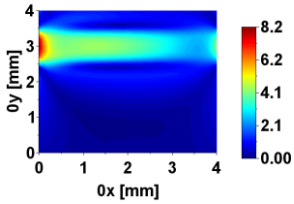
$\beta = 50°$



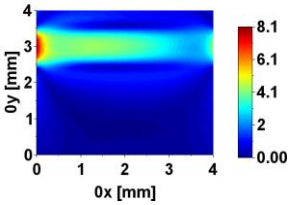
$\beta = 52°$



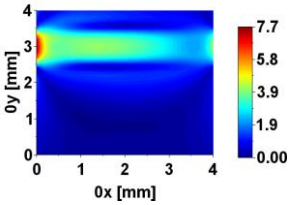
$\beta = 54.7°$



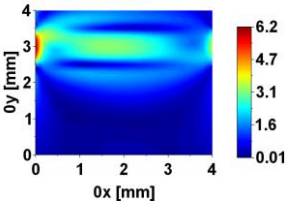
$\beta = 55.6$



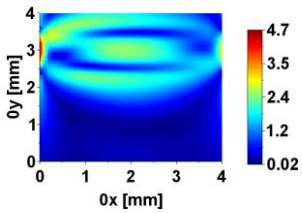
$\beta = 57°$



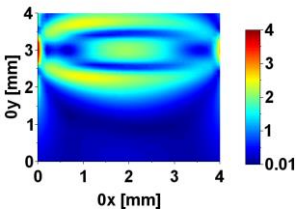
$\beta = 60°$



$\beta = 70°$

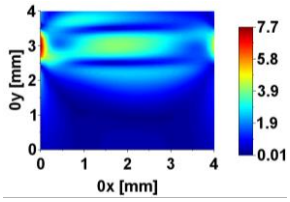


$\beta = 80°$

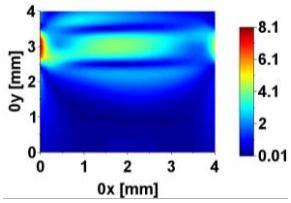


$\beta = 90°$

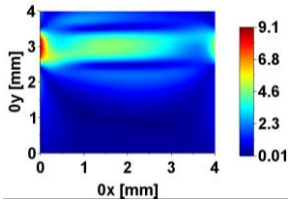
5.1.10 $\boldsymbol{\alpha = 80°}$



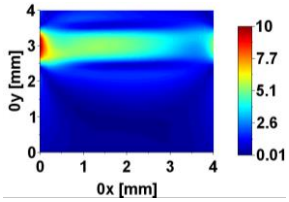
$\beta = 0°$



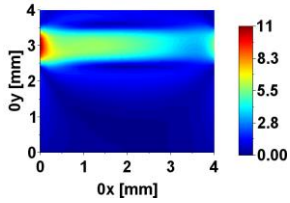
$\beta = 10°$



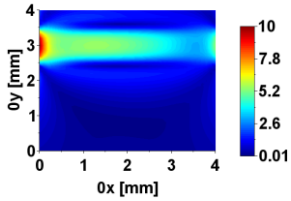
$\beta = 20°$



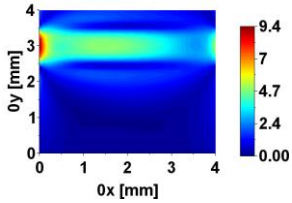
$\beta = 30°$



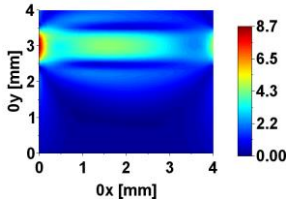
$\beta = 40°$



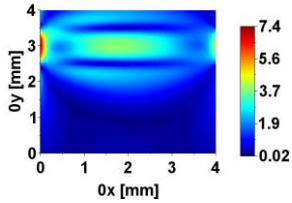
$\beta = 57°$



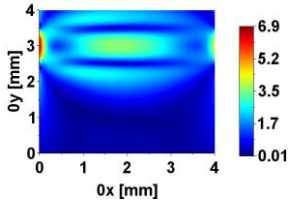
$\beta = 65°$



$\beta = 70°$



$\beta = 80°$

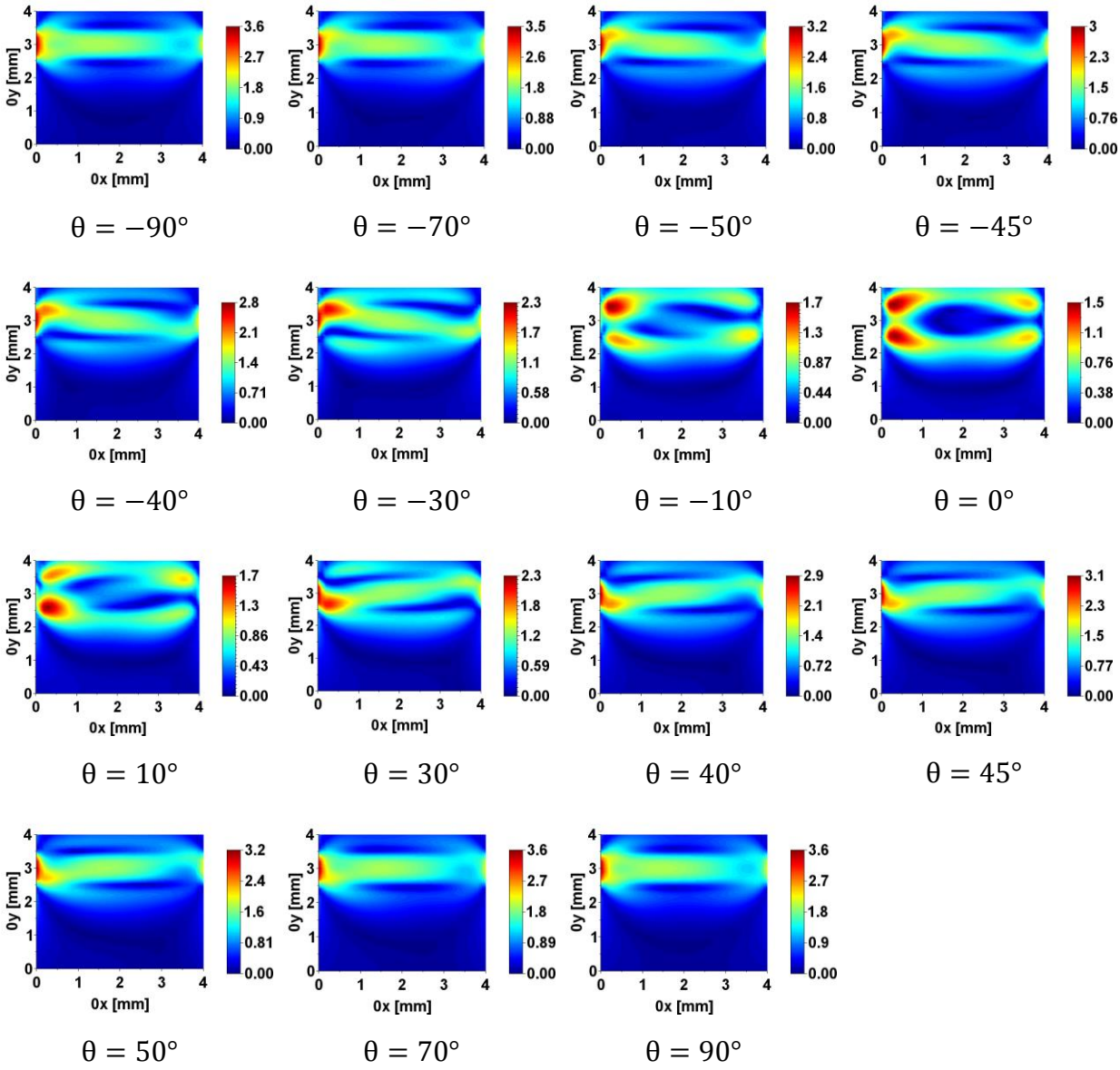


$\beta = 90°$

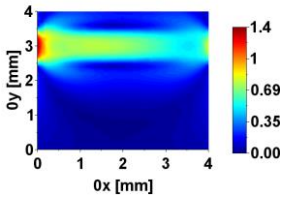
5.2 Distributions de la biréfringence en fonction de l'angle θ pour une orientation cristalline centrée autour de [111]

Cette partie de l'annexe présente les distributions de biréfringence induite en fonction de l'angle θ pour une orientation proche de la direction [111], soit $\alpha = 45°$ et $\beta = 54{,}7°$. Les trois jeux de distributions $\alpha = 45°$ et $\beta = 40°,\ 50°,\ 60°$ sont très semblables mais varient substantiellement en amplitude, en particulier entre $\beta = 40°$ et $\beta = 50°$.

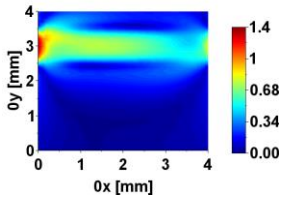
5.2.1 $\alpha = 45°$ et $\beta = 40°$



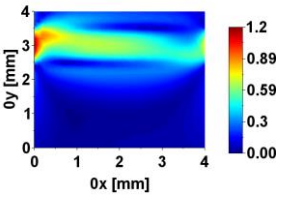
5.2.2 $\boldsymbol{\alpha = 45°}$ *et* $\boldsymbol{\beta = 50°}$



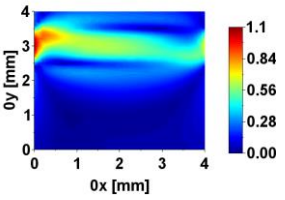
$\theta = -90°$



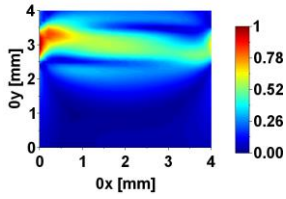
$\theta = -70°$



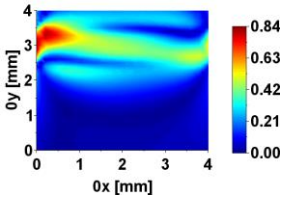
$\theta = -50°$



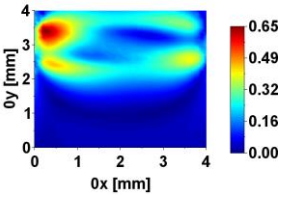
$\theta = -45°$



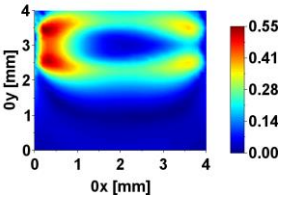
$\theta = -40°$



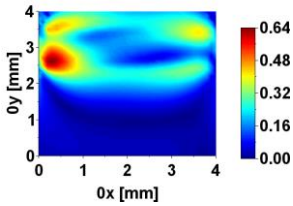
$\theta = -30°$



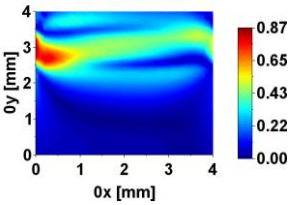
$\theta = -10°$



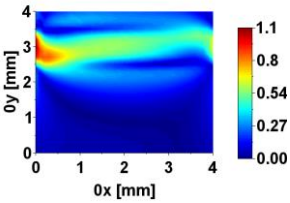
$\theta = 0°$



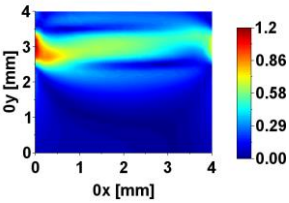
$\theta = 10°$



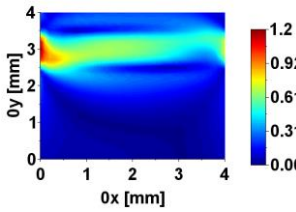
$\theta = 30°$



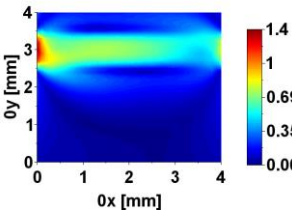
$\theta = 40°$



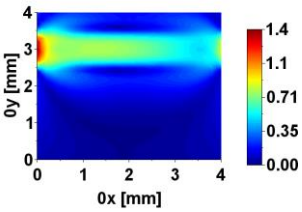
$\theta = 45°$



$\theta = 50°$

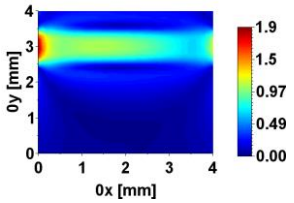


$\theta = 70°$

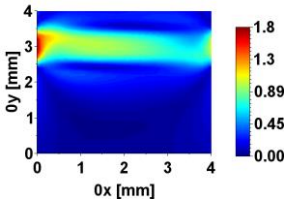


$\theta = 90°$

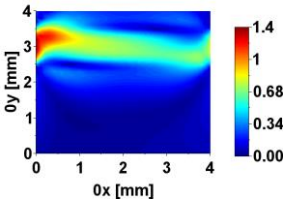
5.2.3 $\boldsymbol{\alpha = 45° \; et \; \beta = 60°}$



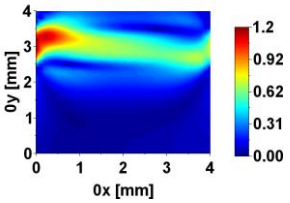
$\theta = -90°$



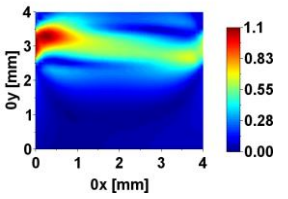
$\theta = -70°$



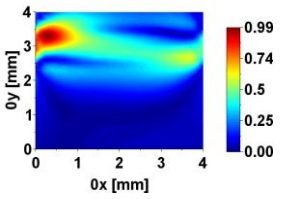
$\theta = -50°$



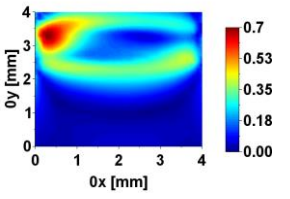
$\theta = -45°$



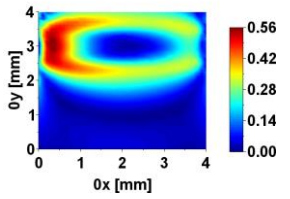
$\theta = -40°$



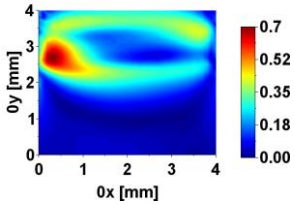
$\theta = -30°$



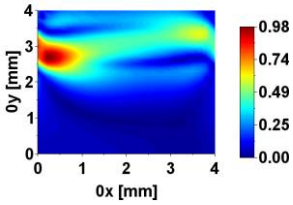
$\theta = -10°$



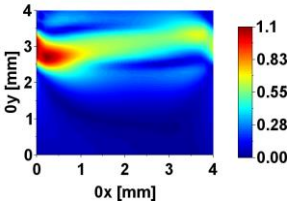
$\theta = 0°$



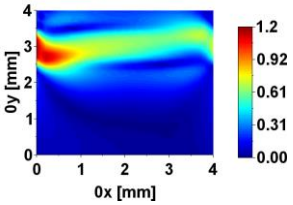
$\theta = 10°$



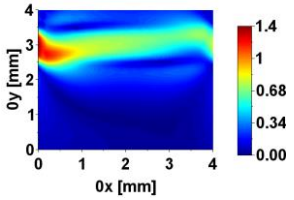
$\theta = 30°$



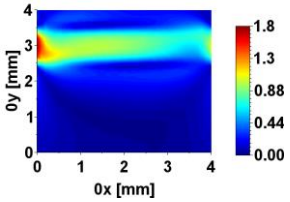
$\theta = 40°$



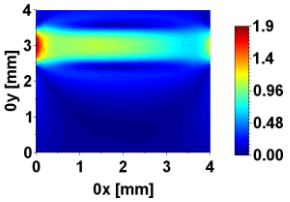
$\theta = 45°$



$\theta = 50°$



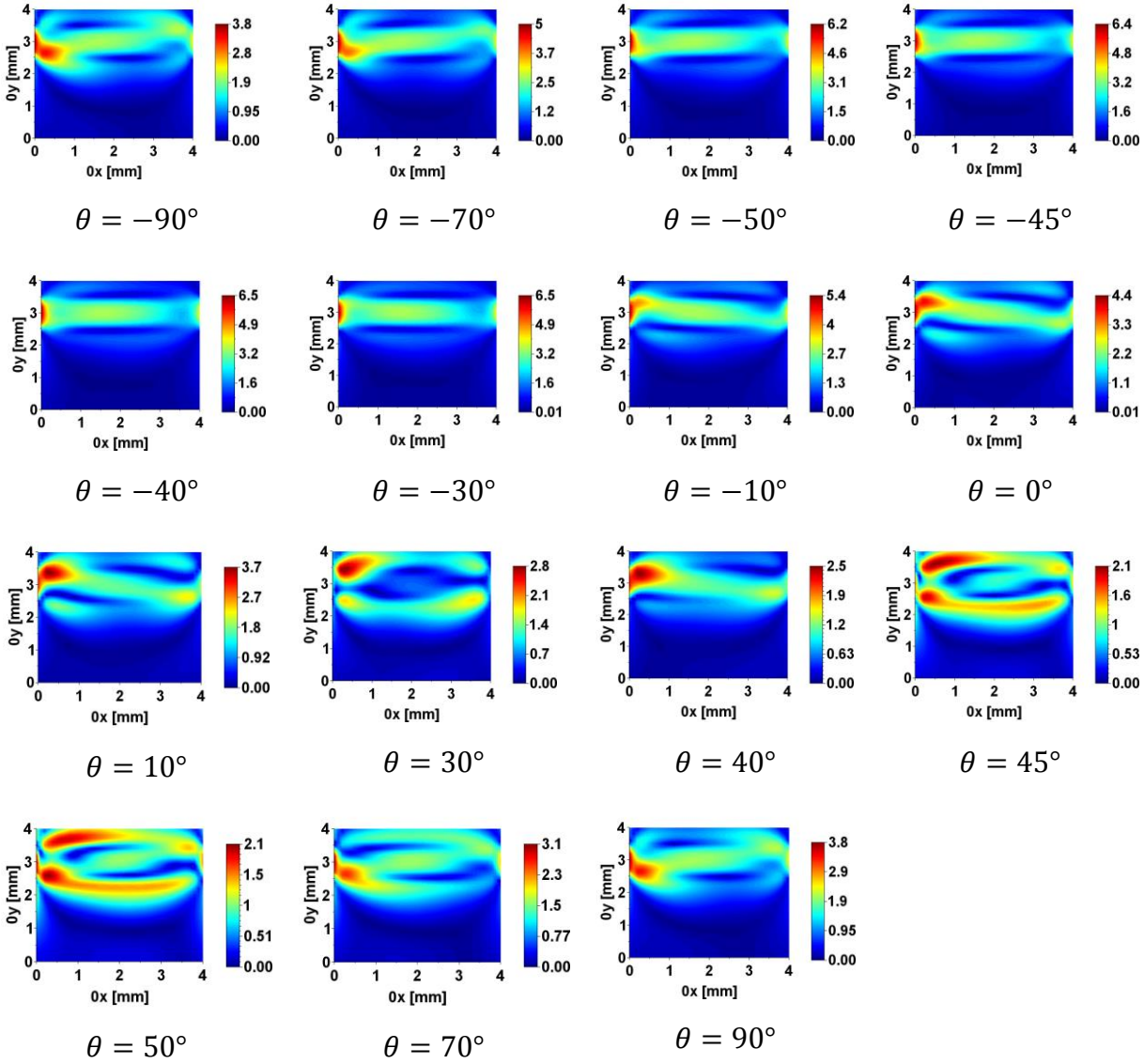
$\theta = 70°$



$\theta = 90°$

5.3 Distributions de biréfringence utilisées pour la comparaison avec la mesure de biréfringence induite de l'échantillon B37

Dans cette annexe, nous présentons les distributions spatiales en $\theta = [-90°; 90°]$ utilisées pour la comparaison avec la mesure de biréfringence induite de l'échantillon B37 de Nd :Lu :CaF_2. L'orientation identifiée pour la comparaison avec la biréfringence induite de l'échantillon B37 est donnée par le triplet $\alpha = 30°,\ \beta = 30°$ et $\theta = 50°$.



$\theta = -90°$ $\theta = -70°$ $\theta = -50°$ $\theta = -45°$

$\theta = -40°$ $\theta = -30°$ $\theta = -10°$ $\theta = 0°$

$\theta = 10°$ $\theta = 30°$ $\theta = 40°$ $\theta = 45°$

$\theta = 50°$ $\theta = 70°$ $\theta = 90°$

B. **Bibliographie**

[1] J.A. Caird, A.J. Ramponi and P.R. Staver, «Quatum efficiency and excited-state relaxation dynamics in neodymium-doped phosphate laser glasses,» *J. Opt. Soc. Am. B.,* vol. 8, n° %17, 1991.

[2] A. Ikesue and T. Kinoshita, «Fabrication and optical properties of high-performance polycristalline Nd:YAG ceramics for solid-state lasers,» *J. Am. Ceram Soc*, vol. 78, n° %14, 1995.

[3] J. L.Doualan, L.B. Su, G. Brasse, A. Benayad, V. Ménard, Y.Y. Zhan, A. Braud, P. Camy, J. Xu and R. Moncorgé, «Improvement of infrared laser properties of Nd:CaF crystals via codoping with Y 3+ and Lu 3+ buffer ions,» *Opt. Soc Am. B*, vol. 30, n° %111, (2013).

[4] S. Normani, Nd:Lu:CaF2 for high-energy lasers, 2017.

[5] P. Lacorava, H.K Choi, C.A. Wang, R.L. Aggarwal and T.Y. Fan, «Room-temperature diode pumped Yb:YAG laser',» *Opt. Lett*, vol. 16, n° %114, 1991.

[6] A. Lucca, M. Jacquemet, F. Druon, F. Balembois and P. Georges, «High-power tunable diode-pumped Yb3+:CaF2 laser,» *Opt. Lett*, vol. 29, n° %116, 2004.

[7] SCHOTT, *LG-760 Phosphate Laser Glass (For High Energy application),* www.us.schott.com, 2013.

[8] Virginie Moizan, Etude de l'amplification laser en bande II dans les fibres de verre chalcogénures, Université Rennes 1, 2008.

[9] Vincent Petit, Etude de matériaux dopés Yb3+ pour une émission laser large bande autour de 1µm, Université de Caen, 2006.

[10] S.A.Payne and al. , «Spectroscopy and gain measurement of Nd3+ in SrF2 and other

fluorite-structure hosts,» *J. Opt. Soc. Am B,* pp. 726-740, 1991.

[11] D.R. Tallant, D.S. Moore and J.C. Wright, «Defect equilibrium in fluorite structure crystals,» *J. Chem. Phys,* pp. 2897-2907, 1977.

[12] C.R.A. Catlow, A.V. Chadwick, G.N. Greaves and L.M. Mooroney, «Direct observations of the dopant environnement in fluorites using EXAF,» *Nature,* vol. 312, pp. 601-604, 1984.

[13] P.J. Bendall, C.R.A. Catlow, J. Corish and P.W.M. Jacobs, «Defect aggregation in anion-excess fluorite II. Cluster containing more than two impurity ions,» *J. Solid State Chem.,* vol. 51, pp. 159-169, 1984.

[14] Alain Braud, Caractéristiques spectroscopiques et émission laser de l'ion Tm3+ à 1,5µm dans les fluorures, Université de Caen, 1999.

[15] S.A. Payne, J.A. Caird, L.L. Chase, L.K. Smith, N.D. Nielsen and W.F. Krupke, «Spectroscopy and gain measurements of Nd3+ in SrF2 and other fluorite-structure hosts,» *J. Opt. Soc. Am. B,* vol. 8, pp. 726-740, 1991.

[16] J. Fernandez, A. Oleaga, J. Azkargorta, I.Iparraguirre, R. Balda, M. Voda and A.A. Kaminskii, «Nd3+ laser spectral dynamics in CaF2-YF3-NdF3 crystals,» *Opt. Mater.,* vol. 13, pp. 9-16, 1999.

[17] A.A. Kaminskii, Z.I. Zhmurwa, V.A. Lomonov and S.E. Sarkisw, «Two stimulated emission 4F3/2->4I11/2,13/2 channels of Nd3+ ions in crystals of the CaF2-ScF3 system,» *Phys. Stat. Sol.,* vol. 84, n° %1A, 1984.

[18] K.S. Bagdasarov, Y.K. Voronko, A.A. Kaminskii, L.V. Krotova and V.V. Osiko, «Modification of the properties of the CaF2 TR3+ crystals by Yttrium impurities,» *Phys. Stat. Sol B,* vol. 12, n° %1B, 1965.

[19] L.. Su, Q.G. Wang, H.J. Li, G. Brasse, P. Camy, J.L Doualan, A. Braud, R. Moncorgé, Y.Y. Zhan and L.H. Zheng, «Spectroscopic properties and CW laser operation of Nd, Y-codoped CaF2 single crystals,» *Laser Phys. Lett,* vol. 10, n° %13, 2013.

[20] J.L. Doualan, C. Maunier, D. Descamps, J. Landais and R. Moncorgé, «Excited-state absorption and up-conversion losses in the Nd-doped glasses for high-power lasers,» *Phys. Rev. B,* vol. 62, n° %17, 2000.

[21] S.A. Payne, G.D. Wilke, L.K. Smith and W.F. Krupke, «Auger up-conversion losses in Nd-doped laser glasses,» *Opt. Comm.,* vol. 111, n° %1263, 1994.

[22] Y. Guyot, H. Manaa, J.Y. Rivoire and R. Moncorgé, «Excited-state absorption and upconversion sudies of Nd3+-doped single crystals Y3Al5O12, YLiF4 and LaMgAl11O19,» *Phys. Rev. B,* vol. 51, n° %12, 1995.

[23] W. Koechner and M. Bass, Solid-State Lasers, Springer, 2003, p. 303.

[24] D.C. Stockbarger, «Artificial Fluorite,» *JOSA*, vol. 39, n° %19, 1949.

[25] P. Féron, Notes de cours, ENSSAT, Lannion, 2014.

[26] Elodie Boursier, «Génération paramétrique infrarouge dans les cristaux de La3Ga5,5TaO,5O14 et BaGa4Se7,» Université de Grenoble, 2017.

[27] A. Shaykin, A. Soloviev, A. Kuzmin, A. Shaikin, K. Burdonov, E.Khazanov, «150 mm diameter Nd:glass rod laser amplifier : characterization and prospects,» *Proc. SPIE,* vol. 9238, (2014).

[28] Chénais, S., *Nouveaux matériaux laser dopés à l'ytterbium :performances en pompage par diode et étude des effets thermiques.*, phD, Université Paris-Sud XI, 2002, pp. 94-97.

[29] U.O. Farruck, A.M. Buoncristiani and C.E. Byvik, «An analysis of the temperature distribution in finite solid-state laser rods,» *IEEE J. Quant. Elec,* vol. 24, n° %111, (1988).

[30] J.D. Foster and L.M. Osterink, «Thermal Effects in a Nd:YAG Laser,» *J. Appl. Phys,* vol. 41, n° %19, (1970).

[31] C.B. Layne et al, «Multiphonon relaxation of rare-earth ions in oxide glasses,» *Phys. Rev. B,* vol. 16, n° %11, 1977.

[32] S. Renard, «Synthèse, spectroscopie sélective et fonctionnement laser de CaF2:Tm3+ sous forme et en couches minces,» *Thèse de doctorat, EnsiCaen, CIMAP,* 2005.

[33] T.Y. Fan, «Heat Generation in Nd:YAG and Yb:YAG,» *IEEE J. Quant. Elec,* vol. 29, n° %16, (1993).

[34] J.H. Campbell, J.S. Hayden, A.J. Marker, «High-Power Solid State Lasers from a Laser Glass Perspective,» *JRNL,* 2010.

[35] A.A. Andrade, V. Pilla, S.A. Lourenço, A.C.A. Silva, N.O. Dantas, «Fluorescence quantum efficiency dependant on the concentration on Nd3+ doped phosphate glass,» *Chem. Phys. Lett.;,* pp. 38-41, 2012.

[36] P.R. Ehrmann and J.H. Campbell, «Nonradiative Energy Losses ans Raidation Trapping in Neodymium-Doped Phosphate Laser Glasses,» *J. Am Ceram. Soc,* vol. 85, n° %15, 2002.

[37] M. Gisclon, «A propos de l'équation de la chaleur et de l'analyse de Fourier,» 1998. [En ligne]. Available: www-fourier.ujf-grenoble.fr.

[38] S. Timoshenko and J. Goodier , Theory of elasticity, Mc Graw - Hill Book Company, Inc, (1951).

[39] J.M. Eggleston, T.J. Kane and al., «The Slab Geometry Laser- Part 1 : Theory,» *IEEE J. Quant. Elec*, vol. 20, n° %13, (1984).

[40] CORNING, *Calcium Fluoride CaF2, Physical and chemical properties,* 2003.

[41] Yifan Huang, «Numerical studies for Improving fracture toughness resistance curve testing using single-edge (notched) tension specimens,» *Western University,* p. 16, 2016.

[42] G.R. Irwin, «Analysis of stresses and strains near the end of a cracktransversing a plate,» *J. Appl. Mech,* vol. 24, pp. 361-364, 1957.

[43] J.J. Mecholsky, «Fracture mechanics principles,» *Dental Mat.,* vol. 11, pp. 111-112, 1995.

[44] W. Koechner and D.K. Rice, «Effect of birefringence on the performance of linearly polarized YAG:Nd lasers,» *IEEE J. Quant.Elec,* vol. 6, n° %19, (1970).

[45] J.F. Nye, Physical Properties of crystals, Oxford Science Publication, 1957, pp. 250-251.

[46] O. Lubin, *Etude de l'influence des contraintes mécaniques sur des composants optiques de grandes dimensions. Application aux composants du laser Mégajoule.,* Université Paris XI, 1998.

[47] I.B. Mukhin, O.V. Palashov, E.A. Khazanov and I.A. Ivanov, «Influence of the orientation of a crystal on thermal polarization effects in high-power solid-state lasers,» *JEPT Lett.,* vol. 81, n° %13, 2005.

[48] R.E. Joiner, J. Marburger and W.H. Steier, «Elimination of stress-induced birefringence effets in a single-crystal high power laser windows,» *Appl. Phys. Lett.,* vol. 30, n° %19, 1977.

[49] C.A. Klein, «Optical distortion coefficient of <111>-oriented CaF2 windows at chemical laser wavelengths,» *Appl. Phys. Lett,* vol. 35, n° %11, 1979.

[50] K. Kitamura,S. Kimura, Y. Miyazawa, Y. Mori and O. Kamada, «Stress-birefringence associated with facets of rare-earth garnets grown from melt; a model and measurement of stress-birefringence observed in thin sections,» *J. Cryst. Growth,* vol. 62, pp. 351-359, (1983).

[51] K. Katoh, K. Hammar, P. Smith and R. Oldenburg, «Birefringenceimaging directly reveals architectural dynamics of filamentous actin in living growth cones,» *Mol. Biol. Cell,* vol. 10, pp. 197-210, (1999).

[52] B. Cense and T. C. Chen, «In vivo depth-resolved birefringence measurements of the human retinal nerve giber layer by polarization-sensitive optical coherence tomography,» *Opt. Lett.,* vol. 27, pp. 1610-1612, (2002).

[53] E.D. Fabrizio, M. Baciocchi, M. Gentili and L. Grella, «Micro-photonic devices fabricated by silicon micromachinig techniques,» *J. Appl. Phys.,* vol. 36, pp. 7757-7762, (1997).

[54] D.A. Krohn,, «Determination of axial stress in clad glass fibers,» *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 53, pp. 505-507, (1970).

[55] Y. Park, T.J. Ahn, Y.H. Kim, B.H. Lee, U.C. Peak and D.Y. Kim , «Measurement method for profiling the residual stress and the strain-optic coefficient of an optical fiber,» *Appl. Opt.*, vol. 41, pp. 21-26, (2001).

[56] A. Ajovalasit, S. Barone and G. Petrucci, «Automated methods for the collection and analysis of photoelastic data,» *J. Strain Anal.*, vol. 33, pp. 75-91, (1998).

[57] T. Rose, D. Spriegel and J-R. Kropp, «Fast photoelastic stress determination : application to monomode fibers and slices,» *Meas. Sci. Technol.*, vol. 4, n° %1431, (1993).

[58] C.C Montarou, T.K. Gaylor, B.L. Bachim, A.I. Dachevski and A. Agarwal, «Two-wave-plate compensator method for full-field retardation measurements,» *App. Opt.*, vol. 45, 2, (2006).

[59] C.C. Montarou and T. K. Gaylor, «Two-wave-plate compensator method for single-point retardation measurements,» *Appl. Opt.,* **43**, 36, (2004).

[60] T.C. Oakberg, «Measurement of low-level strain birefringence in optical element using a photelastic modulator,» *Polarization Analysis and Applications to Device_ Proc SPIE ,* **2873**, pp. 17-20, (1996).

[61] B. Wang and T.C. Oakberg, «A new instrument for measuring both the magnitude and angle of low level linear birefringence,» *Review Scien. Instr.,* **70**, 10, (1999).

[62] K. Oka and T. Kaneko, «Compact complete imaging polarimeter using birefringence wedge prisms,» *Opt. Exp.,* **11**, 13, 2003.

[63] PolarCam, «https://www.4dtechnology.com».

[64] O. Slezak, A. Lucianetti, M. Divoky, M. Sawicka and T. Mocek, «Optimization of wavefront distorsions and thermal-stress induced birefringence in a cryogenically-cooled multislab laser amplifier,» *IEEE J. Quant Elec.,* **49**, 11, (2013).

[65] C. Pflaum, Z. Rahimi, «Simulation of solid state lasers and amplifiers,» *Proc. of SPIE,* **9793**, 2015.

[66] A. Starobor and O. Palashov, «Peculiarityof the thermally induced depolarization and methods of depolarization compensation in square-shaped Yb:YAG active elements,» *Opt. Comm.,* **402**, 468-471, 2017.

[67] COMSOL Inc., *COMSOL Multiphysics 5.1,* Burlington, MA,USA, 2009.

[68] R.M. Waxler, A. Feldman and D. Horowitz, Laser Induced Damage in Optical Material, E. A.J. Glass and A.H. Guenther, Éd., U.S. GPO, Wash D.C.: NBS Special Publication 542, 1978, pp. 50-54.

[69] F. Pockels, Lehrbuch der Kristallobtik, Leipzig und Berlin: B.G. Teuber, 1906.

[70] K.V. Rao, T.S. Narasimhamirty, *J. Phys. Chem. Solids,* vol. 31, 876, 1970.

[71] Schott Glass made of ideas, «Technical information Advanced optics - TIE 27 Stress in optical glass,» 2004.

[72] D. Asoubar and F. Wyrowski, «Fully vectorial laser resonator modeling of continuous-wave solid-state lasers including rate equations, thermal lensing and stress-induced birefringence,» *Opt. Express,* **23**, 15, 2015.

[73] I. Snetkov and al, «Drastic reduction of thermally induced depolarization in CaF2 crystals with [111] orientation,» *OPTICS EXPRESS,* **20**, 12, 2012.

[74] A.G. Vyatkin and E. A. Khazanov, «Thermally induced depolarization in sesquioxide class m3 single crystals,» *J. Opt. Soc. Am. B,* **28**, 4, 2011.

[75] M. J. Davis and J. S. Hayden, «Quantifying thermal lensing in solid-state lasers,» *SPIE Newsroom, SCHOTT North America Inc.*, 10.1117/2.1201501.005718, 2015.

[76] LG760 Schott, May 2013. [En ligne].

Caractérisation du matériau Nd :Lu :CaF_2 pour l'amplification laser à 1053 nm

Le laser Méga Joule, dédié à l'interaction laser-matière pour la physique des hautes énergies, est composé de plusieurs chaînes laser injectées par des pilotes. Chaque pilote est un laser utilisant des matériaux verre phosphate dopé au Néodyme pour un fonctionnement à 1053 nm, délivrant une énergie de $1\,J$. Leur cadence de tir est cependant limitée à 1 tir / 5 min à cause de la faible conductivité thermique du verre phosphate. Il serait intéressant d'augmenter cette cadence pour optimiser le temps alignement des optiques ou réaliser des diagnostics sur l'installation laser. Pour augmenter la cadence de tir, nous proposons de changer le verre phosphate dopé au Néodyme actuel par un cristal de CaF_2 dopé Nd et co-dopé Lutécium (Nd :Lu :CaF_2). Sa conductivité thermique est six fois plus élevée que celle du verre phosphate et permettra d'atteindre une cadence de répétition de $10\,Hz$. Dans ce travail de thèse, nous présentons une étude des effets thermomécaniques induits sur le Nd :Lu :CaF_2 par un pompage diode inhomogène et transverse. Les effets thermomécaniques induisent de la biréfringence dont la mesure résolue spatialement et temporellement est réalisée à partir d'un montage polarimétrique. La distribution des contraintes thermomécaniques est reconstruite par un modèle de simulation avec le logiciel COMSOL®. Enfin, une étude de l'influence de l'orientation cristalline du Nd :Lu :CaF_2 est développée afin d'expliquer la disparité de biréfringences mesurées entre différents échantillons de Nd :Lu :CaF_2.

MOTS CLES : LASER SOLIDE POMPÉ DIODE, BIRÉFRINGENCE, MATERIAU CRISTALLIN, EFFETS THERMOMÉCANIQUES

Material Nd :Lu :CaF_2 characterization for laser amplification at 1053 nm

The Mega Joule Laser facility dedicated to laser-matter interaction, including inertial fusion, needs many amplifier stages injected by front ends. These front ends are laser using phosphate glass doped with Neodymium material to operate at 1053 nm, providing an energy of $1\,J$. The repetition rate is limited to 1 shot / 5 min due to a low thermal diffusion and it would be interesting to increase the repetition rate for alignment or diagnostic purposes. Therefore, we propose to change the front end material to CaF_2 crystal, doped by Nd and co-doped by Lutetium (Nd :Lu :CaF_2). Its thermal conductivity is six times higher than in phosphate glass and would allow us to achieve a repetition rate of $10\,Hz$. In this doctoral work, we report a characterization of the thermal induced effects under an inhomogeneous and transverse diode pumping. The thermal effects induce birefringence which is measured with a spatially and temporally resolved polarimetric setup. We reconstruct the stress pattern of our samples by simulating the global setup with COMSOL® software which includes the thermal and mechanic multiphysics interaction. This model allows us to compare with experimental results and then to entirely simulate the mechanical behavior of this new material. A detailed study of the influence of the crystal orientation on the induced birefringence is presented to explain the disparity observed on the different Nd :Lu :CaF_2 samples measurements.

KEYWORDS : DIODE PUMPED SOLID STATE LASER, BIREFRINGENCE, CRYSTAL OPTICS, THERMOMECHANICS EFFECTS